

И. Кесслер
Поляризованные
электроны



Издательство «Мир»

Поляризованные электроны

Joachim Kessler
Polarized Electrons

Second Edition

Springer-Verlag
Berlin Heidelberg New York Tokyo

И. Кесслер

Поляризованные электроны

Перевод с английского
д-ра физ.-мат. наук **Н. М. Кабачника**
и канд. физ.-мат. наук **Ю. А. Мамаева**



Москва «Мир» 1988

ББК 22.38
К36
УДК 530.1

Кесслер И.
К36 Поляризованные электроны: Пер. с англ. — М.: Мир,
1988. — 368 с., ил.
ISBN 5-03-001112-9

Книга, написанная известным физиком из ФРГ, посвящена одному из актуальных направлений современной физики — получению пучков поляризованных электронов и их использованию в атомной физике, физике твердого тела и физике поверхностей. По уровню изложения доступна для студентов старших курсов физических специальностей. Может служить введением в область для неспециалистов, а также учебным пособием.

Для специалистов по физике атомных и электронных столкновений, физике твердого тела и физике поверхностей, а также для студентов и аспирантов соответствующих специальностей.

К $\frac{1704040000-237}{041(01)-88}$ 66—88, ч. 1

ББК 22.38

Редакция литературы по физике и астрономии

ISBN 5-03-001112-9 (русск.)
ISBN 0-387-15736-0 (англ.)

© Springer-Verlag Berlin
Heidelberg 1976 und 1985
All Rights Reserved.
Authorized translation from
English language edition published
by Springer-Verlag
Berlin Heidelberg New York Tokyo

© перевод на русский язык, «Мир»,
1988

Предисловие переводчиков

Последнее десятилетие ознаменовалось быстрым развитием исследований в области физики поляризованных электронов и их взаимодействий с атомами и твердыми телами. В значительной степени это обусловлено созданием интенсивных источников поляризованных электронов, основанных на фотоэмиссии электронов из кристаллов арсенида галлия, а также появлением перспективных методов исследования свойств поверхностей твердых тел с помощью поляризованных электронов. Особый интерес представляет быстро развивающийся метод сканирующей электронной микроскопии поверхностей с поляризационным анализом, который позволяет изучать локальную намагниченность материалов.

Книга известного ученого из ФРГ И. Кесслера, одного из ведущих физиков-экспериментаторов в этой области, посвящена рассмотрению методов получения пучков поляризованных электронов и их использованию в атомной физике, физике твердого тела и физике поверхностей.

Книга задумана и написана как введение в область для неспециалистов и ориентирована в основном на экспериментаторов. Ее отличает простота и физичность изложения сложных вопросов физики поляризационных явлений, которые обычно трудно воспринимаются из-за громоздкого теоретического аппарата, используемого при их описании. Это делает книгу доступной широкому кругу физиков, включая студентов старших курсов физических специальностей. Удачно дополняют и поясняют основное содержание хорошо подобранные задачи и примеры.

Предлагаемый вниманию читателей перевод сделан со второго издания книги. По сравнению с первым изданием (1976 г.) книга существенно расширена и содержит результаты самых последних исследований вплоть до 1984 г. Несмотря на быстрый рост числа публикаций по физике поляризованных электронов, автору удалось путем тщательного отбора сохранить полноту охвата материала. В книге нашли отражение не только хорошо разработанные разделы, такие, как моттовское рассеяние поляризованных электронов на атомах, но и направления

исследований, которые по существу только еще начинают разрабатываться. Примером может служить поляризация оже-электронов и возникновение поляризационной оже-спектроскопии атомов и поверхностей твердых тел.

Изложение материала ведется так, что от читателя не требуется практически никаких специальных знаний, кроме основ квантовой механики и атомной физики. В первых главах изложены основные понятия, связанные со спином электрона и его описанием в рамках квантовой механики. Изложены основы релятивистского описания движения электрона с помощью уравнения Дирака, выведены выражения для поляризации электронов, обусловленной спин-орбитальным взаимодействием, в процессе упругого рассеяния на атомах (моттовское рассеяние). Рассмотрена поляризация в случаях, когда либо взаимодействие нарушает четность, либо рассеяние происходит на объектах, не обладающих плоскостью симметрии (например, на оптически активных молекулах). Много внимания уделено экспериментам по изучению двойного и тройного рассеяния электронов, включая реализацию так называемого «полного» эксперимента в упругом рассеянии. Обсуждаются поляризационные явления при резонансном и неупругом рассеянии. Приведены конкретные результаты по поляризации электронов при упругом и неупругом рассеянии на атомах ртути и ксенона.

Далее детально рассмотрены поляризационные эффекты, обусловленные процессами обмена при рассеянии электронов на атомах. Обсуждаются отличия поляризации при обменном рассеянии от случая моттовского рассеяния. Дано теоретическое описание поляризации электронов при обменном рассеянии на атомах с одним электроном в наружной оболочке и приведены результаты различных экспериментальных исследований. Особый раздел посвящен вопросу о поляризации излучения при возбуждении атомов поляризованными электронами. Обменное рассеяние рассмотрено в случае столкновения электронов с атомами, имеющими заполненную наружную ns^2 -подоболочку. Приведены результаты измерений деполяризации электронов при возбуждении триплетных уровней таких атомов, а также поляризации испускаемого при этом излучения. Большое внимание уделено процессам ионизации атомов (фотоионизации, столкновительной ионизации), приводящим к появлению поляризованных электронов. В частности, детально обсуждается поляризация фотоэлектронов, в том числе и в случае, когда ни падающее излучение, ни атомы мишени не поляризованы. Приводятся примеры экспериментальных исследований поляризационных явлений при фотоионизации атомов, включая измерения, составляющие «полный» эксперимент, т. е. позволяющие на основании экспериментальных данных определить ампли-

туды и относительные фазы фотоионизации. Обсуждаются особенности поляризации фотоэлектронов, возникающие в области автоионизационных резонансов, а также поляризация оже-электронов.

Кратко описаны поляризационные эффекты, возникающие при релятивистских скоростях электронов, в частности поляризация электронов на орбите ускорителя, обусловленная поляризацией синхротронного излучения.

Значительное место в книге занимают проблемы получения пучков поляризованных электронов и способы измерения их степени поляризации. Дан сравнительный анализ различных источников поляризованных электронов, описаны некоторые конкретные конструкции источников. В частности, как источник поляризованных электронов обсуждается фотоэмиссия, автоэлектронная эмиссия и вторичная электронная эмиссия из магнитных материалов. Рассмотрен источник, основанный на фотоэмиссии электронов из кристаллов арсенида галлия.

Наконец, обсуждаются новые возможности для исследования поверхностей твердых тел, особенно поверхностного магнетизма, открывающиеся при изучении дифракции поляризованных медленных электронов на поверхности кристаллов. В заключение в книге перечислены процессы в самых различных областях атомной, ядерной физики и физики твердого тела, в которых участвуют или образуются поляризованные электроны, и дается оценка степени их изученности.

Нужно отметить тщательный подбор обширной библиографии, содержащейся в книге. Автор приводит практически все наиболее существенные обзоры по отдельным вопросам, затронутым в книге, и многие оригинальные работы.

Учитывая перспективность исследований с поляризованными электронами в физике атомных столкновений и в особенности в физике поверхностей твердых тел, мы надеемся, что перевод книги Кесслера на русский язык окажется интересным и полезным как специалистам, так и студентам и аспирантам соответствующих специальностей.

*Н. М. Кабачник
Ю. А. Мамаев*

Предисловие к русскому изданию

Благодаря широкому резонансу, который получила эта книга, она теперь переведена на русский язык. Мне было приятно узнать об этом, потому что советские физики, в особенности теоретические группы из Ленинграда и Москвы, внесли важный вклад фундаментального характера в эту область знания. Их теоретические предсказания и расчеты поляризационных явлений при фотоионизации атомов и молекул, в оже-процессах и при рассеянии электронов на атомах открыли новые пути в этой области и стимулировали интереснейшие экспериментальные исследования. Примером может служить открытие того, что фотоэлектроны часто оказываются поляризованными, даже если они возникают при воздействии неполяризованного излучения на неполяризованные атомы, что в свое время казалось удивительным.

Я надеюсь, что эта книга стимулирует дальнейшие работы в Советском Союзе, в том числе и экспериментальные, поскольку важное значение физики поляризованных электронов и для фундаментальных исследований, и для технических приложений бесспорно. Сошлюсь, например, на быстрый прогресс в области поляризационной электронной микроскопии, который наблюдался в период с момента публикации настоящей книги в 1985 г. Нет сомнений в том, что растровая электронная микроскопия с поляризационным анализом вскоре станет обычным методом изучения магнитных материалов.

Я очень признателен коллегам из Советского Союза проф. Друкареву, д-ру Черепкову и д-ру Кабачнику за стимулирующее сотрудничество и обсуждение. Двоих из них, названных последними, я благодарю за инициативу перевода этой книги на русский язык. Надеюсь, что книга найдет в Советском Союзе столь же много читателей, как и в других странах. Мне было бы приятно получить отзывы и предложения от читателей русского издания.

Мюнстер, март 1987

Иоахим Кесслер

Предисловие ко второму изданию

Быстрое развитие физики поляризованных электронов за десять лет с момента выхода в свет первого издания этой книги привело к необходимости написать заново большую ее часть. Вся книга, кроме вводной части и раздела, посвященного рассеянию Мотта, была полностью переработана. В главе 3 были добавлены разделы, посвященные поляризации, нарушающей симметрию по отношению к отражению, резонансному рассеянию и неупругим процессам. Глава 4 была переработана с учетом многочисленных новых результатов, полученных в обменном рассеянии. Глава 5 включает последние открытия, касающиеся поляризации фотоэлектронов, образующихся при воздействии неполяризованного излучения на неполяризованные мишени, и поляризации оже-электронов. В главу 6 добавлено дополнительное обсуждение релятивистских поляризационных явлений. Огромный рост числа поляризационных исследований с твердыми телами и поверхностями потребовал расширения и переработки главы 7. Все, кроме одного, разделы главы 8 написаны заново, причем в эту главу включено детальное рассмотрение методов анализа поляризации.

Мы вновь попытались дать почти полное рассмотрение, предмета. Но и при такой постановке вопроса пришлось провести значительный отбор среди широкого круга имеющихся материалов, чтобы достигнуть компактности изложения. Список литературы, подобранной по тому же принципу, что и в первом издании, призван служить читателю путеводителем по литературе в поисках дальнейших ссылок.

Я хочу выразить свою благодарность многим людям, чью помощь трудно переоценить. В дополнение к тем, кто упоминался в первом издании, я хочу поблагодарить сотрудников, которые присоединились к моей группе за этот период. Их энтузиазм и компетентность имели решающее значение для успеха нашей работы. Среди результатов, добавленных в книгу в этом издании, многие были получены д-рами Бергером, Францем, Мёлленкампом, Шёнхензе, Вольчке, Вюбкером. Тесное сотрудничество по теоретическим аспектам поляризационных явлений с д-рами Блумом и Бартшатом внесло неоценимый вклад

в наши исследования поляризованных электронов. Потребовавшая много времени задача модернизации моих лекций и превращения их в книгу была выполнена во время пребывания в Национальном бюро стандартов (НБС) в Гейтерсберге (шт. Мэриленд). Я с большим удовольствием воспользовался теплым гостеприимством Группы физики электронов, которая сыграла важную роль в быстром развитии физики поляризованных электронов в последнее десятилетие. Я очень благодарен членам этой группы за полезные замечания и многочисленные плодотворные обсуждения и в прошлом, и в настоящем, особенно руководителю группы д-ру Силотта и д-ру Пирсу. Рукопись много выиграла благодаря конструктивным предложениям д-ра Рэдинга, который критически и с большим пониманием прочитал конспекты лекций, положенные в основу книги. Искренне благодарю моего секретаря Х. Николаи, которая перепечатывала рукопись с поразительной аккуратностью и, несмотря на бесчисленные изменения, никогда не теряла терпения. Я очень благодарен В. Дэвиду за аккуратные иллюстрации и К. Бринкману за фотоработы. Я также благодарен секретарям НБС за помощь при завершении рукописи. Благодарю М. Ширази за помощь при корректуре. Наконец, мне приятно поблагодарить за содействие д-ра Лотча и Р. Михельс из издательства «Шпрингер».

Вашингтон, январь 1985

И. Кесслер

Из предисловия к первому изданию

Эта книга посвящена физике поляризованных свободных электронов. Многие аспекты этой быстро расширяющейся области физики рассматривались в обзорах, но до настоящего времени не было достаточно полной монографии.

При написании этой книги я пытался противостоять современной тенденции в науке, когда специалисты пишут книги в первую очередь для себе подобных и когда физики даже в тесно связанных областях меньше понимают друг друга, чем они склонны признать. Я попытался изложить одну из областей современной физики в стиле учебника.

Изложение должно быть доступно читателю на уровне студента старших курсов, и, хотя оно может потребовать для понимания некоторых усилий, я надеюсь, здесь не окажется тайнописи, требующей расшифровки. Если читателю покажется, что автор иногда излишне подробно останавливается на довольно элементарных вопросах, он должен вспомнить, что эти экскурсы, рассчитанные на «непосвященных», нужны, чтобы книга была полностью самостоятельна. Так, например, было сочтено необходимым дать простое введение в теорию Дирака, чтобы иметь основу для обсуждения моттовского рассеяния, одного из наиболее важных методов изучения поляризованных электронов.

По замыслу эта монография — введение в физику поляризованных электронов, а не замена обзорных статей, посвященных отдельным обсуждавшимся проблемам. Она не включает поляризацию электронов при β -распаде — тему, которая нашла отражение в других книгах. Такие вопросы, как электронный парамагнитный резонанс, где ориентируются спины *несвободных* электронов, выходят за рамки этой книги. Хорошо разработанные разделы, такие, как моттовское рассеяние, естественно, изложены подробнее тех, которые только начинают развиваться, как, например, рассеяние электронов высоких энергий. Идеи или общие результаты, которые не изучены количественно теоретически или экспериментально, мы не рассматривали, так как физические результаты должны формулироваться на количественной основе.

В соответствии с вводным характером книги главная цель списка литературы — помочь читателю получить более полную информацию по определенным разделам. Впервые знакомящийся с данной областью должен обращаться к обзорным статьям во всех случаях, когда они имеются. Оригинальные источники приводятся в списке, если на них даются прямые ссылки в тексте или если они еще не попали в обзорные статьи и другие работы.

Мне приятно выразить свою благодарность многим людям, кто внес свой вклад в создание этой книги. Ряд ее разделов написан под сильным влиянием идей и достижений моих коллег, особенно д-ров Ханне, Хейнцманна и Йоста, с которыми в течение многих лет мы исследовали различные обсуждающиеся в книге вопросы. Щедрому гостеприимству Объединенного института лабораторной астрофизики (ОИЛА) я обязан самой возможностью написать эту книгу. Плодотворная атмосфера в ОИЛА, которую я ощущал во время пребывания там в качестве гостя, была идеальной для выполнения поставленной задачи. Я очень благодарен редакторскому отделу ОИЛА за прекрасную работу. Благодаря многочисленным полезным советам Л. Вольски и мастерству Г. Роми стопка моих запутанных и многократно правленных записей (в рекордное время) превратилась в прекрасно отпечатанную рукопись. Я особенно благодарен д-ру Ламбропулос, которая взяла на себя труд прочесть всю рукопись; ее конструктивная критика во многом способствовала улучшению книги. Обсуждения с проф. Мерцем в Мюнстере и со многими коллегами в Боулдере помогли прояснить некоторые места в книге. Я ценю прилежание и добросовестность Х. Герберона и Б. Гёльсдорфа, которые подготовили большинство иллюстраций. Благодарю за помощь Е. Рассел и д-ра Лукаса за перевод ряда моих лекций, которые я использовал при подготовке части рукописи. Наконец, хочу поблагодарить тех слушателей дома и за границей, которые своей реакцией на мои лекции помогли сделать изложение более ясным.

Боулдер, шт. Колорадо, август 1975

И. Кесслер

1. Введение

1.1. Представление о поляризованных электронах

Ансамбль электронов называется поляризованным, если спины электронов имеют некую преимущественную ориентацию, т. е. существует направление, для которого два возможных спиновых состояния заселены неодинаково. Указывается, чем вызван интерес к поляризованным электронам.

В ранних экспериментах со свободными электронами редко рассматривалось направление их спинов. Спины в электронных пучках, полученных обычными методами, такими, как термоэмиссия, имели произвольное направление. В том случае, когда направление спина электрона играло какую-то роль, приходилось проводить усреднение по всем ориентациям спина, чтобы правильно описать эксперимент.

Только в последние годы были найдены возможности получать электронные пучки, в которых спины имеют преимущественную ориентацию. Они называются поляризованными электронными пучками по аналогии с поляризованным светом, векторы поля которого имеют преимущественную ориентацию. Точнее говоря, пучок электронов (или любой другой ансамбль электронов) называется поляризованным, если существует направление, для которого два возможных спиновых состояния заселены неодинаково.

Если все спины имеют одно и то же направление, то мы имеем предельный случай полностью поляризованного ансамбля электронов (рис. 1.1). Если же не все, а только большинство спинов имеют одинаковое направление, то ансамбль называется частично поляризованным.

Интерес к поляризованным электронам вызван многими причинами. Одной, существенной, причиной является то, что

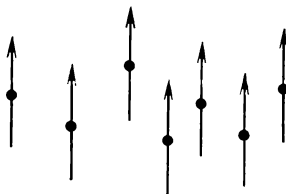


Рис. 1.1. Ансамбль полностью поляризованных электронов.

в физических исследованиях необходимо как можно точнее определять начальное и конечное состояния рассматриваемых систем. Проиллюстрируем это двумя примерами. Во многих экспериментах по рассеянию электронов важно иметь возможность как можно точнее отобрать электроны по энергии. Иначе необходимо было бы проводить сложное усреднение, чтобы интерпретировать результаты, а многие эксперименты (например, наблюдение возбуждения отдельных энергетических состояний атомов) не могли бы быть даже проведены. То же самое относится и к импульсам: часто стремятся получить электроны в виде хорошо сформированного пучка, т. е. пучка, в котором направления импульсов отдельных электронов были бы как можно более близки. Рой электронов с произвольными направлениями импульсов не годился бы, например, для бомбардировки мишени. По вполне аналогичным причинам при исследовании большого числа процессов, зависящих от спинов, которые встречаются в физике, важно иметь в распоряжении электроны в хорошо определенных спиновых состояниях. Тогда нет необходимости проводить усреднение по всем возможностям, которые могут возникнуть из-за различных направлений спинов, теряя тем самым ценную информацию. Вместо этого можно все такие возможности исследовать отдельно.

Данное утверждение довольно общего характера будет детализовано в последующих главах. Тогда станут ясными многие другие мотивы исследований с поляризованными электронами, такие, как возможность более глубокого изучения структуры магнитных материалов и атомных взаимодействий, а также возможность более точного определения магнитного момента электрона.

1.2. Почему для электронов непригодны обычные поляризационные фильтры

Обычные спиновые фильтры, прототипом которых является магнит Штерна — Герлаха, непригодны для свободных электронов. Это объясняется тем, что в магните Штерна — Герлаха возникает сила Лоренца, которая отсутствует в случае нейтральных атомов. Данное обстоятельство вместе с принципом неопределенности не позволяет разделить электроны со спинами «вверх» и «вниз».

В 1808 г. Малюс, глядя через кристалл кальцита на окно Люксембургского дворца, от стекла которого отражался свет, обнаружил поляризацию света. В 1921 г. Штерн и Герлах, пропустив атомный пучок через неоднородное магнитное поле, обнаружили поляризацию атомов. Со времени этих первых экспериментов было проведено много очень интересных экспериментов с поля-

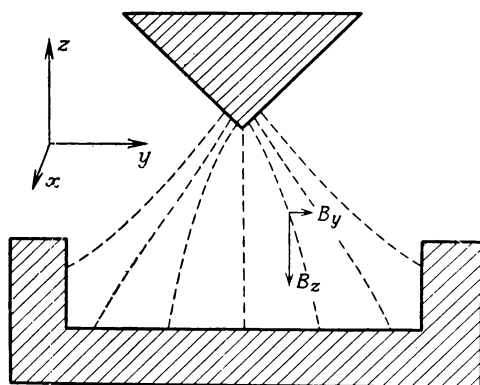


Рис. 1.2. Эксперимент Штерна — Герлаха со свободными электронами.

ризованным светом и с поляризованными атомами. Сравнимые же по качеству эксперименты с поляризованными электронами стали возможны только в последние два десятилетия.

Это и не случайно. Поляризованный свет можно получить, пропустив неполяризованный свет через поляризатор, который устранил одно из двух направлений поляризации. При этом интенсивность уменьшится в 2 раза. Аналогично поляризованный атомный пучок можно получить, пропуская неполяризованный атомный пучок через спиновый фильтр. Если, например, пучок щелочных атомов проходит через магнит Штерна — Герлаха, он расщепляется на два пучка с противоположными направлениями спинов валентных электронов. Можно устранил один из этих пучков, и тогда тоже получится поляризованный пучок вдвое меньшей интенсивности.

Такая процедура непригодна в случае электронов. Принципиально невозможно поляризовать свободные электроны с помощью установки Штерна — Герлаха, как это можно видеть из нижеследующего [1.1].

На рис. 1.2 пучок электронов проходит через среднюю часть области магнитного поля в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка (скорость $v = v_x$). Спины выстраиваются параллельно или антипараллельно магнитному полю, и в неоднородном магнитном поле на электроны действует отклоняющая сила. В плоскости симметрии сила, которая приводит к расщеплению пучка, есть

$$F = \pm \mu \frac{\partial B_z}{\partial z}, \quad (1.1)$$

где μ — магнитный момент электрона. Дополнительно на электроны действует сила Лоренца из-за наличия у них электриче-

ского заряда. Ее компонента в направлении y , создаваемая компонентой магнитного поля B_z , вызывает смещение вправо изображения, которое могло бы быть зарегистрировано фотографической пластинкой. Так как пучок электронов имеет определенную ширину, на него воздействует и компонента поля B_y , которая существует вне плоскости симметрии. Компонента силы Лоренца $F_L = (e/c)v_x B_y$, вызванная полем B_y , отклоняет электроны вверх, если они проходят справа от плоскости симметрии, и вниз, если они проходят слева от нее. Это вызывает наклон следов на фотографической пластине, как схематически показано на рис. 1.3.

Даже в мысленных экспериментах мы не можем рассматривать бесконечно узкий пучок, так как необходимо учитывать принцип неопределенности, т. е. соотношение $\Delta y \cdot m \Delta v_y \approx h$. Если мы хотим работать с реальным пучком, то разумно потребовать, чтобы неопределенность Δv_y скорости в направлении y была мала по сравнению с v_x (рис. 1.4). Отсюда с учетом приведенного выше соотношения неопределенностей следует, что $h/m \Delta y \ll v_x$ или, если ввести длину волны де Бройля $\lambda = h/mv_x$,

$$\lambda \ll \Delta y; \quad (1.2)$$

точно так же получается $\lambda \ll \Delta z$.

Тем не менее, чтобы иметь возможность сделать ясную графическую иллюстрацию (рис. 1.5), мы предположим сейчас, что можем иметь пучок, разброс которого в z -направлении, в котором мы надеемся получить расщепление, меньше длины волны де Бройля. Рассмотрим две точки A' и B , координаты которых различаются на λ . Это всегда возможно, так как ширина пучка Δy гораздо больше λ . Поскольку длина волны λ мала по сравнению с макроскопическими размерами области поля, с хорошей точностью справедливо разложение в ряд Тейлора

$$B_y(y + \lambda) = B_y(y) + \lambda \frac{\partial B_y}{\partial y}(y). \quad (1.3)$$

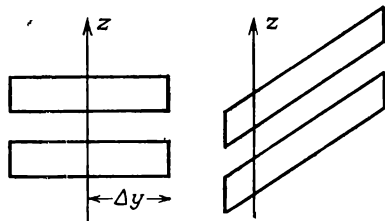


Рис. 1.3. Отклонение незаряженных (левая часть) и заряженных (правая часть) частиц со спином $1/2$ в поле магнита Штерна — Герлаха.

электроны со спином «вверх» и спином «вниз» с помощью макроскопического поля, создаваемого магнитом Штерна — Герлаха. Максимум, чего можно было бы ожидать, это слабое нарушение баланса спиновых направлений по краям пучка.

Часто делались попытки опровергнуть приведенные выше рассуждения, восходящие к Бору и Паули и доказывающие, что эксперименты типа Штерна — Герлаха невозможны в случае электронов [1.2]. Такие попытки сходны с мысленными экспериментами по созданию вечного двигателя. Однако все предложения по модификации эксперимента с тем, чтобы он оказался результативным, не имели успеха. Мы увидим, однако, в конце книги, что в принципе не невозможно получить различные заселенности состояний со спинами «вверх» и «вниз» для свободных электронов с помощью макроскопических полей. Отбор спиновых состояний может, например, быть осуществлен за счет захвата электронов в ловушки с подходящим неоднородным магнитным полем (см. конец разд. 8.3).

Поскольку прямой метод, фильтр Штерна — Герлаха, оказался непригодным, необходимо найти другие пути получения поляризованных свободных электронов. Сильно поляризованные электроны дает, например, рассеяние неполяризованных электронов на тяжелых атомах. Однако на этом пути интенсивность уменьшается не в 2 раза, как в обычных поляризационных фильтрах, а в 10^4 — 10^7 раз в зависимости от того, сколь высокая поляризация требуется. Как мы увидим позже, существуют методы иные, чем рассеяние, но для всех них общим является то, что они дают умеренную интенсивность. Никто пока что не нашел спиновый фильтр для электронов, который уменьшал бы интенсивность только в 2 раза.

Для поляризационного эксперимента необходим также анализатор поляризации. Здесь та же ситуация. Если ось оптического анализатора параллельна поляризации, то полностью поляризованный пучок света пройдет через анализатор без потери интенсивности. Аналогично если использовать спиновый фильтр типа Штерна — Герлаха как анализатор, то полностью поляризованный атомный пучок пройдет через него без заметной потери интенсивности в случае, если направление его поляризации параллельно направлению, для которого проводится анализ. Для электронов, однако, невозможно использовать такой спиновый фильтр как анализатор по той же причине, по какой его нельзя использовать как поляризатор. Необходим какой-нибудь зависящий от спинов процесс столкновения, обычно рассеяние электронов, в котором опять на несколько порядков уменьшается интенсивность.

Так как для поляризационного эксперимента нужны и поляризатор, и анализатор, это приводит к уменьшению интен-

сивности в 10^6 и более раз в экспериментах с поляризованными электронами. Если мы сравним это с множителем 2 для экспериментов с поляризованным светом или атомами (при идеальных условиях), то увидим, почему исследования с поляризованными электронами стали возможны только в последние годы: чтобы это поле деятельности стало доступным, потребовалось разработать довольно сложную экспериментальную технику.

Тот факт, что обычные поляризационные фильтры непригодны для электронов, не означает, что абсолютно невозможно найти эффективные электронные поляризационные фильтры. Как будет показано в разд. 7.1.2, существуют интересные разработки, показывающие, что стоит искать «необычные» электронные поляризационные фильтры высокой эффективности.

Прежде чем мы сможем обсуждать количественно процессы, в которых играет роль поляризация электронов, мы должны найти возможности математически описывать поляризованные электроны.

2. Описание поляризованных электронов

2.1. Некоторые результаты из элементарной квантовой механики

Дается формальное описание спина свободных электронов.

Из учебников по квантовой механике известно следующее: наблюдаемой величине «спин» соответствует оператор \mathbf{s} , который удовлетворяет перестановочным соотношениям, характерным для угловых моментов:

$$s_x s_y - s_y s_x = i\hbar s_z \text{ (и другие, получаемые циклической перестановкой)}. \quad (2.1)$$

Если выделить множитель $\hbar/2$ в определении оператора $\mathbf{s} = (\hbar/2)\boldsymbol{\sigma}$, то из указанных выше перестановочных соотношений с учетом дополнительного условия, что σ_z — диагональная матрица, можно получить матрицы Паули

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.2)$$

Эти операторы приобретают смысл, если подействовать ими на двухкомпонентные волновые функции $\begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$, с помощью которых могут быть описаны две возможные ориентации спина электрона. Например, можно написать следующие уравнения на собственные значения:

$$\begin{aligned} \sigma_z \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = 1 \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \\ \sigma_z \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = -1 \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

которые показывают, что $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ есть собственная функция оператора σ_z с собственным значением $+1$ (или $+\hbar/2$ для оператора s_z), а функция $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ соответствует собственному значению -1 .

Мы можем использовать эти два состояния как базисные, чтобы представить произвольное состояние

$$\chi = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$$

в виде линейной суперпозиции:

$$a_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + a_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

Если функцию χ считать нормированной, то мы имеем

$$\langle \chi | \chi \rangle = (a_1^*, a_2^*) \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = |a_1|^2 + |a_2|^2 = 1. \quad (2.5)$$

Вспоминая квантово-механическую интерпретацию разложения волновой функции, мы видим [см. равенство (2.4)], что $|a_1|^2$ есть вероятность получить величину $+\hbar/2$ при измерении компоненты спина вдоль направления оси z , т. е. $|a_1|^2$ есть вероятность найти электрон в состоянии $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$. Величина $|a_2|^2$ есть вероятность получить собственное значение $-\hbar/2$, т. е. найти электрон в состоянии $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$. В результате измерения направления спина электрон с вероятностью $|a_i|^2$ ($i = 1, 2$) переходит в одно из двух собственных состояний. Даже если спины были ориентированы в направлении оси x , при измерении компоненты спина в z -направлении получаются значения $+\hbar/2$ или $-\hbar/2$, причем каждое с вероятностью $1/2$ (разд. 2.2). Таким образом, очевидно, что процесс измерения оказывает воздействие на спины.

Такое возмущение спинового состояния, вносимое измерением, не позволяет измерить все компоненты спина одновременно. Математически это следует из некоммутативности компонент углового момента [формула (2.1)]. Однако оператор s^2 , который имеет собственное значение $s(s+1)\hbar^2 = 3\hbar^2/4$, коммутирует с компонентами s_x, s_y, s_z . Его собственное значение можно получить, измерив одновременно с собственным значением любой компоненты вектора s . По этой причине утверждение, что «спин направлен вдоль оси z », означает точнее следующее: вектор спина лежит где-то на некой конической поверхности таким образом, что его компонента в направлении z равна $+\hbar/2$, а две другие компоненты неизвестны, известно лишь, что $s_x^2 + s_y^2 + s_z^2 = 3\hbar^2/4$ (рис. 2.1).

Из сказанного следует, что невозможно отличить электронный пучок, в котором все направления спинов равновероятны,

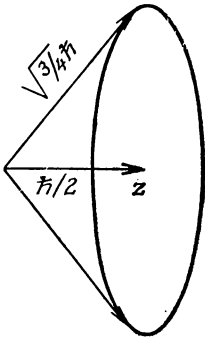
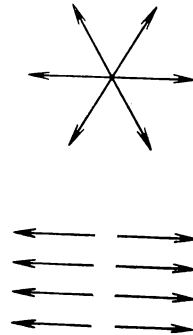
Рис. 2.1. Спин «в направлении z ».

Рис. 2.2. Неполаризованные электроны.

от пучка, в котором половина спинов параллельна, а вторая половина антипараллельна какому-то произвольному направлению (рис. 2.2). В обоих случаях эксперимент покажет, что в половине измерений спин параллелен, а в половине антипараллелен этому направлению. Любой мыслимый эксперимент с такими электронными пучками дает один и тот же результат; следовательно, такие пучки должны считаться идентичными.

2.2. Чистые спиновые состояния

Дается определение спиновой функции, описывающей спин, направленный в произвольном направлении. Поляризация определяется как среднее значение спина. Ее величина для чистого состояния равна 1.

В этом разделе мы будем рассматривать систему электронов, которые все находятся в одном и том же спиновом состоянии. В таком случае говорят, что система электронов находится в чистом спиновом состоянии.

Направление спина в спиновом состоянии, которое описывается волновой функцией $\chi = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$, определяется величинами

a_1 и a_2 , как мы сейчас покажем. Пусть $\hat{\mathbf{e}} = (e_x, e_y, e_z)$ — единичный вектор, направление которого задается углами ϑ , φ , т. е. (рис. 2.3)

$$e_x = \sin \vartheta \cos \varphi, \quad e_y = \sin \vartheta \sin \varphi, \quad e_z = \cos \vartheta.$$

Выясним, как должна выглядеть спиновая функция, которая описывает спин, ориентированный в направлении ϑ , φ . Чтобы ответить на этот вопрос, мы должны решить уравнение на собственные значения $(\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{e}})\chi = \lambda\chi$, так как $(\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{e}})$ есть проекция

спинового оператора на заданное направление. Поскольку

$$\sigma_x \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_2 \\ a_1 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -ia_2 \\ ia_1 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 \\ -a_2 \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

мы получаем

$$\begin{aligned} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{e}}) \chi &= \begin{pmatrix} a_2 \sin \vartheta \cos \varphi - ia_2 \sin \vartheta \sin \varphi + a_1 \cos \vartheta \\ a_1 \sin \vartheta \cos \varphi + ia_1 \sin \vartheta \sin \varphi - a_2 \cos \vartheta \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} a_1 \cos \vartheta + a_2 \sin \vartheta e^{-i\varphi} \\ a_1 \sin \vartheta e^{i\varphi} - a_2 \cos \vartheta \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Попытка найти собственные функции проекции спинного оператора на направление $\hat{\mathbf{e}}$, т. е. решить уравнение $(\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{e}}) \chi = \lambda \chi$, приводит, таким образом, к следующим уравнениям:

$$\begin{aligned} a_1 (\cos \vartheta - \lambda) + a_2 \sin \vartheta e^{-i\varphi} &= 0, \\ a_1 \sin \vartheta e^{i\varphi} + a_2 (-\cos \vartheta - \lambda) &= 0. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Условие существования нетривиального решения (равенства нулю детерминанта) таково:

$$-\cos^2 \vartheta + \lambda^2 - \sin^2 \vartheta = 0, \text{ или } \lambda = \pm 1.$$

При $\lambda = +1$ из уравнений (2.7) получаем

$$\frac{a_2}{a_1} = \frac{\cos \vartheta - 1}{-\sin \vartheta e^{-i\varphi}} = \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2} e^{i\varphi}, \quad (2.8)$$

а при $\lambda = -1$ имеем

$$\frac{a_2}{a_1} = \frac{\cos \vartheta + 1}{-\sin \vartheta e^{-i\varphi}} = -\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} e^{i\varphi}. \quad (2.9)$$

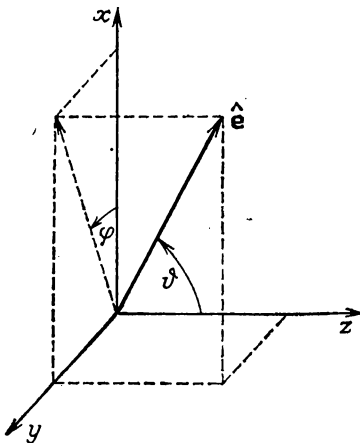


Рис. 2.3. Направление спина.

Так как a_1 и a_2 есть решения однородной системы уравнений, они определены с точностью до константы. Эту константу можно найти из условия нормировки (2.5). Тогда

$$a_1 = \cos \frac{\vartheta}{2}, \quad a_2 = \sin \frac{\vartheta}{2} e^{i\varphi} \quad \text{при } \lambda = +1, \quad (2.10)$$

$$a_1 = \sin \frac{\vartheta}{2}, \quad a_2 = -\cos \frac{\vartheta}{2} e^{i\varphi} \quad \text{при } \lambda = -1. \quad (2.11)$$

Общий фазовый множитель величин a_1 и a_2 , который остается неопределенным, выбран произвольно.

Спиновые функции с найденными выше a_1 и a_2 есть собственные функции проекции спинового оператора σ на направление вектора \hat{e} с собственными значениями $+1$ и -1 , т. е. они описывают состояния, для которых проекция спина на направление \hat{e} , φ равна соответственно $+\hbar/2$ и $-\hbar/2$. Можно сразу увидеть, что решение (2.9) или (2.11) есть не что иное, как решение (2.8) или (2.10), соответственно, но для направления $-\hat{e}$, которое задается углами $\pi - \vartheta$, $\varphi + \pi$. Таким образом, с этого момента нам достаточно использовать только решение (2.8) или (2.10).

В частном случае $\vartheta = 0$ или $\vartheta = \pi$, $\varphi = 0$ (спин параллелен или антипараллелен оси z) формула (2.10) дает, как и должно быть, собственные функции $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ или $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ оператора σ_z . В случае $\vartheta = \pi/2$, $\varphi = 0$ (спин в направлении оси x) получается спиновая функция $\chi = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{2} \\ 1/\sqrt{2} \end{pmatrix}$. Последний пример должен предостеречь нас от одного неверного вывода: суперпозиция спиновых состояний, отвечающих противоположным направлениям, с равными амплитудами и определенным фазовым соотношением, такая, как, например,

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{2} \\ 1/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

означает не компенсацию спинов, а спин, ориентированный в другом направлении. Это аналогично когерентной суперпозиции световых волн, имеющих правую и левую циркулярную поляризацию, с определенным соотношением фаз, которая тоже дает не неполяризованную, а линейно поляризованную волну.

Рассмотрим теперь поляризацию электронов, описываемых спиновой функцией $\begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$. В то время как собственное значение представляет собой результат одного измерения, поляризация говорит нам нечто о среднем направлении спина ансамбля электронов. Таким образом, она является математическим ожиданием.

Напомним, что математическое ожидание есть среднее всех значений, которые рассматриваемая характеристика частиц может принимать в данном состоянии ψ . Однократное измерение этой характеристики, описываемой оператором Q , дает собственное значение. Если такие измерения выполнить в большом числе идентичных систем, то, вообще говоря, могут получиться все возможные собственные значения. Среднее всех таких собственных значений и есть математическое ожидание

$$\langle Q \rangle = \langle \psi | Q | \psi \rangle. \quad (2.12)$$

Например, для атома водорода в основном состоянии ψ_0 среднее значение импульса \mathbf{p} , очевидно, равно нулю, так как импульс электрона на орбите постоянно меняется по направлению¹⁾. Действительно,

$$\langle \mathbf{p} \rangle = \langle \psi_0 | \mathbf{p} | \psi_0 \rangle = -i\hbar \int \psi_0^* \text{grad } \psi_0 d\tau = 0,$$

что легко показать, используя простую волновую функцию основного состояния.

Если система находится в одном из собственных состояний некоего оператора, то каждое измерение соответствующей наблюдаемой с достоверностью дает собственное значение; таким образом, ее среднее значение совпадает с данным собственным значением. Например, в случае системы, находящейся в состоянии, которое описывается нормированной собственной функцией оператора энергии ψ_n с собственным значением E_n , получаем среднее значение энергии, равное E_n :

$$\langle H \rangle = \langle \psi_n | H | \psi_n \rangle = \langle \psi_n | E_n | \psi_n \rangle = E_n \langle \psi_n | \psi_n \rangle = E_n.$$

После этого краткого экскурса в элементарную квантовую механику вернемся к поляризации и определим ее как среднее значение спинового оператора Паули:

$$\mathbf{P} = \langle \boldsymbol{\sigma} \rangle = \langle \chi | \boldsymbol{\sigma} | \chi \rangle = (a_1^*, a_2^*) \boldsymbol{\sigma} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

Имея в виду это определение, найдем из (2.6) и (2.10), что компоненты вектора поляризации таковы:

$$\begin{aligned} P_x &= (a_1^*, a_2^*) \begin{pmatrix} a_2 \\ a_1 \end{pmatrix} = a_1^* a_2 + a_2^* a_1 = \\ &= \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} e^{i\varphi} + \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} e^{-i\varphi} = \sin \theta \cos \varphi, \\ P_y &= (a_1^*, a_2^*) \begin{pmatrix} -ia_2 \\ ia_1 \end{pmatrix} = i(a_2^* a_1 - a_1^* a_2) = \\ &= \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \frac{1}{i} e^{i\varphi} - \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \frac{1}{i} e^{-i\varphi} = \sin \theta \sin \varphi, \\ P_z &= (a_1^*, a_2^*) \begin{pmatrix} a_1 \\ -a_2 \end{pmatrix} = |a_1|^2 - |a_2|^2 = \cos^2 \frac{\theta}{2} - \sin^2 \frac{\theta}{2} = \cos \theta. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Из этих равенств видно, что вектор поляризации имеет направление θ , φ и что степень поляризации, которая определяется как

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2},$$

равна 1 в рассматриваемом здесь случае. Это вполне логично, так как мы приняли, что спины электронов могут быть описаны

¹⁾ Термины «среднее значение» и «математическое ожидание» эквивалентны. Далее в книге употребляется первый из них. — *Прим. перев.*

определенной спиновой функцией $\begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$ (чистое состояние), и, следовательно, имеется только одно направление спинов в пучке, а именно направление, заданное углами θ , ϕ [формула (2.10)].

Если состояние $\chi = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$ не нормировано, то естественным обобщением определения (2.13) будет определение

$$\mathbf{P} = \frac{\langle \chi | \boldsymbol{\sigma} | \chi \rangle}{\langle \chi | \chi \rangle}. \quad (2.15)$$

Тогда величина компонент вектора \mathbf{P} остается в интервале между 0 и 1, например:

$$P_z = \frac{|a_1|^2 - |a_2|^2}{|a_1|^2 + |a_2|^2}.$$

Вектор поляризации может быть полностью определен. Можно измерить все его компоненты, нужно только позаботиться о том, чтобы не использовать для измерений одни и те же частицы, так как измерение воздействует на состояние частицы и последующее измерение может дать неверную величину. Например, имея пучок, поляризованный в направлении оси x [поляризация $\mathbf{P} = (1, 0, 0)$], можно было бы поступить следующим образом. Сначала измерить компоненты спинов в z -направлении. Половина измерений дала бы $+\hbar/2$, другая половина $-\hbar/2$, что означало бы $P_z = 0$. Если затем продолжить измерения для направления y или x с теми же самыми электронами, которые имели бы теперь одинаковое число спинов, параллельных и антипараллельных оси z , мы получили бы снова $+\hbar/2$ и $-\hbar/2$ с равной вероятностью, что означало бы $P_x = 0$, $P_y = 0$. Но если бы измерения были проведены правильно, мы получили бы для направления x только значение $+\hbar/2$, так как наш пучок полностью поляризован в этом направлении.

Возражение, что нужно было бы начинать с измерений в x -направлении, не справедливо, так как заранее, до эксперимента, неизвестно, что пучок поляризован в этом направлении (иначе измерение было бы излишним).

Чтобы эксперимент дал правильные результаты, нужно проводить измерения на различных подсистемах ансамбля электронов. При этом, конечно, нужно быть уверенным в том, что эти подсистемы находятся в таком же поляризационном состоянии, что и вся система. Например, можно проводить измерения последовательно во времени на пучке с постоянной поляризацией. Тогда мы в каждом измерении будем использовать электроны,

не подвергавшиеся воздействию предшествующих измерений, и получим в приведенном выше примере $P_x = 1$, $P_y = 0$ и $P_z = 0$.

Задача 2.1. Два пучка электронов, описываемых плоскими волнами, один со спинами, параллельными импульсу, а другой — с антипараллельными, распространяются с разными импульсами в одном и том же направлении. Найдите направление спина электронов, описываемых (когерентной) суперпозицией двух пучков.

Решение. Суперпозиция дает

$$\psi = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{i(kz - \omega t)} + \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{i(k'z - \omega' t)} \quad \text{или}$$

$$\psi = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = e^{i(kz - \omega t)} \begin{pmatrix} 1 \\ e^{i[(k' - k)z - (\omega' - \omega)t]} \end{pmatrix}.$$

Из соотношения (2.8)

$$\frac{a_2}{a_1} = \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2} e^{i\varphi} = e^{i[(k' - k)z - (\omega' - \omega)t]}$$

получаем $\vartheta = 90^\circ$, $\varphi = (k' - k)z - (\omega' - \omega)t$, т. е. такая суперпозиция описывает вращение спинов вокруг оси z . Мгновенная фотография, сделанная в фиксированный момент времени, показала бы изменение величины φ в зависимости от z .

2.3. Статистические смеси спиновых состояний. Описание поляризации электронов с помощью матрицы плотности

Частично поляризованные пучки представляют собой статистическую смесь различных спиновых состояний. Для их описания удобно пользоваться матрицей плотности. Дается соотношение между поляризацией и матрицей плотности.

До сих пор рассматривались только полностью поляризованные пучки электронов, т. е. ансамбли, все частицы которых находятся в одном и том же спиновом состоянии. Теперь мы рассмотрим частично поляризованные пучки, которые представляют собой статистическую смесь спиновых состояний. В этом случае поляризация всей системы есть среднее значение векторов поляризации $\mathbf{P}^{(n)}$ отдельных подсистем, находящихся в чистых спиновых состояниях $\chi^{(n)}$:

$$\mathbf{P} = \sum_n \omega^{(n)} \mathbf{P}^{(n)} = \sum_n \omega^{(n)} \langle \chi^{(n)} | \boldsymbol{\sigma} | \chi^{(n)} \rangle, \quad (2.16)$$

где $\omega^{(n)}$ — весовые множители, учитывающие относительные вклады состояний $\chi^{(n)}$:

$$\omega^{(n)} = \frac{N^{(n)}}{\sum_n N^{(n)}},$$

где $N^{(n)}$ — число электронов в состоянии $\chi^{(n)}$. Здесь предполагается, что функции $\chi^{(n)}$ нормированы.

Для описания поляризации в этом случае можно использовать матрицу плотности, которая определяется следующим образом [2.1—3]:

$$\begin{aligned} \rho &= \sum_n w^{(n)} \begin{pmatrix} |\alpha_1^{(n)}|^2 & \alpha_1^{(n)} \alpha_2^{(n)*} \\ \alpha_1^{(n)*} \alpha_2^{(n)} & |\alpha_2^{(n)}|^2 \end{pmatrix} = \sum_n w^{(n)} \begin{pmatrix} \alpha_1^{(n)} \\ \alpha_2^{(n)} \end{pmatrix} (\alpha_1^{(n)*}, \alpha_2^{(n)*}) = \\ &= \sum_n w^{(n)} \chi^{(n)} \chi^{(n)\dagger} = \sum_n w^{(n)} |\chi^{(n)}\rangle \langle \chi^{(n)}|. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Каждая матрица в этой сумме есть матрица плотности чистого состояния.

Матрица плотности связана с поляризацией соотношением $\mathbf{P} = \text{tr} \{\rho \boldsymbol{\sigma}\}$, или $P_i = \text{tr} \{\rho \sigma_i\}$. (2.18)

Используя определения (2.2), мы немедленно убеждаемся, что эти равенства правильны. Например, имеем

$$\rho \sigma_x = \sum_n w^{(n)} \begin{pmatrix} \alpha_1^{(n)} \alpha_2^{(n)*} & |\alpha_1^{(n)}|^2 \\ |\alpha_2^{(n)}|^2 & \alpha_1^{(n)*} \alpha_2^{(n)} \end{pmatrix}$$

и, таким образом,

$$\text{tr} \{\rho \sigma_x\} = \sum_n w^{(n)} (\alpha_1^{(n)} \alpha_2^{(n)*} + \alpha_1^{(n)*} \alpha_2^{(n)}) = \sum_n w^{(n)} P_x^{(n)} = P_x,$$

где мы использовали часть соотношений (2.14). Подобным же образом

$$\text{tr} \{\rho \sigma_z\} = \sum_n w^{(n)} (|\alpha_1^{(n)}|^2 - |\alpha_2^{(n)}|^2) = \sum_n w^{(n)} P_z^{(n)} = P_z.$$

Можно выразить элементы матрицы плотности через компоненты вектора поляризации. Используя (2.2, 14, 17), получаем

$$\rho = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + P_z & P_x - iP_y \\ P_x + iP_y & 1 - P_z \end{pmatrix} = \frac{1}{2} (1 + \mathbf{P} \cdot \boldsymbol{\sigma}), \quad (2.19)$$

где $\mathbf{1}$ есть единичная матрица.

В определении (2.16) мы предполагали, что функции $\chi^{(n)}$ нормированы; относительные вклады отдельных состояний учитывались с помощью весовых множителей. Можно также начать с ненормированных $\chi^{(n)}$. Тогда весовые множители становятся ненужными, так как относительный вклад n -го состояния уже учтен ненормированной амплитудой $\chi^{(n)}$. Эта доля дается

выражением

$$\frac{\langle \chi^{(n)} | \chi^{(n)} \rangle}{\sum_n \langle \chi^{(n)} | \chi^{(n)} \rangle}.$$

В этом случае поляризация есть

$$\mathbf{P} = \frac{\sum_n \langle \chi^{(n)} | \boldsymbol{\sigma} | \chi^{(n)} \rangle}{\sum_n \langle \chi^{(n)} | \chi^{(n)} \rangle}. \quad (2.20)$$

(Это выражение может быть также записано в виде

$$\mathbf{P} = \frac{\sum_n \langle \chi^{(n)} | \chi^{(n)} \rangle [\langle \chi^{(n)} | \boldsymbol{\sigma} | \chi^{(n)} \rangle / \langle \chi^{(n)} | \chi^{(n)} \rangle]}{\sum_n \langle \chi^{(n)} | \chi^{(n)} \rangle},$$

что возвращает нас к форме (2.16) с нормированными функциями.) Тогда вместо (2.18) мы имеем

$$\mathbf{P} = \text{tr} \{ \rho \boldsymbol{\sigma} \} / \text{tr} \{ \rho \}, \quad (2.21)$$

где матрица плотности имеет вид

$$\rho = \sum_n \begin{pmatrix} |a_1^{(n)}|^2 & a_1^{(n)} a_2^{(n)*} \\ a_1^{(n)*} a_2^{(n)} & |a_2^{(n)}|^2 \end{pmatrix}. \quad (2.22)$$

Знаменатель

$$\sum_n \langle \chi^{(n)} | \chi^{(n)} \rangle = \sum_n (|a_1^{(n)}|^2 + |a_2^{(n)}|^2) = \text{tr} \{ \rho \},$$

который теперь появляется в формулах для поляризации (2.20) и (2.21), должен быть также учтен в левой части равенства (2.19), так что соответствующее соотношение есть

$$\frac{\rho}{\text{tr} \{ \rho \}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + P_z & P_x - iP_y \\ P_x + iP_y & 1 - P_z \end{pmatrix} = \frac{1}{2} (\mathbf{1} + \mathbf{P} \cdot \boldsymbol{\sigma}). \quad (2.23)$$

Матрица плотности принимает простейшую форму, если принять направление получившегося вектора поляризации за ось z координатной системы, показанной на рис. 2.3, т. е. если положить $P_x = P_y = 0$, $P = P_z$. Тогда из соотношения (2.19) (если вернуться к нормированным состояниям) будет следовать

$$\rho = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + P & 0 \\ 0 & 1 - P \end{pmatrix}. \quad (2.24)$$

Таким образом, матрица плотности приобрела диагональную форму.

Такая форма матрицы плотности еще раз поясняет смысл величины P : поскольку $|a_1^{(n)}|^2$ есть вероятность того, что мы получим собственное значение $+\hbar/2$ при измерении спина в z -направлении для n -й подсистемы, величина $\sum_n w^{(n)} |a_1^{(n)}|^2$ есть вероятность получить значение $+\hbar/2$ в таком измерении для всего пучка. Эту вероятность можно представить также как $N_\uparrow/(N_\uparrow + N_\downarrow)$, где N_\uparrow — число измерений, которые дают значение $+\hbar/2$, а $N_\uparrow + N_\downarrow$ — полное число измерений [соответственно $\sum_n w^{(n)} |a_2^{(n)}|^2 = N_\downarrow/(N_\uparrow + N_\downarrow)$ есть вероятность того, что получится значение $-\hbar/2$]. Таким образом,

$$N_\uparrow/(N_\uparrow + N_\downarrow) = \sum_n w^{(n)} |a_1^{(n)}|^2 = \frac{1}{2}(1 + P),$$

где окончательный результат получается из сравнения равенств (2.17) и (2.24). Следовательно, для поляризации можно получить следующее выражение:

$$P = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow}. \quad (2.25)$$

Для пучка, полностью поляризованного в $+z$ -направлении ($N_\downarrow = 0$), диагональная форма матрицы плотности (2.24) приобретает вид

$$\rho = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.26)$$

Для неполяризованного пучка ($N_\uparrow = N_\downarrow$) получается

$$\rho = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix}. \quad (2.27)$$

Сравнив тождество

$$\rho = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1+P & 0 \\ 0 & 1-P \end{pmatrix} = (1-P) \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} + P \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

с выражениями (2.26, 27), легко увидеть, что электронный пучок с произвольной поляризацией P можно рассматривать как составленный из полностью поляризованной части и неполяризованной части, смешанных в отношении $P/(1-P)$.

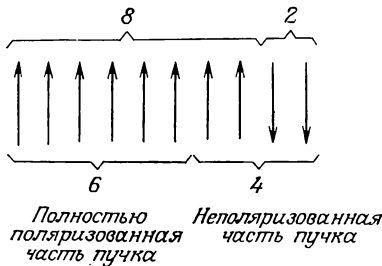


Рис. 2.4. Частично поляризованный пучок.

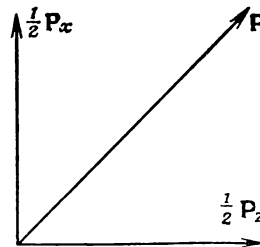


Рис. 2.5. Суперпозиция векторов поляризации.

Проиллюстрируем введенные здесь общие определения двумя простыми примерами.

Пример 2.1. В ансамбле из 100 электронов оказывается 80 электронов со спином $+\hbar/2$ в z -направлении и 20 со спином $-\hbar/2$. Положив в формуле (2.25) $N_{\uparrow}=80$, $N_{\downarrow}=20$, получим

$$P=0,6.$$

С учетом формулы (2.28) можно сказать, что в данном случае 60 % пучка полностью поляризовано, а 40 % неполяризовано (рис. 2.4).

Пример 2.2. Электронный пучок, полностью поляризованный в z -направлении, смешивается с другим пучком той же интенсивности, который полностью поляризован в x -направлении. Тогда в соответствии с формулой (2.16) результирующая поляризация есть (рис. 2.5)

$$\mathbf{P} = \frac{1}{2} \mathbf{P}_x + \frac{1}{2} \mathbf{P}_z,$$

причем вектор \mathbf{P} образует 45° как с z -, так и с x -направлением. Модуль вектора равен $1/\sqrt{2}=0,7071$. Значение $P < 1$ объясняется тем, что две компоненты пучка, будучи независимы, складываются некогерентно. (Если бы направления спинов двух пучков были противоположны друг другу, мы бы имели $P=0$.)

Этот же результат можно получить, используя матрицу плотности. Из соотношения (2.10) следует, что два составляющих пучка описываются нормированными собственными функциями

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ и } \begin{pmatrix} \cos 45^\circ \\ \sin 45^\circ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{2} \\ 1/\sqrt{2} \end{pmatrix}. \text{ Поэтому, используя соотношение}$$

(2.17), получаем матрицу плотности

$$\rho = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \frac{3}{2} & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix}.$$

Из этого выражения и из равенства (2.19) следует, что

$$P_z = \frac{3}{2} - 1 = \frac{1}{2}, \quad P_y = 0, \quad P_x = \frac{1}{2},$$

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_z^2} = 1/\sqrt{2}.$$

Путем подходящего выбора системы координат эту матрицу плотности можно привести к диагональному виду (задача 2.2).

В столь простых примерах результат, конечно, может быть получен быстрее без матриц плотности. Действительная ценность последних станет очевидной в более сложных случаях (разд. 3.3 и 5.2).

Подчеркнем еще раз различие между когерентной и некогерентной суперпозицией спиновых состояний¹⁾. Суммирование произведений амплитуд при формировании матрицы плотности смешанного состояния означает потерю фазовых соотношений. Простейшим примером такой некогерентной суперпозиции может служить суперпозиция двух противоположных спиновых состояний с равными весами, что дает $P = 0$. В противоположность этому при когерентной суперпозиции, как говорилось в разд. 2.2, фазовые соотношения между амплитудами сохраняются и мы получаем полностью поляризованное состояние. Это объясняется тем, что всякое новое состояние

$$\begin{pmatrix} \sum_n a_1^{(n)} \\ \sum_n a_2^{(n)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix},$$

образованное путем когерентной суперпозиции, есть собственная функция компоненты $(\sigma \cdot \hat{e})$ спинного оператора в направлении \hat{e} , которое задается отношением $A_2/A_1 = \operatorname{tg}(\theta/2) \exp(i\varphi)$ (разд. 2.2). (Таким образом может быть представлено любое комплексное число $A_2/A_1 = |R| \exp(i\varphi)$, поскольку тангенс может принимать все действительные значения). Итак, поляри-

¹⁾ Детальное обсуждение когерентной и некогерентной суперпозиции в квантовой механике можно найти в книге [2.3].

зация в указанном направлении есть

$$P = \frac{(A_1^*, A_2^*)(\sigma \cdot \tilde{e}) \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix}}{(A_1^*, A_2^*) \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix}} = 1, \text{ так как } (\sigma \cdot \hat{e}) \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} = 1 \cdot \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix}.$$

Мы завершим этот раздел замечанием, что слова «поляризация пучка» могут означать как степень поляризации, так и компоненту вектора поляризации пучка, особенно когда остальные компоненты равны нулю. Обычно опасность путаницы мала, и если «поляризация» отрицательна, то речь идет, конечно, о компоненте вектора поляризации.

Задача 2.2. Приведите матрицу плотности в примере 2.2 к диагональному виду, используя рассчитанную там степень поляризации. Проверьте результат, используя спинорные функции.

Решение. Так как выше было найдено, что степень поляризации $P = 0,7071$, матрица плотности в этом случае должна быть, согласно формуле (2.24), такой:

$$\rho = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1,7071 & 0 \\ 0 & 0,2929 \end{pmatrix}.$$

Проверим, правильно ли это. В координатной системе, в которой ось z направлена вдоль результирующего вектора поляризации, направления спинов двух составляющих пучков имеют углы $\vartheta = 45^\circ$ и $\varphi = 0$ и 180° соответственно. Их спинорные функции, согласно формуле (2.10), есть

$$\begin{pmatrix} \cos \frac{\vartheta}{2} \\ \sin \frac{\vartheta}{2} \end{pmatrix} \text{ и } \begin{pmatrix} \cos \frac{\vartheta}{2} \\ \sin \frac{\vartheta}{2} e^{i\pi} \end{pmatrix}, \text{ где } \vartheta = 45^\circ.$$

Таким образом, матрица плотности полной системы имеет ожидаемую диагональную форму

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{1}{2} \rho^{(1)} + \frac{1}{2} \rho^{(2)} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 2 \cos^2 \frac{\vartheta}{2} & \cos \frac{\vartheta}{2} \sin \frac{\vartheta}{2} (1 + e^{-i\pi}) \\ \cos \frac{\vartheta}{2} \sin \frac{\vartheta}{2} (1 + e^{i\pi}) & 2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \end{pmatrix} = \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1,7071 & 0 \\ 0 & 0,2929 \end{pmatrix} \text{ при } \vartheta = 45^\circ. \end{aligned}$$

3. Поляризационные эффекты при рассеянии электронов, обусловленные спин-орбитальным взаимодействием

3.1. Уравнение Дирака и его интерпретация

Путем линеаризации релятивистского обобщения уравнения Шредингера выводится уравнение Дирака. Это уравнение лоренц-инвариантно и описывает спин электрона и спин-орбитальную связь, не требуя никаких дополнительных предположений. Определение поляризации как среднего значения оператора спина не является лоренц-инвариантным и поэтому относится к системе покоя электрона.

Так же как и световые пучки, пучки электронов могут быть поляризованы путем рассеяния, и угловое распределение рассеянных электронов зависит от состояния поляризации падающего пучка. Эти эффекты могут быть описаны с помощью уравнения Дирака, которое является основным уравнением, описывающим электрон с учетом его спина и релятивистского поведения.

Дирак открыл это уравнение в 1928 г., когда он пытался найти релятивистское обобщение уравнения Шредингера. Проще всего понять, как осуществляется это релятивистское обобщение, если вспомнить путь, который формально приводит к уравнению Шредингера.

Начнем с функции Гамильтона для свободной частицы

$$H = \mathbf{p}^2/2m \quad (3.1)$$

и подставим вместо величин \mathbf{p} и H операторы

$$\mathbf{p} = -i\hbar\nabla, \quad H = i\hbar\frac{\partial}{\partial t}. \quad (3.2)$$

Действуя левой и правой частями операторного равенства (3.1) на волновую функцию $\psi(\mathbf{r}, t)$, мы получаем уравнение Шредингера

$$i\hbar\dot{\psi} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi. \quad (3.3)$$

Ведет ли этот метод к правильному результату и в релятивистском случае? Чтобы выяснить это, начнем с релятивистского выражения для энергии

$$H^2 = c^2\mathbf{p}^2 + m^2c^4 \quad (3.4)$$

(m — масса покоя). Подставляя операторы (3.2) вместо величин \mathbf{p} и H , получаем

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{1}{\hbar^2} \right) \psi = 0, \quad (3.5)$$

$$\text{где } \hbar = \hbar/mc \quad (3.6)$$

есть комптоновская длина волны.

Если включить в рассмотрение электромагнитные потенциалы ϕ и \mathbf{A} , то функция Гамильтона в нерелятивистском случае оказывается равной

$$H = \frac{[\mathbf{p} - (e/c) \mathbf{A}]^2}{2m} + e\phi, \quad (3.7)$$

и, таким образом, справедливо равенство

$$H - e\phi = \frac{[\mathbf{p} - (e/c) \mathbf{A}]^2}{2m},$$

где e — заряд электрона ($e = -e$). Это равенство можно получить формально из соотношения (3.1), если подставить $\mathbf{p} = (\mathbf{p} - (e/c) \mathbf{A})$ вместо \mathbf{p} (\mathbf{p} — канонический импульс) и $H = e\phi$ вместо H . Соответственно в релятивистском случае из соотношения (3.4) получаем

$$(H - e\phi)^2 = (c\mathbf{p} - e\mathbf{A})^2 + m^2c^4. \quad (3.8)$$

Считая величины H и \mathbf{p} операторами, мы получим волновое уравнение для электрона во внешнем электромагнитном поле (уравнение Клейна — Гордона).

Однако при использовании этого уравнения возникают серьезные трудности. Например, оно предсказывает слишком большое спин-орбитальное расщепление для водородного спектра. Проблематична также его математическая структура: это дифференциальное уравнение второго порядка по t , и для его решения нужно знать начальные значения величин ψ и $\dot{\psi}$. Для решения же уравнения Шредингера достаточно знать только начальное значение величины ψ , и трудно понять, почему рассмотрение релятивистских эффектов должно приводить к такому радикальному изменению начальной информации, требуемой для описания поведения электрона.

У Дирака возникла идея расщепить уравнение на два линейных сомножителя и рассматривать их отдельно. Равенство

$$\left(H^2 - c^2 \sum_{\mu} p_{\mu}^2 - m^2c^4 \right) \psi = 0 \quad (3.9)$$

($p_{\mu} = p_x, p_y, p_z$, компоненты оператора импульса), которое следует из уравнения (3.8) в отсутствие электромагнитного поля,

может быть представлено в форме

$$\left(H - c \sum_{\mu} \alpha_{\mu} p_{\mu} - \beta mc^2\right) \left(H + c \sum_{\mu} \alpha_{\mu} p_{\mu} + \beta mc^2\right) \psi = 0, \quad (3.10)$$

если постоянные коэффициенты α_{μ} и β удовлетворяют соотношениям

$$\begin{aligned} \alpha_{\mu} \alpha_{\mu'} + \alpha_{\mu'} \alpha_{\mu} &= 2\delta_{\mu\mu'}, \\ \alpha_{\mu} \beta + \beta \alpha_{\mu} &= 0, \\ \beta^2 &= 1. \end{aligned} \quad (3.11)$$

В этом нетрудно убедиться, выполнив умножение. Если удастся решить уравнение

$$\left(H - c \sum_{\mu} \alpha_{\mu} p_{\mu} - \beta mc^2\right) \psi = 0 \quad (3.12)$$

[или соответствующее уравнение из (3.10) со знаком плюс], то тогда уравнение (3.10) окажется также решенным. Линеаризованное уравнение (3.12) имеет то преимущество, что оно первого порядка по $\partial/\partial t$, как и уравнение Шредингера. Производные по пространственным координатам — того же порядка, что необходимо для релятивистской ковариантности.

Обычные числа не могут удовлетворять соотношениям (3.11). Однако можно решить систему уравнений (3.11) с помощью матриц (по крайней мере 4×4), например таких:

$$\begin{aligned} \alpha_x &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \alpha_y &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \alpha_z &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \beta &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Итак, если произвольно выбрать левый сомножитель в формуле (3.10)¹⁾, то уравнение Дирака для свободной частицы записывается следующим образом:

$$\left[i\hbar \frac{\partial}{\partial t} + i\hbar c \left(\alpha_x \frac{\partial}{\partial x} + \alpha_y \frac{\partial}{\partial y} + \alpha_z \frac{\partial}{\partial z}\right) - \beta mc^2\right] \psi = 0. \quad (3.14)$$

¹⁾ Если начать с правого сомножителя, как это обычно делалось в ранней литературе, то две пары компонент ψ_1, ψ_2 и ψ_3, ψ_4 поменяются местами. Такой выбор был сделан Моттом и Месси [3.1].

Поскольку α_μ и β есть матрицы 4×4 , данное уравнение имеет смысл только в том случае, если ψ представляет собой столбец:

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix}.$$

Тогда уравнение (3.14) представляет собой систему четырех уравнений в частных производных первого порядка:

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi_1 + i\hbar c \left(\frac{\partial}{\partial x} \psi_4 - i \frac{\partial}{\partial y} \psi_4 + \frac{\partial}{\partial z} \psi_3 \right) - mc^2 \psi_1 &= 0, \\ i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi_2 + i\hbar c \left(\frac{\partial}{\partial x} \psi_3 + i \frac{\partial}{\partial y} \psi_3 - \frac{\partial}{\partial z} \psi_4 \right) - mc^2 \psi_2 &= 0, \\ i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi_3 + i\hbar c \left(-\frac{\partial}{\partial x} \psi_2 - i \frac{\partial}{\partial y} \psi_2 + \frac{\partial}{\partial z} \psi_1 \right) + mc^2 \psi_3 &= 0, \\ i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi_4 + i\hbar c \left(\frac{\partial}{\partial x} \psi_1 + i \frac{\partial}{\partial y} \psi_1 - \frac{\partial}{\partial z} \psi_2 \right) + mc^2 \psi_4 &= 0. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Теперь обратимся к описанию свободных электронов с помощью уравнения Дирака. Выберем ось z вдоль направления движения и возьмем волновую функцию в виде

$$\psi_j = a_j e^{i(kz - \omega t)}, \quad (3.16)$$

где коэффициенты a_j должны быть определены таким образом, чтобы выполнялись уравнения (3.15). Подставляя (3.16) в (3.15) и используя обозначения $E = \hbar\omega$ и $p_z = \hbar k$, получаем

$$\begin{array}{rclcl} (E - mc^2) a_1 & & -cp_z a_3 & & = 0 \\ & (E - mc^2) a_2 & & + cp_z a_4 & = 0 \\ -cp_z a_1 & & + (E + mc^2) a_3 & & = 0 \\ & cp_z a_2 & & + (E + mc^2) a_4 & = 0 \end{array} \quad (3.17)$$

Однородная система линейных уравнений (3.17) имеет нетривиальное решение только в том случае, если детерминант

$$\begin{vmatrix} (E - mc^2) & 0 & -cp_z & 0 \\ 0 & (E - mc^2) & 0 & cp_z \\ -cp_z & 0 & (E + mc^2) & 0 \\ 0 & cp_z & 0 & (E + mc^2) \end{vmatrix} \quad (3.18)$$

равен нулю, т. е. если $(E^2 - m^2c^4 - c^2p_z^2)^2 = 0$, или ¹⁾

$$E = \pm \sqrt{c^2p_z^2 + m^2c^4}. \quad (3.19)$$

Итак, мы получили вполне приемлемый результат: система уравнений (3.17) может быть решена только при условии, что выполняется релятивистское соотношение между энергией и импульсом.

В дальнейшем мы будем рассматривать только положительное значение квадратного корня в формуле (3.19) (электроны) и не будем рассматривать отрицательные энергетические состояния (позитроны). При выполнении условия (3.19) детерминант (3.18) оказывается детерминантом 2-го ранга (все миноры ранга 3×3 обращаются в нуль). Это означает, что мы имеем два линейно независимых решения системы (3.17). Можно записать их так:

$$a_1 = 1, \quad a_2 = 0, \quad a_3 = \frac{cp_z}{E + mc^2}, \quad a_4 = 0; \quad (3.20)$$

$$a_1 = 0, \quad a_2 = 1, \quad a_3 = 0, \quad a_4 = \frac{-cp_z}{E + mc^2}, \quad (3.21)$$

в чем нетрудно убедиться, выполнив подстановку в (3.17). Составив линейную комбинацию этих независимых решений, мы получим общее решение в форме плоских волн:

$$\left[A \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{cp_z}{E + mc^2} \\ 0 \end{pmatrix} + B \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ \frac{-cp_z}{E + mc^2} \end{pmatrix} \right] e^{i(kz - \omega t)}, \quad (3.22)$$

где A и B — константы.

Теперь исследуем вопрос о том, какие спиновые состояния описываются найденными решениями. Для этого мы должны сначала найти вид спинового оператора в теории Дирака. Будем исходить из того, что оператор орбитального момента $\mathbf{l} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ не коммутирует с гамильтонианом теории Дирака. Это означает, что \mathbf{l} не есть интеграл движения, так как для любого оператора Q , который явно не зависит от времени, выполняется равенство

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [Q, H] = \frac{1}{i\hbar} (QH - HQ).$$

¹⁾ В данном разделе в E входит энергия покоя, хотя обычно мы обозначаем через E энергию без энергии покоя, как это принято в физике низких энергий.

Данный результат отличается от того, к чему мы привыкли в классической физике и нерелятивистской квантовой механике, где в центральном поле l является интегралом движения.

Докажем на примере компоненты l_x , что l не коммутирует с гамильтонианом

$$H = c\alpha \cdot p + \beta mc^2 + V(r). \quad (3.23)$$

Имеем

$$[l_x, H] = c \left[(yp_z - zp_y) \left(\sum_{\mu} \alpha_{\mu} p_{\mu} + \beta mc + \frac{V(r)}{c} \right) - \right. \\ \left. - \left(\sum_{\mu} \alpha_{\mu} p_{\mu} + \beta mc + \frac{V(r)}{c} \right) (yp_z - zp_y) \right].$$

Члены, содержащие $V(r)$, взаимно уничтожаются, так как оператор l коммутирует со сферически-симметричным потенциалом, что мы помним из элементарной квантовой механики (и в чем нетрудно убедиться непосредственно).

Так как матрицы α_{μ} и β содержат только константы, они коммутируют с координатами и с производными по координатам; таким образом,

$$[l_x, H] = c \left[\sum_{\mu} \alpha_{\mu} (yp_z - zp_y) p_{\mu} - \sum_{\mu} \alpha_{\mu} p_{\mu} (yp_z - zp_y) \right].$$

Если далее заметить, что пространственные координаты и аналогично компоненты импульсов коммутируют друг с другом и что

$$yp_y - p_y y = i\hbar, \quad xp_y - p_y x = 0 \quad \text{и т. д.}$$

то, следовательно,

$$[l_x, H] = -i\hbar c (\alpha_z p_y - \alpha_y p_z). \quad (3.24)$$

Соответствующие результаты получаются и для других компонент l_y и l_z .

Теория, в которой нарушается закон сохранения углового момента для центральных сил, неудовлетворительна. Поэтому мы должны найти оператор, коммутатор которого с гамильтонианом H был бы равен величине $[l, H]$, взятой со знаком минус; тогда сумма оператора с оператором l коммутировала бы с H (т. е. представляла бы интеграл движения) и ее можно было бы понимать как оператор полного углового момента. Такой

оператор действительно может быть найден; он равен

$$\mathbf{s} = \frac{\hbar}{2} \boldsymbol{\sigma}, \quad \text{где}$$

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, & \sigma_y &= \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \\ \sigma_z &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (3.25)$$

что является обобщением спиновых операторов Паули (2.2). Легко видеть (задача 3.1), что

$$[\mathbf{s}, H] = -[\mathbf{l}, H], \quad (3.26)$$

$$[(1 + \mathbf{s}), H] = 0. \quad (3.27)$$

Так как оператор $1 + (\hbar/2)\boldsymbol{\sigma}$ может быть интерпретирован как оператор полного момента, представляется очевидным, что $(\hbar/2)\boldsymbol{\sigma}$ есть оператор спина. (Этот вывод будет в дальнейшем подтвержден.)

Вернемся теперь к вопросу о том, какие спиновые состояния представлены нашими решениями уравнения Дирака. Покажем, что решения (3.20) и (3.21) описывают электронные волны со спином, параллельным и антипараллельным направлению распространения.

Первое решение удовлетворяет уравнению¹⁾

$$\sigma_z \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{cp_z}{E + mc^2} \\ 0 \end{pmatrix} e^{ikz} = 1 \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{cp_z}{E + mc^2} \\ 0 \end{pmatrix} e^{ikz}, \quad (3.28)$$

т. е. волновая функция (3.20) есть собственная функция оператора $s_z = (\hbar/2)\sigma_z$ с собственным значением $+\hbar/2$. Точно так же

¹⁾ Мы пренебрегаем несущественным множителем $\exp(-i\omega t)$.

из равенства

$$\sigma_z \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ \frac{-cp_z}{E+mc^2} \end{pmatrix} e^{ikz} = \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ 0 \\ \frac{cp_z}{E+mc^2} \end{pmatrix} e^{ikz} = -1 \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ \frac{-cp_z}{E+mc^2} \end{pmatrix} e^{ikz} \quad (3.29)$$

следует, что решение (3.21) есть собственная функция оператора s_z с собственным значением $-(\hbar/2)$.

В противоположность нерелятивистскому случаю собственная функция оператора σ_x теперь не может быть построена как суперпозиция собственных функций оператора σ_z с собственными значениями ± 1 . Сразу можно увидеть, что волновая функция, построенная таким образом, не есть собственное состояние оператора σ_x :

$$\begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ \frac{cp_z}{E+mc^2} \\ \frac{-cp_z}{E+mc^2} \end{pmatrix} e^{ikz} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ \frac{-cp_z}{E+mc^2} \\ \frac{cp_z}{E+mc^2} \end{pmatrix} e^{ikz}. \quad (3.30)$$

Это уравнение не является уравнением на собственные значения, если только не рассматривается особый случай, когда $p_z = 0$.

Такой результат вполне естествен, если учесть, что не спин, а полный момент является интегралом движения. Только в том случае, если орбитальный момент l или какая-либо компонента l_μ обращается в нуль, спин s или соответственно компонента спина s_μ сохраняется. Вот почему для нашей плоской волны, распространяющейся в z -направлении, для которой $l_z = 0$ (но $l_x, l_y \neq 0$), можно найти собственное значение только оператора s_z . Компоненты орбитального момента l_x и l_y обращаются в нуль только при $p = 0$. В этом предельном случае собственные значения будут существовать и для компонент s_x и s_y , как это показывает равенство (3.30) для s_x . Отсюда видно, что в релятивистском случае только в системе покоя электрона можно говорить о поперечной поляризации спина для плоской волны (т.е. о спинах, перпендикулярных направлению распространения). Только в системе покоя можно говорить о собственном значении оператора спина в произвольном направлении θ, φ . Спиновая часть соответствующей собственной функции в системе

покоя, как это следует из решения (3.22), есть

$$\begin{pmatrix} A \\ B \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (3.31)$$

Таким образом, в предельном случае, когда импульс равен нулю, только две компоненты этого спинора оказываются отличными от нуля. Вспоминая результаты разд. 2.2 для двухкомпонентных спиноров, заметим, что в случае спина, ориентированного в направлении θ, φ в системе покоя, компоненты спинорной функции связаны соотношением [формула (2.8)]

$$\frac{B}{A} = \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} e^{i\varphi}. \quad (3.32)$$

Поскольку произвольное направление спина может быть определено только в системе покоя электрона, определение поляризации также имеет смысл только в системе покоя. За исключением этого ограничения, мы определим поляризацию точно так же, как и ранее, а именно как среднее значение оператора спина.

Чтобы показать, что получится, если вычислить поляризацию в лабораторной системе, а не в системе покоя, возьмем для примера состояние

$$\chi^{(x)} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ \frac{cp_z}{E + mc^2} \\ -\frac{cp_z}{E + mc^2} \end{pmatrix} e^{ikz}.$$

Мы уже видели [формула (3.30)], что $\chi^{(x)}$ является собственной функцией оператора σ_x не в лабораторной системе, а только в системе покоя. Вычислим

$$P_x = \frac{\langle \chi^{(x)} | \sigma_x | \chi^{(x)} \rangle}{\langle \chi^{(x)} | \chi^{(x)} \rangle} \quad (3.33)$$

и найдем, используя соотношения (3.30), что

$$P_x = \frac{2 \left(1 - \frac{c^2 p_z^2}{(E + mc^2)^2} \right)}{2 \left(1 + \frac{c^2 p_z^2}{(E + mc^2)^2} \right)}.$$

С учетом соотношений

$$E = m\gamma c^2 \quad (\text{где } \gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}),$$

$$c^2 p_z^2 = E^2 - m^2 c^4 = m^2 c^4 (\gamma^2 - 1)$$

получаем

$$P_x = \frac{m^2 c^4 (\gamma + 1)^2 - m^2 c^4 (\gamma^2 - 1)}{m^2 c^4 (\gamma + 1)^2 + m^2 c^4 (\gamma^2 - 1)} = \frac{2\gamma + 2}{2\gamma^2 + 2\gamma} = \frac{1}{\gamma} = \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (3.34)$$

Таким образом, поляризация зависит от системы отсчета; с практической точки зрения для однозначности ее определения удобнее отнести ее к системе покоя электрона.

Можно дать и лоренц-инвариантное (точнее, ковариантное) определение поляризации, не требующее «привязки» к системе покоя [3.2]. Но нам будет достаточно определения поляризации как среднего значения оператора спина в системе покоя электрона.

В заключение суммируем, что же описывает уравнение Дирака: а) релятивистские электроны (хотя здесь не было показано, что теория является лоренц-инвариантной, это представляется правдоподобным, так как мы исходим из релятивистского выражения для энергии); б) спин электронов, равный $1/2$; в) магнитный момент электронов $e\hbar/2mc$; г) спин-орбитальное взаимодействие.

Два последних пункта еще не затрагивались нами, и их доказательство не будет приведено полностью. Мы лишь наметим в общих чертах путь вычислений, требующих довольно много труда и времени.

Если мы будем рассматривать электроны во внешних полях, то должны будем снова подставить выражения $\mathbf{p} - (e/c)\mathbf{A}$ и $H - e\phi$ вместо \mathbf{p} и H . Тогда уравнение Дирака будет выглядеть так [формула (3.12)]:

$$\left[H - e\phi - c\boldsymbol{\alpha} \cdot \left(\mathbf{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A} \right) - \beta mc^2 \right] \psi = 0. \quad (3.35)$$

Чтобы можно было сравнить его с уравнением Шредингера, мы приведем уравнение (3.35) к нелинеаризованной форме (3.10), записав

$$\left[H - e\phi - c\boldsymbol{\alpha} \cdot \left(\mathbf{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A} \right) - \beta mc^2 \right] \times$$

$$\times \left[H - e\phi + c\boldsymbol{\alpha} \cdot \left(\mathbf{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A} \right) + \beta mc^2 \right] \psi = 0. \quad (3.36)$$

Раскрывая скобки и предполагая, что кинетическая и потенциальная энергии малы по сравнению с энергией покоя mc^2 , так

что двумя компонентами спиновой функции можно пренебречь, получаем

$$\left[\frac{1}{2m} \left(\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 + e\phi - \frac{e\hbar}{2mc} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B} + i \frac{e\hbar}{4m^2c^2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{p} - \frac{e\hbar}{4m^2c^2} \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{p}) \right] \psi = W\psi, \quad (3.37)$$

где $W + mc^2$ есть полная энергия¹⁾.

Первые два члена в левой части совпадают с соответствующими членами уравнения Шредингера для частицы во внешних полях. Третий член соответствует энергии взаимодействия $-\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}$ внешнего магнитного поля с магнитным диполем, магнитный момент которого представлен оператором $\boldsymbol{\mu} = (e\hbar/2mc)\boldsymbol{\sigma} = (e/mc)\mathbf{s}$. Тот факт, что оператор $(e\hbar/2mc)\boldsymbol{\sigma}$ играет роль оператора магнитного момента, является еще одним подтверждением правильности выбора оператора $(\hbar/2)\boldsymbol{\sigma}$ как оператора спина, который связан с этим моментом.

Четвертое слагаемое есть релятивистская поправка к энергии, не имеющая классического аналога. Последнее же слагаемое описывает спин-орбитальное взаимодействие. Так как в электродинамике Максвелла векторы электромагнитного поля зависят от системы отсчета, наблюдатель, движущийся вместе с электроном со скоростью \mathbf{v} относительно электрического поля \mathbf{E} , обнаружит магнитное поле²⁾ $\mathbf{B} = -c^{-1}\mathbf{v} \times \mathbf{E} = (mc)^{-1}(\mathbf{E} \times \mathbf{p})$ [члены порядка $(v/c)^2$ здесь не учитываются]. Таким образом, в своей системе покоя электрон, движущийся относительно электрического поля атомного ядра, испытывает действие магнитного поля, которое воздействует на его спин. Энергия электрона в таком поле, возникающая из-за наличия у него магнитного момента $\boldsymbol{\mu}$, равна

$$-\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} = -\frac{e}{mc} \mathbf{s} \cdot \mathbf{B} = -\frac{e}{m^2c^2} \mathbf{s} \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{p}). \quad (3.38)$$

Отсюда в классической функции Гамильтона возникает дополнительный энергетический член. Если мы подставим вместо \mathbf{s} спиновый оператор $(\hbar/2)\boldsymbol{\sigma}$, то получим пятое слагаемое в операторе Гамильтона без множителя, равного 2. Он не получается по той причине, что наша интерпретация слишком упрощенна. Мы не учли, что при переходе в другую систему отсчета преобразование времени изменит частоту прецессии спина электрона в магнитном поле (прецессия Томаса).

¹⁾ Более детальное обсуждение этого уравнения и сделанных приближений см. в работах [3,3,4].

²⁾ Вывод этой формулы можно найти в любом учебнике по электродинамике.

Слагаемое

$$-\frac{e\hbar}{4m^2c^2} \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{p}) \quad (3.39)$$

называется энергией спин-орбитального взаимодействия, поскольку оно возникает, как мы говорили, из-за взаимодействия спина с магнитным полем, вызванным орбитальным движением электрона. Если электрон движется в центральном поле с потенциальной энергией $V(r)$, в котором $\mathbf{E} = -e^{-1}(\partial V/\partial r)(\mathbf{r}/r)$, то выражение (3.39) принимает вид

$$-\frac{e}{2m^2c^2} \mathbf{s} \cdot \left(-\frac{1}{e} \frac{dV}{dr} \frac{\mathbf{r}}{r} \times \mathbf{p} \right) = \frac{1}{2m^2c^2} \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} (\mathbf{s} \cdot \mathbf{l}). \quad (3.40)$$

Таким образом, энергия спин-орбитального взаимодействия в случае кулоновского потенциала уменьшается с ростом расстояния быстрее, чем сама кулоновская энергия, и поэтому ею можно пренебречь на достаточно больших расстояниях от ядра.

Прежде чем перейти к рассмотрению задачи рассеяния с помощью уравнения Дирака, необходимо подчеркнуть, что спин, магнитный момент и спин-орбитальное взаимодействие, которые очень важны в последующих разделах, не были введены с помощью дополнительных предположений. Они появились автоматически как следствие тех первых принципов, с которых начинал свой вывод Дирак.

Задача 3.1. Докажите справедливость формулы

$$\frac{\hbar}{2} [\boldsymbol{\sigma}, H] = -[\mathbf{l}, H],$$

взяв для примера x -компоненту.

Решение. Из уравнения (3.24) следует равенство $[l_x, H] = -i\hbar c(\alpha_z p_y - \alpha_y p_z)$, так что остается вычислить только коммутатор $[\sigma_x, H]$. Так как $\sigma_x V(r) = V(r)\sigma_x$, мы имеем

$$[\sigma_x, H] = c \left[\sigma_x \left(\sum_{\mu} \alpha_{\mu} p_{\mu} + \beta mc \right) - \left(\sum_{\mu} \alpha_{\mu} p_{\mu} + \beta mc \right) \sigma_x \right].$$

Используя явный вид матриц β и α_x , можно показать, что $\sigma_x \beta = \beta \sigma_x$ и $\sigma_x \alpha_x = \alpha_x \sigma_x$. Таким образом,

$$[\sigma_x, H] = c[\sigma_x(\alpha_y p_y + \alpha_z p_z) - (\alpha_y p_y + \alpha_z p_z)\sigma_x].$$

Учитывая равенства

$$\begin{aligned} \sigma_x \alpha_y &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -i \\ i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \end{pmatrix} = i\alpha_z, & \alpha_y \sigma_x &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & i \\ -i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \end{pmatrix} = -i\alpha_z, \\ \sigma_x \alpha_z &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = -i\alpha_y, & \alpha_z \sigma_x &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = i\alpha_y \end{aligned}$$

и тот факт, что \mathbf{p} коммутирует с σ , получаем

$$\frac{\hbar}{2} [\sigma_x, H] = i\hbar c (\alpha_z p_y - \alpha_y p_z) = -[l_x, H].$$

3.2. Вычисление дифференциальных сечений рассеяния

На основе уравнения Дирака вычисляется дифференциальное сечение упругого рассеяния электронного пучка с произвольным направлением спинов. Вычисленное сечение зависит от азимутального угла ϕ ; это означает, что в общем случае интенсивность рассеянного пучка не имеет аксиальной симметрии по отношению к направлению падающего пучка. Асимметрия описывается функцией Шермана.

Теперь мы можем рассмотреть задачу о рассеянии релятивистских электронов, имеющих спин, в центральном поле. Будем считать, что электроны описываются плоской волной, распространяющейся в z -направлении. По аналогии с нерелятивистской теорией рассеяния будем искать решения уравнения Дирака, имеющие асимптотическую форму

$$\psi_\lambda \xrightarrow{r \rightarrow \infty} a_\lambda e^{ikz} + a'_\lambda(\theta, \phi) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (3.41)$$

для четырех компонент волновой функции ($\lambda = 1, \dots, 4$). Обобщая выражение для дифференциального сечения упругого рассеяния, полученное в теории Шредингера, напомним

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) \equiv \sigma(\theta, \phi) = \frac{\sum_{\lambda=1}^4 |a'_\lambda(\theta, \phi)|^2}{\sum_{\lambda=1}^4 |a_\lambda|^2}. \quad (3.42)$$

Это выражение следует из общего определения дифференциального сечения с учетом того, что плотность тока может быть записана как $\rho v = \psi^\dagger \psi v$. Если использовать нормированные волновые функции, то знаменатель в выражении (3.42) равен единице.

Чтобы упростить это выражение, мы воспользуемся тем, что коэффициенты a_λ не являются независимыми друг от друга. Это видно из решения (3.22) для плоской волны с произвольным направлением спина, где

$$r \equiv \frac{|a_3|}{|a_1|} = \frac{|a_4|}{|a_2|} = \frac{cp_z}{E + mc^2}. \quad (3.43)$$

Такое же соотношение выполняется асимптотически между коэффициентами a'_λ , потому что на очень больших расстояниях от

рассеивающего центра рассеянную сферическую волну можно рассматривать как совокупность плоских волн, распространяющихся в разных направлениях из центра. Поэтому получаем

$$\sigma(\theta, \phi) = \frac{|a'_1|^2 + |a'_2|^2 + |a'_1|^2 r^2 + |a'_2|^2 r^2}{|a_1|^2 + |a_2|^2 + |a_1|^2 r^2 + |a_2|^2 r^2} = \frac{|a'_1|^2 + |a'_2|^2}{|a_1|^2 + |a_2|^2}. \quad (3.44)$$

Далее мы будем рассматривать рассеяние электронных волн со спинами, ориентированными в направлении $+z$ или $-z$ (продольная поляризация). Если мы найдем решения задачи рассеяния для этих двух базисных состояний, то сможем построить из них все другие случаи. С помощью когерентной суперпозиции мы получим, например, решение для рассеяния пучка с произвольным направлением спина и поляризацией $P=1$ (см. разд. 2.2). С помощью же некогерентной суперпозиции получим решение для рассеяния неполяризованного пучка (см. разд. 2.3).

В случае когда спин падающей волны направлен в $+z$ -направлении, ее волновая функция [формула (3.28)] такова:

$$\begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix} e^{ikz}.$$

«Малые» компоненты ψ_3 и ψ_4 , зависящие от больших компонент ψ_1 и ψ_2 [формула (3.43)], не дают дополнительной информации в нашей задаче рассеяния, что явствует из соотношения (3.44), а потому их можно не рассматривать. Чтобы решить задачу рассеяния для данного частного случая падающей волны, мы должны найти решения уравнения Дирака с асимптотической формой

$$\begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{ikz} + \begin{pmatrix} S_{11}(\theta, \phi) \\ S_{21}(\theta, \phi) \end{pmatrix} \frac{e^{ikr}}{r}. \quad (3.45)$$

Здесь учтено, что вторая компонента волновой функции не обязательно равна нулю после рассеяния, так как спин может изменить свое направление из-за спин-орбитального взаимодействия, что описывается амплитудой рассеяния S_{21} . Электрон «видит» в своей системе отсчета движущийся заряд рассеивающего центра, т. е. он «видит» ток и, следовательно, магнитное поле, которое воздействует на его магнитный момент и может изменить направление спина (см. конец разд. 3.1). Эта возможность учитывается амплитудой S_{21} , которая поэтому называется амплитудой рассеяния с переворачиванием спина (спин-флиповая амплитуда).

Аналогично для падающей волны с другим направлением спина мы ищем решение с асимптотической формой

$$\begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{ikz} + \begin{pmatrix} S_{12}(\theta, \phi) \\ S_{22}(\theta, \phi) \end{pmatrix} \frac{e^{ikr}}{r}. \quad (3.46)$$

Как и в случае уравнения Шредингера, задачу рассеяния можно решать методом парциальных волн, при котором отыскиваются частные решения с определенным угловым моментом, а затем из них строится общее решение с требуемыми граничными условиями. В нашем случае процедура такая же, однако процесс решения значительно сложнее. Это связано с тем, что решается не одно дифференциальное уравнение, как в теории Шредингера, а система связанных дифференциальных уравнений. Мы не будем воспроизводить вычисления шаг за шагом — это можно найти в работе [3.1]. Объясним лишь основные идеи и подчеркнем их физическую основу.

Рассмотрим сначала случай, когда спин падающего пучка ориентирован в $+z$ -направлении, которое мы примем за ось квантования. Разделяя переменные в уравнении Дирака в центральном поле, можно получить частные решения

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} (l+1)G_l(r)P_l(\cos\theta) \\ -G_l(r)P_l^1(\cos\theta)e^{i\phi} \end{pmatrix}, \\ \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} lG_{l-1}(r)P_l(\cos\theta) \\ G_{l-1}(r)P_l^1(\cos\theta)e^{i\phi} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (3.47)$$

где $P_l^1(\theta)$ — присоединенные функции Лежандра, а ϕ — азимутальный угол. Итак, мы нашли пару решений, как и в случае плоских волн. Там два решения различались направлениями спинов, которые они описывали. Покажем, что то же самое мы имеем и в случае центрального потенциала.

Функции $G_l(r)$ и $G_{l-1}(r)$ являются решениями двух зависящих от r обыкновенных дифференциальных уравнений, которые возникают при разделении переменных в уравнении Дирака. То, что здесь в противоположность теории Шредингера возникает не одно, а два радиальных дифференциальных уравнения, объясняется существованием спин-орбитального взаимодействия. Чтобы показать это, рассмотрим случай малых скоростей, как мы это делали в конце разд. 3.1. Тогда оператор спин-орбитальной связи будет пропорционален $r^{-1}(dV/dr)(\mathbf{l} \cdot \mathbf{s})$ [формула (3.40)], а так как $\mathbf{j}^2 = (\mathbf{l} + \mathbf{s})^2 = l^2 + s^2 + 2\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$, он пропорционален $r^{-1}(dV/dr)(j^2 - l^2 - s^2)$. Когда этот зависящий от r оператор действует на волновую функцию, возникает слагаемое в радиальном дифференциальном уравнении, пропорцио-

нальное $r^{-1}(dV/dr)[j(j+1)-l(l+1)-s(s+1)]$. Так как

$$[j(j+1)-l(l+1)-s(s+1)] = \begin{cases} l & \text{при } j=l+\frac{1}{2}, \\ -l-1 & \text{при } j=l-\frac{1}{2}, \end{cases} \quad (3.48)$$

для каждой из двух спиновых ориентаций получается свое дифференциальное уравнение, что и дает два разных решения G_l и G_{-l-1} .

Наличие в решениях (3.47) важного с точки зрения физики члена, зависящего от азимутального угла ϕ , который не возникал в шредингеровском описании рассеяния, также можно качественно объяснить. В силу закона сохранения полного момента \mathbf{j} проекция момента m_j на z -направление после рассеяния должна быть равна $+1/2$, так как до рассеяния, согласно нашим первоначальным предположениям, $m_s = +1/2$, $m_l = 0$, т. е. $m_j = +1/2$. В случае переворачивания спина, описываемого компонентой ψ_2 , уменьшение z -компоненты спина должно быть скомпенсировано увеличением проекции орбитального момента на это направление. Таким образом, среднее значение проекции орбитального момента должно быть отлично от нуля. Поскольку оператор этой проекции есть

$$l_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \phi},$$

это возможно только при условии, что решение содержит член, зависящий от ϕ .

Как и в теории рассеяния Шредингера, решения радиальных дифференциальных уравнений для потенциалов, убывающих быстрее r^{-1} , имеют асимптотический вид

$$\begin{aligned} G_l &\xrightarrow{r \rightarrow \infty} \frac{\sin[kr - (l\pi/2) + \eta_l]}{kr}, \\ G_{-l-1} &\xrightarrow{r \rightarrow \infty} \frac{\sin[kr - (l\pi/2) + \eta_{-l-1}]}{kr}. \end{aligned} \quad (3.49)$$

В важном случае потенциала, пропорционального r^{-1} , в аргумент синуса должен быть добавлен логарифмический член, а все остальное остается прежним.

Теперь составим из частных решений (3.47) (парциальных волн) решение, которое имеет требуемую форму (3.45). Для этого их можно скомбинировать следующим образом:

$$\begin{aligned} \psi_1 &= \sum_{l=0}^{\infty} [(l+1)e^{i\eta_l}G_l + le^{i\eta_{-l-1}}G_{-l-1}] i^l P_l(\cos \theta), \\ \psi_2 &= \sum_{l=1}^{\infty} [-e^{i\eta_l}G_l + e^{i\eta_{-l-1}}G_{-l-1}] i^l P_l^1(\cos \theta) e^{i\phi}. \end{aligned} \quad (3.50)$$

Нетрудно убедиться (задача 3.2), что условие (3.45) будет выполнено, если выбрать

$$S_{11}(\theta, \phi) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} [(l+1)(e^{2i\eta_l} - 1) + l(e^{2i\eta_{l-1}} - 1)] \times \\ \times P_l(\cos \theta) \equiv f(\theta), \quad (3.51)$$

$$S_{21}(\theta, \phi) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=1}^{\infty} (-e^{2i\eta_l} + e^{2i\eta_{l-1}}) P_l^1(\cos \theta) e^{i\phi} \equiv g(\theta) e^{i\phi}.$$

Таким образом, решение задачи рассеяния сводится к вычислению фаз рассеяния η . Как и в нерелятивистском случае, они зависят от энергии налетающих электронов и от рассеивающего потенциала (рассеивающего вещества). Следовательно, амплитуды рассеяния $S_{\mu\nu}$ зависят не только от угла рассеяния, но и от этих двух факторов.

Аналогичное рассмотрение для налетающей волны со спином в направлении $-z$ дает S_{22} и S_{12} в выражении (3.46):

$$S_{22} = S_{11} = f(\theta), \quad (3.52)$$

$$S_{12} = -S_{21}e^{-2i\phi} = -g(\theta)e^{-i\phi},$$

где S_{11} и S_{21} заданы выражениями (3.51).

Составляя (когерентную) суперпозицию этих двух базисных решений с направлениями спина, параллельным и антипараллельным оси z , мы можем легко рассмотреть случай налетающей волны с произвольным направлением спина:

$$A \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{ikz} + B \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{ikz} = \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} e^{ikz}, \quad (3.53)$$

где A и B — величины, согласно формуле (3.32), определяющие направление спина в системе покоя электрона. Используя формулы (3.45, 46, 52, 53), с помощью когерентной суперпозиции получаем асимптотическую форму рассеянной волны

$$A \begin{pmatrix} S_{11} \\ S_{21} \end{pmatrix} \frac{e^{ikr}}{r} + B \begin{pmatrix} S_{12} \\ S_{22} \end{pmatrix} \frac{e^{ikr}}{r} = \begin{pmatrix} Af - Bge^{-i\phi} \\ Bf + Age^{i\phi} \end{pmatrix} \frac{e^{ikr}}{r} = \\ = \begin{pmatrix} a'_1 \\ a'_2 \end{pmatrix} \frac{e^{ikr}}{r}. \quad (3.54)$$

Далее формула (3.44) дает нам дифференциальное сечение:

$$\begin{aligned}\sigma(\theta, \phi) &= \frac{|a'_1|^2 + |a'_2|^2}{|A|^2 + |B|^2} = \\ &= |f|^2 + |g|^2 + \frac{-AB^*e^{i\phi} + A^*Be^{-i\phi}}{|A|^2 + |B|^2} (fg^* - f^*g).\end{aligned}\quad (3.55)$$

Последнее выражение показывает, что в случае поляризованного первичного пучка интенсивность рассеяния, вообще говоря, зависит от ϕ . Введем функцию

$$S(\theta) = i \frac{fg^* - f^*g}{|f|^2 + |g|^2} \quad (3.56)$$

(это функция Шермана [3.5]; она действительна, так как ее числитель есть разность двух комплексно-сопряженных функций). Тогда выражение (3.55) можно переписать в виде

$$\sigma(\theta, \phi) = (|f|^2 + |g|^2) \left[1 + S(\theta) \frac{-AB^*e^{i\phi} + A^*Be^{-i\phi}}{i(|A|^2 + |B|^2)} \right]. \quad (3.57)$$

Пример 3.1. Пусть $A = 1$, $B = 1$, т. е. пучок поперечно поляризован, поскольку, согласно формулам (3.32—34), в этом случае начальный пучок полностью поляризован в x -направлении. Из соотношения (3.57) получаем $\sigma(\theta, \phi) = (|f|^2 + |g|^2) [1 - S(\theta) \sin \phi]$. Наличие зависимости сечения от угла ϕ не удивляет нас, так как первичный пучок не обладает аксиальной симметрией по отношению к направлению распространения. Как показано на рис. 3.1 и 3.2, асимметрия рассеяния максимальна, когда плоскость рассеяния (плоскость, задаваемая первичным пучком и направлением наблюдения) перпендикулярна вектору

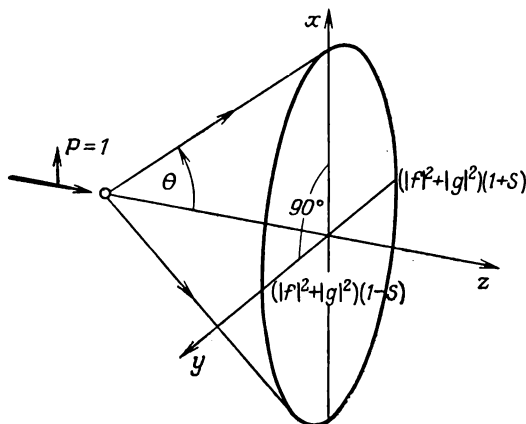


Рис. 3.1. Лево-правая асимметрия рассеяния пучка, полностью поляризованного в направлении x .

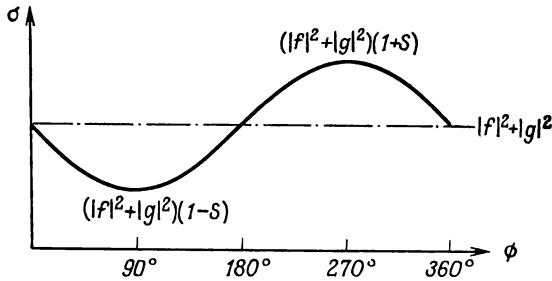


Рис. 3.2. Зависимость дифференциального сечения от азимутального угла ϕ (при $S > 0$; см. разд. 3.6).

Р, т. е. когда $\phi = 90$ и 270° . Такая «лево-правая» асимметрия рассеяния используется для измерения поляризации электронных пучков (детектор Мотта¹⁾). Интенсивность рассеяния «вверх» и «вниз» ($\phi = 0$ и $\phi = 180^\circ$) одинакова.

Пример 3.2. Пусть $A = 1$, $B = 0$ или $A = 0$, $B = 1$, т. е. пучок продольно поляризован. Эти два варианта соответствуют нашим базисным функциям со спином, параллельным и антипараллельным направлению падающего пучка. В данном случае зависящая от ϕ часть сечения рассеяния равна нулю согласно формуле (3.57). Это и понятно, так как здесь в отличие от первого примера налетающий пучок аксиально-симметричен.

Задача 3.2. Покажите, что решение (3.50) имеет требуемую асимптотическую форму (3.45), если справедливы равенства (3.49) и (3.51).

Решение. Используя выражения (3.49), из соотношения (3.50) получаем

$$\begin{aligned}
 \psi_1 &\xrightarrow{r \rightarrow \infty} \sum_{l=0}^{\infty} \left[(l+1) \exp(i\eta_l) \times \right. \\
 &\times \frac{\exp\left[i\left(kr - \frac{l\pi}{2} + \eta_l\right)\right] - \exp\left[-i\left(kr - \frac{l\pi}{2} + \eta_l\right)\right]}{2ikr} + l \exp(i\eta_{-l-1}) \times \\
 &\times \left. \frac{\exp\left[i\left(kr - \frac{l\pi}{2} + \eta_{-l-1}\right)\right] - \exp\left[-i\left(kr - \frac{l\pi}{2} + \eta_{-l-1}\right)\right]}{2ikr} \right] i^l P_l = \\
 &= \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} \left\{ [(l+1) \exp(2i\eta_l) + l \exp(2i\eta_{-l-1})] \frac{e^{ikr}}{r} - \right. \\
 &\left. - \left[(l+1) \frac{\exp\left[-i\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right)\right]}{r} + l \frac{\exp\left[-i\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right)\right]}{r} \right] i^l \right\} P_l.
 \end{aligned}$$

¹⁾ Релятивистская теория рассеяния электронов, которую мы рассматривали в этом разделе, разработана Моттом (см. книгу [3.1], где даны дополнительные ссылки).

Добавив выражение

$$\left\{ -[(l+1) + l] \frac{e^{ikr}}{r} + i^l (2l+1) \frac{\exp \left[i \left(kr - \frac{l\pi}{2} \right) \right]}{r} \right\} P_l = 0,$$

получим

$$\begin{aligned} \psi_1 &\xrightarrow{r \rightarrow \infty} \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} \left(\{ (l+1) [\exp(2i\eta_l) - 1] + l [\exp(2i\eta_{-l-1}) - 1] \} P_l \frac{e^{ikr}}{r} + \right. \\ &\quad \left. + (2l+1) i^l \frac{\exp \left[i \left(kr - \frac{l\pi}{2} \right) \right] - \exp \left[-i \left(kr - \frac{l\pi}{2} \right) \right]}{r} P_l \right) = \\ &= S_{11}(\theta, \phi) \frac{e^{ikr}}{r} + \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l \frac{\sin \left(kr - \frac{l\pi}{2} \right)}{kr} P_l; \end{aligned}$$

отсюда

$$\psi_1 \xrightarrow{r \rightarrow \infty} S_{11}(\theta, \phi) \frac{e^{ikr}}{r} + e^{ikz},$$

где мы использовали асимптотическое разложение для $\exp(ikz)$, которое можно найти в учебниках по квантовой механике там, где излагается теория рассеяния, основанная на уравнении Шредингера.

Аналогично можно получить

$$\begin{aligned} \psi_2 &\xrightarrow{r \rightarrow \infty} \frac{1}{2ik} \sum_{l=1}^{\infty} \left[-\exp(i\eta_l) \times \right. \\ &\quad \times \frac{\exp \left[i \left(kr - \frac{l\pi}{2} + \eta_l \right) \right] - \exp \left[-i \left(kr - \frac{l\pi}{2} + \eta_l \right) \right]}{r} + \exp(i\eta_{-l-1}) \times \\ &\quad \times \left. \frac{\exp \left[i \left(kr - \frac{l\pi}{2} + \eta_{-l-1} \right) \right] - \exp \left[-i \left(kr - \frac{l\pi}{2} + \eta_{-l-1} \right) \right]}{r} \right] i^l P_l^1 e^{i\phi} = \\ &= \frac{1}{2ik} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{e^{ikr}}{r} [-\exp(2i\eta_l) + \exp(2i\eta_{-l-1})] P_l^1 e^{i\phi} = S_{21}(\theta, \phi) \frac{e^{ikr}}{r}. \end{aligned}$$

3.3. Роль спиновой поляризации в упругом рассеянии

С помощью формализма матрицы плотности будет показано следующее. В асимметрию рассеяния дает вклад только компонента вектора поляризации, перпендикулярная плоскости рассеяния. Первоначально неполяризованный пучок электронов после рассеяния оказывается поляризованным перпендикулярно плоскости рассеяния, причем степень поляризации определяется функцией Шермана $S(\theta)$. Направление и величина вектора поляризации

произвольно поляризованного первичного пучка изменяются при рассеянии. Однако полностью поляризованный пучок остается полностью поляризованным, а пучок, поляризованный перпендикулярно плоскости рассеяния, сохраняет свое направление поляризации. Функцию Шермана (с точностью до знака) можно определить в экспериментах по двойному рассеянию. Возможен «полный» эксперимент, который дает максимум информации о процессе рассеяния.

3.3.1. Зависимость сечения от поляризации

Теперь мы запишем дифференциальное сечение рассеяния в форме, в которой более четко видно влияние поляризации. Для этого вспомним уравнения (3.53) и (3.54), которые показывают, что спинор $\chi = \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}$ чистого начального состояния преобразуется в процессе рассеяния в спинор конечного состояния:

$$\chi' = \begin{pmatrix} a'_1 \\ a'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} AS_{11} + BS_{12} \\ AS_{21} + BS_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Af - Bge^{-i\phi} \\ Bf + Age^{i\phi} \end{pmatrix}. \quad (3.58)$$

Математически это может быть представлено как преобразование

$$\chi' = \begin{pmatrix} a'_1 \\ a'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f & -ge^{-i\phi} \\ ge^{i\phi} & f \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = S\chi, \quad (3.59)$$

осуществляемое с помощью матрицы S , т. е. спиновой матрицы рассеяния.

Матрица плотности ρ' для состояния после рассеяния¹⁾ есть [формула (2.22)]

$$\rho' = \begin{pmatrix} |a'_1|^2 & a'_1 a'^{*}_2 \\ a'^{*}_1 a'_2 & |a'_2|^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a'_1 \\ a'_2 \end{pmatrix} (a'^{*}_1, a'^{*}_2) = \chi' \chi'^{\dagger} = S\chi\chi^{\dagger}S^{\dagger}. \quad (3.60)$$

Так как $\chi\chi^{\dagger} = \rho$ (матрица плотности состояния до рассеяния), справедливо следующее соотношение:

$$\rho' = S\rho S^{\dagger} = \frac{1}{2} S(1 + \mathbf{P} \cdot \boldsymbol{\sigma}) S^{\dagger} \text{tr} \{\rho\}. \quad (3.61)$$

Мы использовали здесь равенство (2.23) для ненормированных волновых функций, поскольку при решении задачи рассеяния не рассматривали вопрос о нормировке.

Если начальное состояние не является чистым, а представляет собой статистическую смесь спиновых состояний, т. е. частично поляризованный начальный пучок, то равенство

¹⁾ Так как задача рассеяния полностью описывается двумя амплитудами (разд. 3.2), нам нужны только две компоненты спинора, так же как и при расчете сечения рассеяния. Поэтому мы можем использовать формализм матрицы плотности, развитый в разд. 2.3 для двухкомпонентных спиноров.

(3.61) остается справедливым; ρ и ρ' в этом случае — матрицы плотности смешанного начального и конечного состояний (задача 3.3).

Равенство (3.61) может быть использовано, чтобы получить зависимость дифференциального сечения от поляризации \mathbf{P} падающего пучка. Согласно выражениям (3.44, 60), имеем

$$\sigma(\theta, \phi) = \text{tr} \{ \rho' \} / \text{tr} \{ \rho \}. \quad (3.62)$$

Следовательно, учитывая равенство (3.61), зависимость дифференциального сечения от поляризации первичного пучка можно записать в виде

$$\sigma(\theta, \phi) = \frac{1}{2} \text{tr} \{ S(1 + \mathbf{P} \cdot \boldsymbol{\sigma}) S^+ \}. \quad (3.63)$$

Для вычисления сечения необходимо найти след произведения матриц

$$\begin{pmatrix} f & -ge^{-i\phi} \\ ge^{i\phi} & f \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 + P_z & P_x - iP_y \\ P_x + iP_y & 1 - P_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f^* & g^*e^{-i\phi} \\ -g^*e^{i\phi} & f^* \end{pmatrix}.$$

Простой расчет дает

$$\sigma(\theta, \phi) = (|f|^2 + |g|^2) \left\{ 1 - \frac{S(\theta)}{2i} [e^{i\phi} (P_x - iP_y) - e^{-i\phi} (P_x + iP_y)] \right\}. \quad (3.64)$$

$[S(\theta)$ есть функция Шермана (3.56), ее не следует путать с матрицей рассеяния S]. Таким образом, дифференциальное сечение не зависит от продольной компоненты P_z .

Учитывая, что $P_t \exp(\pm i\phi) = P_x \pm iP_y$, где P_t — величина поперечной компоненты поляризации \mathbf{P}_t (рис. 3.3), и что

$$|f|^2 + |g|^2 = I(\theta), \quad (3.65)$$

получаем

$$\begin{aligned} \sigma(\theta, \phi) &= I(\theta) \left\{ 1 - \frac{S(\theta) P_t}{2i} [e^{i(\phi-\varphi)} - e^{-i(\phi-\varphi)}] \right\} = \\ &= I(\theta) \{ 1 - P_t S(\theta) \sin(\phi - \varphi) \}. \end{aligned} \quad (3.66)$$

Это выражение показывает, что для электронного пучка, не имеющего поперечной поляризации, дифференциальное сечение

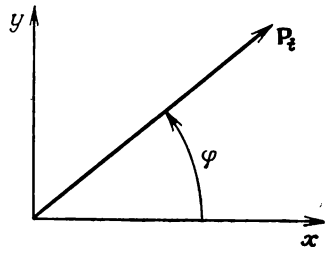


Рис. 3.3. Поперечная компонента поляризации.

рассеяния не зависит от азимутального угла ϕ и имеет величину просто $I(\theta) = |f|^2 + |g|^2$.

Равенство (3.66) может быть еще упрощено, если определить направление поперечной компоненты поляризации как направление оси x (рис. 3.4). Тогда дифференциальное сечение для первичного пучка с произвольной поляризацией есть

$$\sigma(\theta, \phi) = I(\theta) [1 - P_t S(\theta) \sin \phi]. \quad (3.67)$$

Часто эту формулу записывают, используя единичный вектор, перпендикулярный плоскости рассеяния,

$$\hat{\mathbf{n}} = \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{k}'}{|\mathbf{k} \times \mathbf{k}'|}, \quad (3.68)$$

где \mathbf{k} и \mathbf{k}' — импульсы (без множителя \hbar) электрона до и после рассеяния. Поскольку в выбранной нами координатной системе (рис. 3.4) $\mathbf{P} = (P_x, 0, P_z)$, $P_x = P_t$ и

$$\hat{\mathbf{n}} = (-\sin \phi, \cos \phi, 0), \quad (3.69)$$

получаем $-P_t \sin \phi = \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}}$. Итак, выражение (3.67) преобразуется к следующему виду:

$$\sigma(\theta, \phi) = I(\theta) [1 + S(\theta) \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}}]. \quad (3.70)$$

Эта формула не зависит от выбора координатной системы, так как скалярное произведение инвариантно относительно преобразований координат.

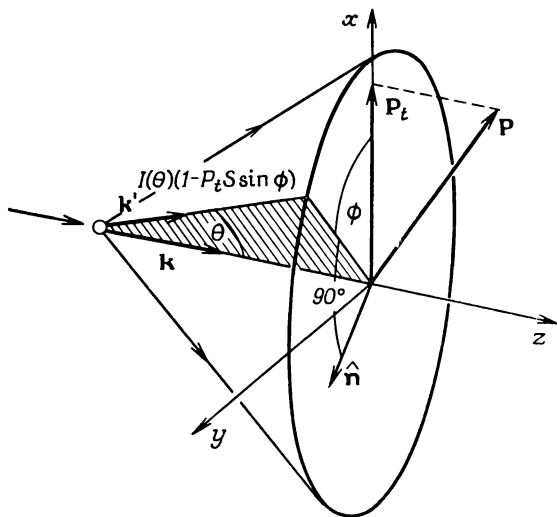


Рис. 3.4. Рассеяние поляризованного пучка

На основе формулы (3.70) можно измерять поляризацию электронов методом моттовского рассеяния, как это иллюстрируется на рис. 3.1 и 3.2. Существенной особенностью этой формулы является то, что вклад в асимметрию рассеяния дает только компонента вектора поляризации, перпендикулярная плоскости рассеяния, а компонента, параллельная плоскости рассеяния, не влияет на рассеяние (см. также задачу 3.6).

Задача 3.3. Соотношение (3.61) было выведено для рассеяния чистого спинового состояния. Покажите, что оно справедливо также для рассеяния смеси спиновых состояний, когда матрицы плотности смешанных состояний определены равенством (2.22).

Решение. Имеем

$$\rho' = \sum_n \rho'^{(n)} = \sum_n S \rho^{(n)} S^\dagger = \frac{1}{2} S \left[\sum_n (1 + \mathbf{P}^{(n)} \cdot \boldsymbol{\sigma}) \operatorname{tr} \{ \rho^{(n)} \} \right] S^\dagger.$$

Так как $\sum_n \operatorname{tr} \{ \rho^{(n)} \} = \operatorname{tr} \{ \rho \}$ и

$$\sum_n \mathbf{P}^{(n)} \operatorname{tr} \{ \rho^{(n)} \} = \mathbf{P} \operatorname{tr} \{ \rho \} \text{ [формула (2.20)],}$$

мы имеем

$$\rho' = \frac{1}{2} S (1 + \mathbf{P} \cdot \boldsymbol{\sigma}) S^\dagger \operatorname{tr} \{ \rho \}.$$

3.3.2. Поляризация электронного пучка при рассеянии

Метод матрицы плотности позволяет легко получить замечательный результат — показать, что первоначально неполяризованный пучок электронов поляризуется в самом процессе рассеяния. Из соотношения (2.21) имеем

$$\mathbf{P}' = \operatorname{tr} \{ \rho' \boldsymbol{\sigma} \} / \operatorname{tr} \{ \rho' \}.$$

Если первичный пучок неполяризован, то, положив $\mathbf{P} = 0$ в равенстве (3.61), получим

$$\rho' = \frac{1}{2} S (1 + \mathbf{P} \cdot \boldsymbol{\sigma}) S^\dagger \operatorname{tr} \{ \rho \} = \frac{1}{2} S S^\dagger \operatorname{tr} \{ \rho \}, \quad (3.71)$$

так что поляризация рассеянного пучка есть

$$\mathbf{P}' = \frac{1}{2} \frac{\operatorname{tr} \{ S S^\dagger \boldsymbol{\sigma} \}}{\operatorname{tr} \{ \rho' \}} \operatorname{tr} \{ \rho \}. \quad (3.72)$$

Из соотношения (3.62) следует, что $\operatorname{tr} \{ \rho' \} / \operatorname{tr} \{ \rho \} = \sigma(\theta, \phi) = |f|^2 + |g|^2$, где использовано равенство (3.66) в частном случае неполяризованного первичного пучка. Кроме того, учитывая, что $\boldsymbol{\sigma} = \sum_\mu \sigma_\mu \hat{\mathbf{e}}_\mu$ [где $\hat{\mathbf{e}}_\mu$ — единичные векторы, направленные

вдоль координатных осей, а σ_μ — матрицы (2.2)], получаем

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \operatorname{tr} \{S S \sigma\} &= \frac{1}{2} \operatorname{tr} \left\{ \begin{pmatrix} |f|^2 + |g|^2 & f g^* e^{-i\phi} - f^* g e^{-i\phi} \\ f^* g e^{i\phi} - f g^* e^{i\phi} & |f|^2 + |g|^2 \end{pmatrix} \times \right. \\ &\times \left. \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{e}}_z & \hat{\mathbf{e}}_x - i \hat{\mathbf{e}}_y \\ \hat{\mathbf{e}}_x + i \hat{\mathbf{e}}_y & -\hat{\mathbf{e}}_z \end{pmatrix} \right\} = \\ &= \frac{1}{2} [(|f|^2 + |g|^2) \hat{\mathbf{e}}_z + (f g^* - f^* g)(\hat{\mathbf{e}}_x + i \hat{\mathbf{e}}_y) e^{-i\phi} - \\ &- (f g^* - f^* g)(\hat{\mathbf{e}}_x - i \hat{\mathbf{e}}_y) e^{i\phi} - (|f|^2 + |g|^2) \hat{\mathbf{e}}_z] = \\ &= i(f g^* - f^* g)(-\sin \phi \cdot \hat{\mathbf{e}}_x + \cos \phi \cdot \hat{\mathbf{e}}_y). \end{aligned}$$

Так как, согласно формуле (3.69), $\hat{\mathbf{n}} = (-\sin \phi, \cos \phi, 0)$, мы, используя функцию Шермана (3.56), получаем окончательно

$$\mathbf{P}' = i \frac{f g^* - f^* g}{|f|^2 + |g|^2} \hat{\mathbf{n}} = S(\theta) \hat{\mathbf{n}}. \quad (3.73)$$

Таким образом, в результате рассеяния первоначально неполяризованный пучок приобретает поляризацию, перпендикулярную плоскости рассеяния, равную по величине $S(\theta)$. Вместе с результатом предыдущего раздела это показывает, что функция Шермана описывает две важные характеристики: степень асимметрии в рассеянии поляризованного пучка и величину поляризации, возникающую при рассеянии неполяризованного пучка.

3.3.3. Изменение поляризации при рассеянии

Рассмотренная выше задача есть частный случай более общей задачи: задан падающий пучок электронов с произвольной поляризацией \mathbf{P} ; как эта поляризация изменится при рассеянии?

Поляризация \mathbf{P}' после рассеяния есть

$$\mathbf{P}' = \frac{\operatorname{tr} \{\rho' \sigma\}}{\operatorname{tr} \{\rho'\}} = \frac{\frac{1}{2} \operatorname{tr} \{S(1 + \mathbf{P} \cdot \sigma) S^\dagger \sigma\}}{\frac{1}{2} \operatorname{tr} \{S(1 + \mathbf{P} \cdot \sigma) S^\dagger\}}. \quad (3.74)$$

Знаменатель был уже нами вычислен [формулы (3.63—70)]; он равен $(|f|^2 + |g|^2)[1 + S(\theta) \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}}]$. Числитель рассчитывается в задаче 3.4. В результате получаем для поляризации после рассеяния выражение

$$\mathbf{P}' = \frac{[\mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} + S(\theta)] \hat{\mathbf{n}} + T(\theta) [\mathbf{P} - (\mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}}) \hat{\mathbf{n}}] + U(\theta) (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{P})}{1 + \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} S(\theta)}, \quad (3.75)$$

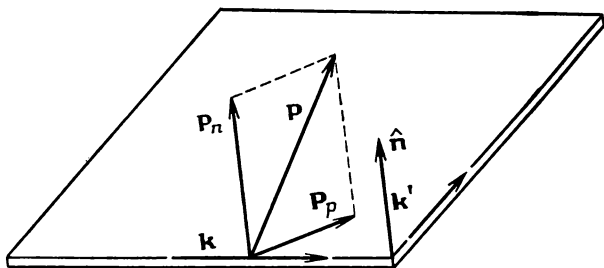


Рис. 3.5. Компоненты произвольной начальной поляризации \mathbf{P} (\mathbf{k} и \mathbf{k}' — волновые векторы электронов до и после рассеяния).

где

$$S(\theta) = i \frac{fg^* - f^*g}{|f|^2 + |g|^2}, \quad T(\theta) = \frac{|f|^2 - |g|^2}{|f|^2 + |g|^2}, \quad U(\theta) = \frac{fg^* + f^*g}{|f|^2 + |g|^2}. \quad (3.76)$$

Если разложить вектор поляризации на компоненту \mathbf{P}_p , параллельную плоскости рассеяния, и компоненту \mathbf{P}_n , перпендикулярную ей (т. е. параллельную вектору $\hat{\mathbf{n}}$, рис. 3.5), то мы получим $\mathbf{P} = \mathbf{P}_n + \mathbf{P}_p$. Так как $(\mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}}) \hat{\mathbf{n}} = \mathbf{P}_n$ и $\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{P}_n = 0$ или $\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{P} = \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{P}_p$, равенство (3.75) может быть также записано в форме

$$\mathbf{P}' = \frac{[\mathbf{P}_n + S(\theta)] \hat{\mathbf{n}} + T(\theta) \mathbf{P}_p + U(\theta) (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{P}_p)}{1 + P_n S(\theta)}. \quad (3.77)$$

В эту формулу входят только компоненты вектора начальной поляризации. Выражение (3.77) можно преобразовать, используя векторное равенство

$$\mathbf{a} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = (\mathbf{a} \cdot \mathbf{c}) \mathbf{b} - (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}) \mathbf{c},$$

которое в нашем случае дает

$$\hat{\mathbf{n}} \times (\mathbf{P} \times \hat{\mathbf{n}}) = \mathbf{P} - (\mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}}) \hat{\mathbf{n}} = \mathbf{P}_p.$$

Тогда мы получим часто используемую формулу, в которой фигурирует полный вектор поляризации \mathbf{P} :

$$\mathbf{P}' = \frac{[\mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} + S(\theta)] \hat{\mathbf{n}} + T(\theta) \hat{\mathbf{n}} \times (\mathbf{P} \times \hat{\mathbf{n}}) + U(\theta) (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{P})}{1 + \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} S(\theta)}. \quad (3.78)$$

Из выражения (3.77) явствует, что процесс рассеяния воздействует на поляризацию следующим образом. К компоненте $\mathbf{P}_n \hat{\mathbf{n}}$, перпендикулярной плоскости рассеяния, добавляется вектор $S(\theta) \hat{\mathbf{n}}$ (положительный или отрицательный). Компонента, параллельная плоскости рассеяния, уменьшается от \mathbf{P}_p до $T \mathbf{P}_p$ ($|T| \leq 1$ по определению). Вектор поляризации поворачивается и выходит из первоначальной плоскости ($\mathbf{P}_n, \mathbf{P}_p$) [совпадающей

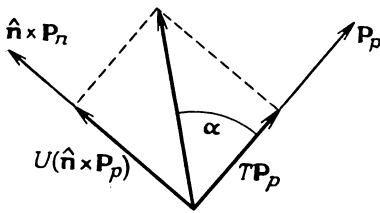


Рис. 3.6. Угол поворота компоненты поляризации \mathbf{P}_p .

с плоскостью $(\hat{\mathbf{n}}, \mathbf{P}_p)$, так как получает добавочную компоненту, определяемую множителем $U(\theta)$ и перпендикулярную этой плоскости. Последнее, но не менее важное: все компоненты изменяются из-за общего множителя $[1 + \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} S(\theta)]^{-1}$. Изменение вектора поляризации при рассеянии определяется амплитудой g , описывающей

рассеяние с переворачиванием спина. Если $g = 0$, то $T = 1$, $S = U = 0$, и, согласно формуле (3.77), поляризация не меняется.

Угол α , на который поворачивается компонента поляризации \mathbf{P}_p в плоскости рассеяния, дается равенством (рис. 3.6)

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{U(\theta) |\hat{\mathbf{n}}| |\mathbf{P}_p|}{T(\theta) |\mathbf{P}_p|} = \frac{U}{T}(\theta). \quad (3.79)$$

Вообще говоря, при рассеянии изменяется не только направление, но и длина вектора поляризации. Например если $\mathbf{P} = 0$, то из соотношения (3.77) следует, что $\mathbf{P}' = S(\theta) \hat{\mathbf{n}}$, как уже было показано в разд. 3.3.2. Если же $|\mathbf{P}| = 1$, т. е. мы имеем случай полной начальной поляризации, то степень поляризации электронов, рассеиваемых в определенном направлении, остается неизменной. Это можно видеть из соотношения (3.77), если использовать равенство $S^2 + T^2 + U^2 = 1$, которое немедленно следует из определения (3.76). Действительно,

$$|\mathbf{P}'|^2 = \frac{(P_n + S)^2 + T^2 P_p^2 + U^2 P_p^2}{(1 + P_n S)^2};$$

если $|\mathbf{P}|^2 = 1$, т. е. $P_p^2 = 1 - P_n^2$, то

$$\begin{aligned} |\mathbf{P}'|^2 &= \frac{P_n^2 + 2P_n S + S^2 + T^2 + U^2 - (T^2 + U^2) P_n^2}{(1 + P_n S)^2} = \\ &= \frac{P_n^2 + 2P_n S + 1 + (S^2 - 1) P_n^2}{(1 + P_n S)^2} = 1. \end{aligned}$$

Таким образом, если $|\mathbf{P}|^2 = 1$, то, следовательно, и $|\mathbf{P}'|^2 = 1$. Существует и другой частный случай, когда направление поляризации изменяется, а степень поляризации остается постоянной, — при $S = 0$. Тогда из только что приведенных формул получаем

$$|\mathbf{P}'|^2 = P_n^2 + (T^2 + U^2) P_p^2 = |\mathbf{P}|^2.$$

В одном частном случае при рассеянии изменяется только величина, но не направление вектора \mathbf{P} . Это случай $\mathbf{P}_p = 0$, когда поляризация перпендикулярна плоскости рассеяния. Тогда из соотношения (3.77) следует, что

$$\mathbf{P}' = \frac{[P_n + S(\theta)] \hat{\mathbf{n}}}{1 + P_n S(\theta)}, \quad (3.80)$$

т. е. поляризация сохраняет свое направление, перпендикулярное плоскости рассеяния.

Соотношения, выведенные в данном разделе, позволяют определять экспериментально величины S , T , U , как это будет показано в разд. 3.7. В сочетании с экспериментальными данными по сечению рассеяния $d\sigma/d\Omega$ для неполяризованного пучка (3.65) такие измерения дают возможность определить комплексные амплитуды $f = |f| \exp(i\gamma_1)$ и $g = |g| \exp(i\gamma_2)$. Например, зная $I = |f|^2 + |g|^2$ и $T = (|f|^2 - |g|^2) / (|f|^2 + |g|^2)$, можно определить $|f|$ и $|g|$. Затем, как видно из выражения (3.76), измерив S и U , мы найдем $-2|f||g|\sin(\gamma_1 - \gamma_2)$ и $2|f||g|\cos(\gamma_1 - \gamma_2)$, так что оказывается возможным получить разность фаз амплитуд рассеяния. Четырьмя наблюдаемыми величинами $d\sigma/d\Omega$, S , T и U определяются только три параметра $|f|$, $|g|$ и $\gamma_1 - \gamma_2$, поскольку эти наблюдаемые величины не независимы друг от друга, как это показывает соотношение $S^2 + T^2 + U^2 = 1$. Тем не менее должны быть измерены все четыре наблюдаемые величины, так как для однозначного определения разности $\gamma_1 - \gamma_2$ требуется измерить две величины (S и U). Дело в том, что измерения не дают прямо разности фаз; вместо этого мы получаем $\sin(\gamma_1 - \gamma_2)$ и $\cos(\gamma_1 - \gamma_2)$.

Так как абсолютное определение фазы из анализа рассеянной волны невозможно, обсуждавшиеся измерения дают максимально возможную информацию о процессе рассеяния, представляя собой, таким образом, «полный» эксперимент.

Задача 3.4. Вычислите \mathbf{P}' по формуле (3.74).

Решение. Знаменатель уже был вычислен в разд. 3.3.1. Числитель есть

$$\frac{1}{2} \text{tr} \left\{ \begin{pmatrix} f & -ge^{-i\phi} \\ ge^{i\phi} & f \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 + P_z & P_x - iP_y \\ P_x + iP_y & 1 - P_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f^* & g^* e^{-i\phi} \\ -g^* e^{i\phi} & f^* \end{pmatrix} \right\} \times$$

$$\times \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{e}}_z & \hat{\mathbf{e}}_x - i\hat{\mathbf{e}}_y \\ \hat{\mathbf{e}}_x + i\hat{\mathbf{e}}_y & -\hat{\mathbf{e}}_z \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \text{tr} \left\{ \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{e}}_z & \hat{\mathbf{e}}_x - i\hat{\mathbf{e}}_y \\ \hat{\mathbf{e}}_x + i\hat{\mathbf{e}}_y & -\hat{\mathbf{e}}_z \end{pmatrix} \right\},$$

где

$$a_{11} = (1 + P_z) |f|^2 - (P_x - iP_y) f g^* e^{i\phi} - (P_x + iP_y) f^* g e^{-i\phi} + (1 - P_z) |g|^2,$$

$$a_{12} = (1 + P_z) f g^* e^{-i\phi} + (P_x - iP_y) |f|^2 - (1 - P_z) f^* g e^{-i\phi} -$$

$$- (P_x + iP_y) |g|^2 e^{-2i\phi},$$

$$a_{21} = (1 + P_z) f^* g e^{i\phi} - (P_x - iP_y) |g|^2 e^{2i\phi} + (P_x + iP_y) |f|^2 - (1 - P_z) f g^* e^{i\phi},$$

$$a_{22} = (1 + P_z) |g|^2 + (P_x - iP_y) f^* g e^{i\phi} + (1 - P_z) |f|^2 + (P_x + iP_y) f g^* e^{-i\phi}.$$

Следовательно, величина $\frac{1}{2} \text{tr} \{S (1 + \mathbf{P} \cdot \boldsymbol{\sigma}) S^\dagger \boldsymbol{\sigma}\}$ равна

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \{ [2P_z (|f|^2 - |g|^2) - (P_x - iP_y) e^{i\phi} (fg^* + f^*g) - \\ & - (P_x + iP_y) e^{-i\phi} (fg^* + f^*g)] \hat{\mathbf{e}}_z + [(1 + P_z) fg^* e^{-i\phi} + \\ & + (P_x - iP_y) (|f|^2 - |g|^2 e^{2i\phi}) - (1 - P_z) f^* g e^{-i\phi} - \\ & - (P_x + iP_y) (|g|^2 e^{2i\phi} - |f|^2) + (1 + P_z) f^* g e^{i\phi} - (1 - P_z) fg^* e^{i\phi}] \hat{\mathbf{e}}_x + \\ & + [(1 + P_z) fg^* e^{-i\phi} + (P_x - iP_y) (|f|^2 + |g|^2 e^{2i\phi}) - (1 - P_z) f^* g e^{-i\phi} - \\ & - (P_x + iP_y) (|g|^2 e^{-2i\phi} + |f|^2) - (1 + P_z) f^* g e^{i\phi} + (1 - P_z) fg^* e^{i\phi}] i \hat{\mathbf{e}}_y \} = \\ & = \frac{1}{2} \{ (fg^* - f^*g) (e^{-i\phi} - e^{i\phi}) + P_z (fg^* + f^*g) (e^{-i\phi} + e^{i\phi}) + \\ & + P_x [2|f|^2 - |g|^2 (e^{2i\phi} + e^{-2i\phi})] + iP_y |g|^2 (e^{2i\phi} - e^{-2i\phi}) \} \hat{\mathbf{e}}_x + \\ & + \{ (fg^* - f^*g) (e^{i\phi} + e^{-i\phi}) - P_z (fg^* + f^*g) (e^{i\phi} - e^{-i\phi}) + \\ & + P_x |g|^2 (e^{2i\phi} - e^{-2i\phi}) - iP_y [2|f|^2 + |g|^2 (e^{2i\phi} + e^{-2i\phi})] \} i \hat{\mathbf{e}}_y + \\ & + \{ 2P_z (|f|^2 - |g|^2) - (fg^* + f^*g) [P_x (e^{i\phi} + e^{-i\phi}) - iP_y (e^{i\phi} - e^{-i\phi})] \} \hat{\mathbf{e}}_z = \\ & = [-i (fg^* - f^*g) \sin \phi + P_x (|f|^2 - |g|^2 \cos 2\phi) - P_y |g|^2 \sin 2\phi + \\ & + P_z (fg^* + f^*g) \cos \phi] \hat{\mathbf{e}}_x + [i (fg^* - f^*g) \cos \phi - P_x |g|^2 \sin 2\phi + \\ & + P_y (|f|^2 + |g|^2 \cos 2\phi) + P_z (fg^* + f^*g) \sin \phi] \hat{\mathbf{e}}_y + \\ & + [-(fg^* + f^*g) (P_x \cos \phi + P_y \sin \phi) + P_z (|f|^2 - |g|^2)] \hat{\mathbf{e}}_z. \end{aligned}$$

После преобразований с учетом формулы $\cos 2\phi = 1 - 2 \sin^2 \phi$, т. е. равенств:

$$P_x (|f|^2 - |g|^2 \cos 2\phi) = P_x (|g|^2 \sin^2 \phi + |g|^2 \sin^2 \phi + |f|^2 - |g|^2),$$

$$P_y (|f|^2 + |g|^2 \cos 2\phi) = P_y (|f|^2 - |g|^2 + |g|^2 \cos^2 \phi + |g|^2 \cos^2 \phi),$$

и формулы $\sin 2\phi = 2 \sin \phi \cos \phi$ получим

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \text{tr} \{S (1 + \mathbf{P} \cdot \boldsymbol{\sigma}) S^\dagger \boldsymbol{\sigma}\} = (|f|^2 + |g|^2) (-P_x \sin \phi + P_y \cos \phi) \times \\ & \times (-\sin \phi \hat{\mathbf{e}}_x + \cos \phi \hat{\mathbf{e}}_y) + i (fg^* - f^*g) (-\sin \phi \hat{\mathbf{e}}_x + \cos \phi \hat{\mathbf{e}}_y) + \\ & + (|f|^2 - |g|^2) [(P_x \hat{\mathbf{e}}_x + P_y \hat{\mathbf{e}}_y + P_z \hat{\mathbf{e}}_z) - \\ & - (-P_x \sin \phi + P_y \cos \phi) (-\sin \phi \hat{\mathbf{e}}_x + \cos \phi \hat{\mathbf{e}}_y)] + \\ & + (fg^* + f^*g) [P_z \cos \phi \hat{\mathbf{e}}_x + P_z \sin \phi \hat{\mathbf{e}}_y - (P_y \sin \phi + P_x \cos \phi) \hat{\mathbf{e}}_z]. \end{aligned}$$

Используя определения (3.76) и соотношения (3.63) и (3.70), получаем

$$\mathbf{P}' = \frac{[\mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} - S(\theta)] \hat{\mathbf{n}} - T(\theta) [\mathbf{P} - (\mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}}) \hat{\mathbf{n}}] + U(\theta) (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{P})}{1 + \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} S(\theta)}$$

Возможность вычисления \mathbf{P}' с помощью векторной алгебры будет показана в задаче 3.9.

3.3.4. Эксперименты по двойному рассеянию

Эксперименты по двойному рассеянию позволяют определить функцию Шермана $S(\theta)$. Неполаризованный пучок рассеивается сначала на рассеивающем центре 1 (рис. 3.7). Электроны, рассеянные на углы θ_1 , $\phi_1 = 0^1$ и поляризованные в процессе рассеяния, испытывают затем второе рассеяние (углы рассеяния θ_2 , $\phi_2 = \phi$, где $\phi = 0$, если две плоскости рассеяния совпадают).

В силу соотношения (3.62) сечение рассеяния на второй мишени дается выражением

$$\sigma_2(\theta_2, \phi_2) = \text{tr} \{\rho''\} / \text{tr} \{\rho'\},$$

где ρ' и ρ'' — соответствующие матрицы плотности состояний после первого и второго рассеяний. Согласно формуле (3.71), имеем $\rho' = (1/2) S S^\dagger \text{tr} \{\rho\}$, так как падающий пучок неполяризован, а из равенства (3.61) следует выражение

$$\rho'' = S' \rho' S'^\dagger = \frac{1}{2} S' S S^\dagger S'^\dagger \text{tr} \{\rho\}, \quad (3.81)$$

где S и S' — соответствующие матрицы рассеяния для первого и второго процессов рассеяния. Таким образом, получаем

$$\sigma_2(\theta_2, \phi_2) = \frac{1}{2} \text{tr} \{S' S S^\dagger S'^\dagger\} \frac{\text{tr} \{\rho\}}{\text{tr} \{\rho'\}}. \quad (3.82)$$

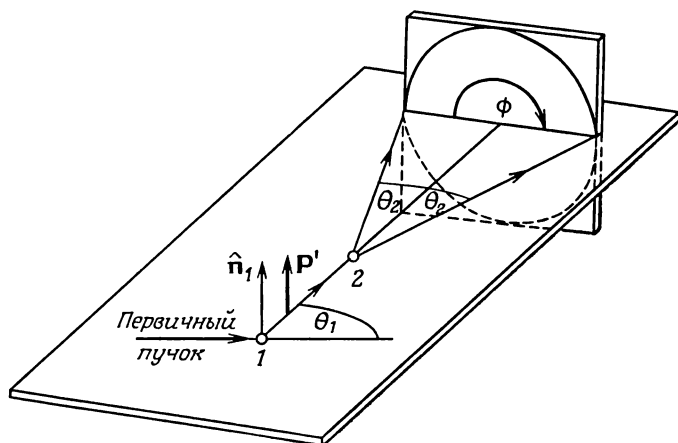


Рис. 3.7. Эксперимент по двойному рассеянию.

¹) Так как падающий пучок неполяризован, вероятность рассеяния на любой азимутальный угол одинакова, а поэтому мы можем принять значение азимутального угла $\phi_1 = 0$ для произвольного направления рассеяния.

Согласно изложенному в разд. 3.3.1, сечение рассеяния первой мишенью в случае неполяризованного первичного пучка равно

$$\text{tr}\{\rho'\}/\text{tr}\{\rho\} = |f(\theta_1)|^2 + |g(\theta_1)|^2 = I(\theta_1).$$

Так как $\phi_1 = 0$, то мы имеем

$$SS^\dagger = \begin{pmatrix} f(\theta_1) & -g(\theta_1) \\ g(\theta_1) & f(\theta_1) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f^*(\theta_1) & g^*(\theta_1) \\ -g^*(\theta_1) & f^*(\theta_1) \end{pmatrix} = I(\theta_1) \begin{pmatrix} 1 & \frac{S(\theta_1)}{i} \\ -\frac{S(\theta_1)}{i} & 1 \end{pmatrix},$$

где $S(\theta_1)$ — функция Шермана, определенная ранее. Отсюда, положив $\phi_2 = \phi$, получим

$$\begin{aligned} \sigma_2(\theta_2, \phi) &= \frac{1}{2} \text{tr} \left\{ \begin{pmatrix} f(\theta_2) & -g(\theta_2) e^{-i\phi} \\ g(\theta_2) e^{i\phi} & f(\theta_2) \end{pmatrix} \times \right. \\ &\times \left. \begin{pmatrix} f^*(\theta_2) - g^*(\theta_2) \frac{S(\theta_1)}{i} e^{i\phi} & g^*(\theta_2) e^{-i\phi} + f^*(\theta_2) \frac{S(\theta_1)}{i} \\ -f^*(\theta_2) \frac{S(\theta_1)}{i} - g^*(\theta_2) e^{i\phi} & -g^*(\theta_2) \frac{S(\theta_1)}{i} e^{-i\phi} + f^*(\theta_2) \end{pmatrix} \right\} = \\ &= \frac{1}{2} \left[|f(\theta_2)|^2 - f(\theta_2) g^*(\theta_2) \frac{S(\theta_1)}{i} e^{i\phi} + f^*(\theta_2) g(\theta_2) \frac{S(\theta_1)}{i} e^{-i\phi} + \right. \\ &+ |g(\theta_2)|^2 + |g(\theta_2)|^2 + f^*(\theta_2) g(\theta_2) \frac{S(\theta_1)}{i} e^{i\phi} - \\ &- f(\theta_2) g^*(\theta_2) \frac{S(\theta_1)}{i} e^{-i\phi} + |f(\theta_2)|^2 \Big] = \\ &= I(\theta_2) + \frac{1}{2} S(\theta_1) I(\theta_2) S(\theta_2) (e^{i\phi} + e^{-i\phi}) = I(\theta_2) [1 + S(\theta_1) S(\theta_2) \cos \phi]. \end{aligned} \quad (3.83)$$

Если угол между плоскостями первого и второго рассеяния равен нулю, то мы получаем

$$\sigma_2(\theta_2, \phi = 0^\circ) = I(\theta_2) [1 + S(\theta_1) S(\theta_2)].$$

Если же $\phi = 180^\circ$, то

$$\sigma_2(\theta_2, \phi = 180^\circ) = I(\theta_2) [1 - S(\theta_1) S(\theta_2)].$$

Следовательно, измерение лево-правой асимметрии интенсивности двойного рассеяния дает

$$\frac{\sigma_2(\phi = 0^\circ) - \sigma_2(\phi = 180^\circ)}{\sigma_2(\phi = 0^\circ) + \sigma_2(\phi = 180^\circ)} = S(\theta_1) S(\theta_2). \quad (3.84)$$

Если мишени одинаковы и углы рассеяния в первом и втором процессах рассеяния одинаковы ($\theta_1 = \theta_2 = \theta$), мы можем экспериментально определить величину $S^2(\theta)$ для исследуемой мишени.

Используя формулы, выведенные в разд. 3.3.1 и 3.3.2, результаты эксперимента по двойному рассеянию можно было бы указать, и не проводя вычислений. Согласно формуле (3.73), при

первом рассеянии возникает поляризация $P' = S(\theta_1) \hat{\mathbf{n}}_1$. Тогда в силу формулы (3.70) сечение второго рассеяния равно

$$\sigma_2 = I(\theta_2) [1 + S(\theta_2) \mathbf{P}' \cdot \hat{\mathbf{n}}_2] = I(\theta_2) [1 + S(\theta_1) S(\theta_2) \hat{\mathbf{n}}_1 \cdot \hat{\mathbf{n}}_2],$$

где $\hat{\mathbf{n}}_1 \cdot \hat{\mathbf{n}}_2 = \cos \phi$, если ϕ — угол между нормальными к плоскостям рассеяния (т. е. угол между плоскостями рассеяния).

3.4. Простое физическое объяснение явлений поляризации

Главная задача физической науки состоит не в том, чтобы снабжать нас наглядными картинками, а в том, чтобы формулировать законы, управляющие явлениями, и использовать эти законы для открытия новых явлений. Если же наглядная картина существует, то тем лучше

П. А. М. Дирак

(Принципы квантовой механики, глава 1.4)

С использованием простых наглядных картин и основных принципов поясняются выводы, сделанные на основе математических формул в предыдущем разделе. Качественно объясняется изменение направления и величины вектора поляризации, асимметрия в рассеянии поляризованного электронного пучка, возникновение поляризации, перпендикулярной плоскости рассеяния, в случае неполяризованного первичного пучка, а также то обстоятельство, что степень поляризации в этом случае дается функцией (функцией Шермана), которая дает и асимметрию рассеяния поляризованного пучка.

3.4.1. Вращение вектора поляризации

Теперь мы на простых моделях объясним результаты, полученные в предыдущем разделе. Прежде всего, почему вектор поляризации сохраняет свое направление только тогда, когда он перпендикулярен плоскости рассеяния?

Поляризационные эффекты в рассеянии вызываются спин-орбитальным взаимодействием, т. е., иначе говоря, магнитным полем, которое действует на электроны в их системе покоя (см. разд. 3.1). Заряженный рассеивающий центр движется в системе покоя электронов; ток, соответствующий движущемуся заряду, создает магнитное поле $\mathbf{B} = \mathbf{E} \times \mathbf{v}/c$, которое воздействует на магнитные моменты электронов. Так как векторы \mathbf{E} и \mathbf{v} лежат в плоскости рассеяния, поле \mathbf{B} перпендикулярно этой плоскости (рис. 3.8). Если вектор поляризации \mathbf{P} не параллелен и не антипараллелен вектору \mathbf{B} , то на магнитный момент, который связан с вектором \mathbf{P} , действует вращающий момент, который заставляет вектор \mathbf{P} изменить свое направление и прецессировать. Только в том случае, если поляризация параллельна или антипараллельна полю \mathbf{B} , она сохраняет свое направление.

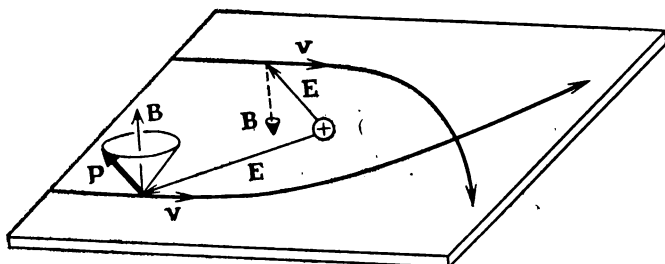


Рис. 3.8. Прецессия вектора поляризации вокруг направления магнитного поля, возникающего из-за относительного движения зарядов.

3.4.2. Изменение величины вектора поляризации

Только что нарисованная нами картина не дает ответа на вопрос, почему может изменяться величина вектора \mathbf{P} в процессе рассеяния. Сначала мы объясним это в наиболее показательном случае, когда степень поляризации изменяется от нуля до некоторой конечной величины (рассеяние неполяризованного пучка).

Возьмем в качестве примера рассеяние неполяризованного пучка электронов с начальной энергией 300 эВ на атомах Hg. В этом случае сечение рассеяния имеет форму, показанную на рис. 3.9. Типичная интерференционная структура сечения возникает потому, что длина волны электрона — одного порядка величины с атомным радиусом ($\lambda = 0,07$ нм при 300 эВ).

Из сказанного в гл. 2 следует, что неполяризованный пучок можно рассматривать как смесь двух одинаковых пучков с противоположными направлениями спинов. Выберем (произвольное) направление спинов этих двух составляющих пучков так, чтобы спины были перпендикулярны плоскости рассеяния; тогда они будут сохранять свое направление в процессе рассеяния.

Сечения рассеяния для этих двух пучков с противоположными поляризациями немного различаются. Дело в том, что рассеивающий потенциал есть сумма электростатического и спин-орбитального потенциалов: $V = V_0 + V_{ls}$. Так как потенциал V_{ls} содержит скалярное произведение $\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$, он имеет разный знак для электронов с одной и той же орбитой, но с разными направлениями спинов. Поэтому, как показано на рис. 3.10, суммарный рассеивающий потенциал будет больше или меньше для электронов со спинами «вверх» ($e\uparrow$), чем для электронов со спинами «вниз» ($e\downarrow$), в зависимости от того, с какой стороны атома они проходят. Если мы рассмотрим, например, электроны, которые проходят мимо атома справа, т. е. те, которые рассеиваются влево, то, как видно из рис. 3.10, эффективный радиус атома R (определенный как расстояние, на котором потенциал умень-

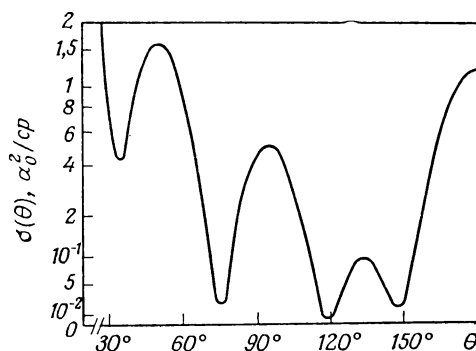


Рис. 3.9. Дифференциальное сечение упругого рассеяния неполяризованного пучка электронов с энергией 300 эВ на атомах ртути (a_0 — борковский радиус). Масштаб по оси ординат — псевдологарифмический, пропорциональный $\lg[1 + 10\sigma(\theta)]$.

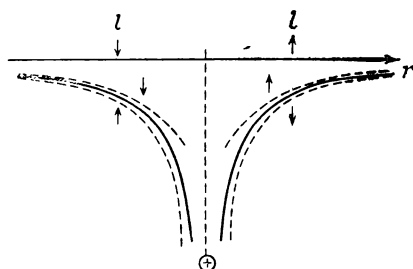


Рис. 3.10. Кривые потенциала с учетом (штриховая линия) и без учета (сплошная линия) спин-орбитальной связи для электронов со спинами «вверх» \uparrow и «вниз» \downarrow .

шается до определенной величины) будет меньше для электронов $e\uparrow$, чем для электронов $e\downarrow$. Так как положение экстремумов на интерференционной картине, подобной показанной на рис. 3.9, определяется отношением λ/R , оно зависит от эффективного атомного радиуса и в результате получаются различные кривые дифференциальных сечений для электронов $e\uparrow$ и $e\downarrow$ ¹⁾. Поскольку же изменение рассеивающего потенциала влияет также и на величину сечения, то получаются кривые, показанные в верхней части рис. 3.11 для рассеяния влево.

Таким образом, число электронов $e\uparrow$ и $e\downarrow$, рассеянных под определенным углом θ , обычно неодинаково; другими словами, рассеянный пучок поляризован. Поскольку число рассеянных

¹⁾ Нет необходимости говорить, что эти качественные рассуждения не могут дать количественных результатов.

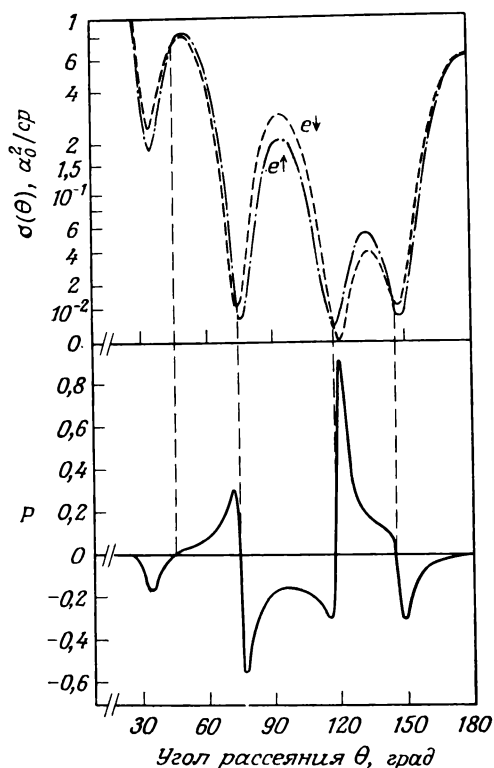


Рис. 3.11. Построение кривой поляризации по кривым сечений рассеяния электронов $e\uparrow$ и $e\downarrow$ с энергией 300 эВ на атомах ртути. Для сечений масштаб по оси ординат — псевдологарифмический, пропорциональный $\lg[1 + 50\sigma(\theta)]$.

электронов пропорционально соответствующему сечению, согласно формуле (2.25), поляризация равна

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} = \frac{\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}}{\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}}, \quad (3.85)$$

так что можно определить величину P прямо по кривым сечения (рис. 3.11).

То, что было показано здесь для смеси 50 % $e\uparrow$ и 50 % $e\downarrow$ (неполяризованный пучок), справедливо и для любой другой смеси (частично поляризованный пучок, $|P| < 1$). Так как сечения для электронов $e\uparrow$ и $e\downarrow$ различны, их соотношение в смеси изменяется при рассеянии, т. е., согласно формуле (3.85), изменяется поляризация.

Из проведенных нами рассуждений следует, что особенно большая поляризация возникает при тех углах, при которых одно из двух сечений имеет глубокий минимум, так что оно становится очень малым по сравнению с другим сечением при том же угле. Тогда в рассеянном пучке доминируют электроны с одним каким-нибудь направлением спина, так что мы приближаемся к идеальному случаю полностью поляризованного пучка электронов. Поскольку спин-орбитальное взаимодействие сравнительно слабое, взаимный сдвиг кривых сечений σ_{\uparrow} и σ_{\downarrow} не очень велик (рис. 3.11), так что полное дифференциальное сечение $\sigma(\theta) = \sigma_{\uparrow}(\theta) + \sigma_{\downarrow}(\theta)$ тоже имеет минимумы вблизи экстремальных значений P . Это было бы не так, если бы спин-орбитальное взаимодействие было сильным и кривые сечений σ_{\uparrow} и σ_{\downarrow} были сильно сдвинуты относительно друг друга. Такие ситуации встречаются при рассеянии нуклонов. Однако в случае электронного рассеяния степень поляризации достигает высоких значений лишь вблизи минимумов сечения.

Задача 3.5. Покажите, что формула (3.85) совместима с формулой (3.73).

Решение. Согласно формуле (3.73), рассеяние неполяризованного пучка дает поляризацию

$$P = i \frac{fg^* - f^*g}{|f|^2 + |g|^2},$$

перпендикулярную плоскости рассеяния. Легко видеть, что это выражение равно следующему:

$$P = \frac{|f - ig|^2 - |f + ig|^2}{|f - ig|^2 + |f + ig|^2}.$$

Пользуясь соотношениями (3.58) и (3.44), можно показать, что $|f - ig|^2$ есть сечение σ_{\uparrow} рассеяния электронов e^{\uparrow} . Действительно, в случае, когда спины налетающих электронов направлены вдоль оси x на рис. 3.4 ($A = B = 1$) и рассматривается рассеяние влево ($\phi = (3/2)\pi$), получаем для спинора конечного состояния $\chi' = \begin{pmatrix} f - ig \\ f + ig \end{pmatrix}$, что дает $\sigma_{\uparrow} = |f - ig|^2$. Аналогично находим $\sigma_{\downarrow} = |f + ig|^2$; следовательно,

$$P = i \frac{fg^* - f^*g}{|f|^2 + |g|^2} = \frac{\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}}{\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}}.$$

3.4.3. Асимметрия в рассеянии поляризованного пучка

Право-левую асимметрию, которая наблюдается при рассеянии поляризованного пучка электронов, очень легко объяснить с помощью рис. 3.10. Предположим (это не приведет к потере общности), что пучок состоит только из электронов e^{\uparrow} . Тогда электроны, которые пролетают мимо атома слева, т. е. те, которые рассеиваются вправо, будут испытывать воздействие более

сильного потенциала, чем те, которые рассеиваются влево. Различие в рассеивающих потенциалах приводит к различию в интенсивностях рассеянных пучков, так что наблюдается асимметрия рассеяния.

Количественным примером может служить верхний график рис. 3.11, где показано сечение рассеяния электронов $e\uparrow$ и $e\downarrow$ влево. Вспоминая сказанное в разд. 3.4.2, мы видим, что этот график отвечает также случаю рассеяния вправо, если только поменять местами значки \uparrow и \downarrow . Таким образом, две кривые сечения, приведенные на рис. 3.11 вверху, могут представлять рассеяние электронов $e\uparrow$ влево и вправо соответственно. Это показывает, что существует лево-правая асимметрия в интенсивности рассеяния при всех углах, кроме тех, при которых кривые сечений пересекаются.

3.4.4. Поперечный характер поляризации как следствие закона сохранения четности.

Контрпример: продольная поляризация при β -распаде

Поляризация, возникающая при рассеянии неполяризованного пучка электронов, перпендикулярна плоскости рассеяния, как доказано в разд. 3.3.2. Это можно объяснить, опираясь на простые соображения симметрии. Согласно всему опыту физики, в электромагнитном взаимодействии, которым определяется рассеяние электронов, четность сохраняется. Другими словами, результат эксперимента по электронному рассеянию не должен зависеть от того, описывается ли он в правой или левой (т. е. отраженной) системе координат. Это значит, что зеркальное отображение такого эксперимента должно быть также процессом, который может произойти в природе.

Из этого принципа следует, что поляризация \mathbf{P} рассеянного пучка не может иметь продольной компоненты $\mathbf{P} \cdot \mathbf{k}'$. Иначе этой компонентой задавалось бы определенное винтовое движение (спиральность) в лабораторной системе, например правый винт, если $\mathbf{P} \cdot \mathbf{k}' > 0$. При зеркальном отражении эксперимента мы получили бы левый винт, $\mathbf{P} \cdot \mathbf{k}' < 0$, так как направление вращения, связанное с поляризацией, изменилось бы на обратное (рис. 3.12). Следовательно, зеркальное отражение дало бы другое конечное состояние, хотя начальное состояние остается неизменным. Поскольку должно быть вполне определенное конечное состояние при определенном начальном состоянии, такой характер нашего эксперимента противоречит реальности: результаты, полученные в лаборатории и в зеркально отраженном мире, несовместимы друг с другом.

Подобные рассуждения позволяют сделать вывод, что не может существовать и компонента $\mathbf{P} \cdot \mathbf{k}$ в направлении первичного

пучка. Это означает, что поляризация \mathbf{P} должна быть перпендикулярна векторам \mathbf{k} и \mathbf{k}' , т. е. перпендикулярна плоскости рассеяния.

Рассмотренное нами зеркальное отражение $(x, y, z) \rightarrow (x, y, -z)$ не совпадает с операцией пространственной инверсии $(x, y, z) \rightarrow (-x, -y, -z)$. Однако оно может быть трансформировано в инверсию путем поворота на 180° (рис. 3.13). Так как характер винта не изменяется при вращении, использование операции простого зеркального отражения оправдано в наших рассуждениях.

Во избежание недоразумения подчеркнем, что отсутствие продольной поляризации не может быть получено как следствие сохранения четности, если существовала отличная от нуля начальная поляризация. Поясним это примером. Пусть начальная поляризация поперечна, причем вектор поляризации лежит в плоскости рассеяния (рис. 3.14). Для простоты предположим далее, что амплитуда рассеяния с переворачиванием спина мала и потому вектор поляризации практически не изменяется при рассеянии, как это в действительности часто наблюдается (см. разд. 3.6). Тогда вектор \mathbf{P} приблизительно сохраняет свое направление в пространстве. В приведенном примере правый винт, образованный векторами \mathbf{P} и \mathbf{k}' в лабораторной системе, преобразуется в левый винт в зеркальном отображении. В этом случае, однако, зеркальное отображение эксперимента представляет собой эксперимент, возможный в природе, поскольку при отражении изменилось не только конечное состояние, но и начальное. И, конечно, нет ничего удивительного в том, что результат

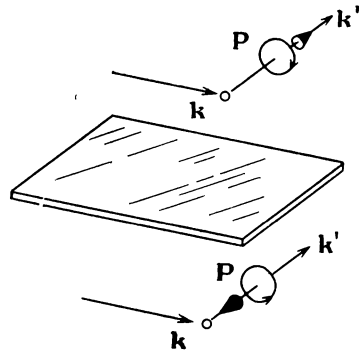


Рис. 3.12. Зеркальное отображение процесса рассеяния с неполяризованным начальным состоянием. Для большей ясности указано направление вращения, соответствующее аксиальному вектору \mathbf{P} .

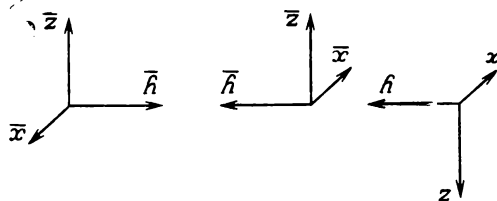


Рис. 3.13. Зеркальное отражение с последующим поворотом на 180° дает пространственную инверсию.

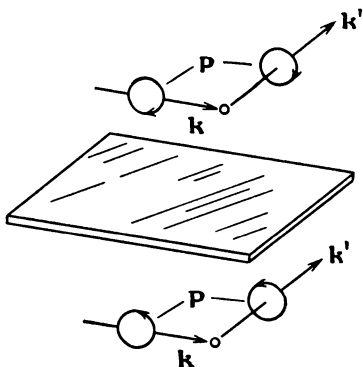


Рис. 3.14. Зеркальное отображение процесса рассеяния с поляризованным начальным состоянием.

эксперимента оказывается иным, раз изменились его начальные условия.

В случае взаимодействий, не сохраняющих четности, рассуждения, приведенные выше, неверны. Нарушение четности может даже быть причиной спиновой поляризации рассматриваемых частиц. Знаменитым примером такого рода служит β -распад.

Продольная поляризация электронов, испущенных неполяризованными ядрами, которая действительно наблюдается при β -распаде, несовместима с законом сохранения четности. Как показано на рис. 3.15, при отражении все левые винты преобразуются в правые и поэтому конечные состояния в зеркальном отображении и в лабораторной системе различаются, хотя начальное состояние одно и то же. Соответственно этому результат эксперимента неинвариантен относительно пространственной инверсии, т. е. нарушается закон сохранения четности.

Ток поляризованных электронов, который может быть получен от радиоактивных источников, очень мал. И все же поляризация электронов при β -распаде имеет очень важное значение, так как она привела к открытию несохранения четности в слабых взаимодействиях. Теоретические и экспериментальные вопросы β -распада подробно рассматриваются в современных учебниках по ядерной физике и в обзорных статьях, а поэтому здесь мы не будем далее на этом останавливаться [3, 6].

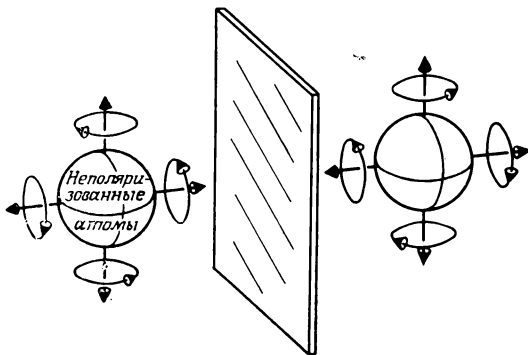


Рис. 3.15. Бета-радиоактивный источник и его зеркальное изображение.

Задача 3.6. В разд. 3.3.1 было показано, что компоненты вектора поляризации, лежащие в плоскости рассеяния, не дают вклада в асимметрию рассеяния. Докажите это, опираясь на соображения симметрии.

Решение. Разложим компоненту поляризации \mathbf{P}_p , параллельную плоскости рассеяния (см. рис. 3.5), на компоненту \mathbf{P}_{\parallel} в направлении падающего пучка и компоненту \mathbf{P}_{\perp} , перпендикулярную пучку (рис. 3.16). Первая в силу вращательной симметрии не может вызвать асимметричного распределения интенсивности (см. пример 3.2). Предположим, что наличие компоненты \mathbf{P}_{\perp} приводит к различию в интенсивностях в направлениях \mathbf{k}'_1 и \mathbf{k}'_2 , симметричных относительно направления первичного пучка. Тогда зеркальное отображение в плоскости, проходящей через начальное направление (зеркало

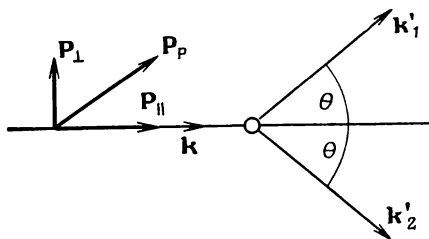


Рис. 3.16. Разложение компоненты поляризации \mathbf{P}_p (плоскость рассеяния совпадает с плоскостью чертежа).

перпендикулярно плоскости рассеяния) изменит асимметрию рассеяния на обратную, но оставит вектор \mathbf{P}_{\perp} (направление вращения!) неизменным. Следовательно, конечное состояние, представляемое зеркальным отображением, будет отличаться от конечного состояния в лабораторной системе, хотя начальное состояние одно и то же. Это означало бы, что результат эксперимента зависит от того, описывается ли он в исходной системе координат или в ее зеркальном отображении.

3.4.5. Равенство поляризующей и анализирующей способностей

Найдем теперь связь между двумя положениями, которые были установлены в разд. 3.3 в случае упругого рассеяния.

1. Рассеяние — поляризующий процесс: в результате рассеяния неполяризованный пучок приобретает поляризацию $\mathbf{P} = S(\theta)\hat{\mathbf{n}}$, т. е. поляризация при рассеянии определяется функцией Шермана.

2. Рассеяние — анализирующий процесс: право-левая асимметрия A , которая наблюдается при рассеянии пучка, поляризованного перпендикулярно плоскости рассеяния, тоже определяется функцией $S(\theta)$. Как следует из соотношения (3.70), для пучка с поляризацией P мы имеем

$$A = \frac{N_l - N_r}{N_l + N_r} = \frac{1 + PS(\theta) - (1 - PS(\theta))}{1 + PS(\theta) + 1 - PS(\theta)} = PS(\theta) \quad (3.86)$$

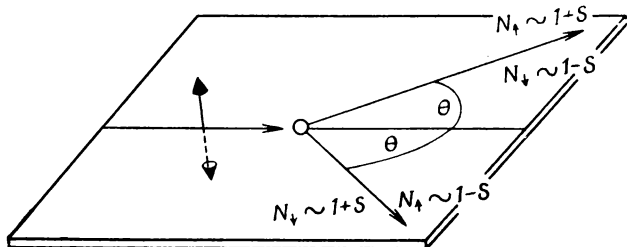


Рис. 3.17. Рассеяние неполяризованного пучка.

(N_l , N_r — числа электронов, рассеянных влево и вправо соответственно). Если поляризация полная, т. е. $P = 1$, то $A = S(\theta)$.

Таким образом, поляризатор и анализатор характеризуются здесь одной и той же функцией¹⁾. Легко показать, что так и должно быть, потому что первое немедленно следует из второго. В самом деле, представим снова падающий неполяризованный пучок как смесь равного числа электронов, поляризованных в противоположных направлениях. Половина электронов полностью поляризована в направлении «вверх» \uparrow перпендикулярно плоскости рассеяния, а другая половина полностью поляризована в противоположном направлении (рис. 3.17). Из выражения (3.70) следует, что в случае пучка $e\uparrow$ вероятность рассеяния влево пропорциональна $1 + \mathbf{SP} \cdot \hat{\mathbf{n}} = 1 + S$, а вероятность рассеяния вправо пропорциональна $1 - S$ (из-за противоположного направления вектора $\hat{\mathbf{n}}$). Для пучка $e\downarrow$ соответствующие величины равны $1 - S$ и $1 + S$. В обоих случаях векторы поляризации остаются неизменными, так как они перпендикулярны плоскости рассеяния и равны единице (см. разд. 3.3.3 и 3.4.1).

То, что в рассеянном пучке содержится разное число электронов $e\uparrow$ и $e\downarrow$, означает, что пучок поляризован. Как видно из рис. 3.17, при рассеянии влево поляризация оказывается равной

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} = \frac{1 + S - (1 - S)}{1 + S + 1 - S} = S, \quad (3.87)$$

а при рассеянии вправо мы имеем $P = -S$ (если, конечно, стрелки «вверх» \uparrow и «вниз» \downarrow определяются по отношению к одному и тому же направлению). Таким образом, поляризация, возникающая в результате рассеяния неполяризованного пучка, является прямым следствием асимметрии рассеяния поляризованного пучка. Обе величины описываются одной и той же функцией $S(\theta)$.

¹⁾ В разд. 3.9 и в задаче 4.1 показывается, что это справедливо не для всех процессов рассеяния.

Измерение лево-правой асимметрии — не единственный способ анализа поляризации пучка электронов. Можно также измерять относительную разность интенсивностей пучков, рассеянных влево (или вправо) при двух значениях \mathbf{P} и $-\mathbf{P}$ поляризации падающего пучка. Так как интенсивность рассеянного пучка пропорциональна $1 + \mathbf{S}\mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}}$, относительная разность интенсивностей равна

$$A = \frac{1 + PS - (1 - PS)}{1 + PS + 1 - PS} = PS,$$

т. е. той же самой величине, которая получается и при измерении лево-правой асимметрии.

Задача 3.7. В рассмотренном выше примере падающий неполяризованный пучок был разложен на два пучка, поляризованных перпендикулярно плоскости рассеяния. Покажите, что полученный результат не зависит от этого конкретного способа разложения, т. е. что можно рассматривать разложение относительно любого направления.

Решение. Рассмотрим произвольное разложение падающего пучка. Пусть одна половина пучка имеет поляризацию $\mathbf{P} = (\mathbf{P}_n, \mathbf{P}_p)$, а другая — поляризацию $-\mathbf{P} = (-\mathbf{P}_n, -\mathbf{P}_p)$. Число электронов N_+ из части пучка с поляризацией \mathbf{P} , рассеявшихся на угол θ , пропорционально $1 + S(\theta)\mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} = 1 + S(\theta)\mathbf{P}_n$. Поляризация этих электронов после рассеяния, согласно формуле (3.77), равна

$$\mathbf{P}'_+ = \frac{[P_n + S(\theta)]\hat{\mathbf{n}} + T(\theta)\mathbf{P}_p + U(\theta)(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{P}_p)}{1 + P_n S(\theta)}.$$

Число электронов N_- из части пучка с поляризацией $-\mathbf{P}$, рассеявшихся на тот же угол, пропорционально $1 - S(\theta)\mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} = 1 - S(\theta)P_n$. Вектор поляризации этих электронов после рассеяния равен

$$\mathbf{P}'_- = \frac{[-P_n + S(\theta)]\hat{\mathbf{n}} - T(\theta)\mathbf{P}_p - U(\theta)(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{P}_p)}{1 - P_n S(\theta)}.$$

Полная поляризация \mathbf{P}' рассеянного пучка, согласно формуле (2.16), равна

$$\mathbf{P}' = \frac{N_+}{N_+ + N_-} \mathbf{P}'_+ + \frac{N_-}{N_+ + N_-} \mathbf{P}'_- = \frac{2S(\theta)\hat{\mathbf{n}}}{2} = S(\theta)\hat{\mathbf{n}}.$$

Мы снова получили пучок, поляризованный перпендикулярно плоскости рассеяния, с поляризацией $S(\theta)$.

3.5. Поляризация, нарушающая зеркальную симметрию

Если взаимодействие или мишень таковы, что четность не сохраняется, то рассеяние неполяризованного пучка дает компоненту поляризации, параллельную плоскости рассеяния. Наличие такой компоненты тоже приводит к асимметрии рассеяния, и связь между поляризующей и анализирующей способностями становится сложной.

До сих пор наше внимание было сосредоточено на обычной ситуации, когда имеется зеркальная симметрия; посмотрим теперь, что произойдет при ее нарушении. Она может нарушаться по двум причинам. Во-первых, не сохранять четность может взаимодействие. Примеры этого можно найти в разд. 3.4.4 и 8.4. Во-вторых, мишенью может служить объект, который не находится в состоянии, являющемся собственным состоянием оператора четности, так что рассматриваемый эксперимент и его зеркальное изображение отличаются друг от друга. Так обстоит дело, если мишенью являются правая или левая молекула органического вещества или минерала, обладающего оптической активностью (разд. 8.6) [3.7]. Симметрия по отношению к отражению нарушается также, если плоскость рассеяния выбрана так, что она не является кристаллографической плоскостью кристалла-мишени. Подобная ситуация может возникнуть в экспериментах по ДМЭ (разд. 7.3) [3.8].

Очевидно, что при несохранении четности матрица рассеяния должна иметь более общий вид, чем матрица S , задаваемая выражением (3.59), которое, как легко видеть, инвариантно по отношению к отражениям. Из соотношений (2.2) и (3.69) можно получить ($\mathbf{1}$ — единичная матрица)

$$S = \begin{pmatrix} f & -g(\cos \phi - i \sin \phi) \\ g(\cos \phi + i \sin \phi) & f \end{pmatrix} = f\mathbf{1} - ig\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{n}}. \quad (3.88)$$

Поскольку при пространственном отражении мы имеем

$$\boldsymbol{\sigma} \rightarrow \boldsymbol{\sigma}, \quad \mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}, \quad (3.89)$$

как нетрудно видеть [с учетом формулы (3.68)], матрица S инвариантна по отношению к отражению.

Даже в том случае, когда инвариантность по отношению к отражению нарушается, эксперименты, конечно, инвариантны по отношению к поворотам в пространстве. Если \mathbf{b} — трехмерный вектор, то наиболее общая форма S -матрицы, удовлетворяющей этому условию, такова:

$$S = f\mathbf{1} + \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{b}.$$

Действительно, скалярное произведение инвариантно по отношению к вращениям, а матрицы Паули вместе с единичной матрицей образуют полный набор матриц 2×2 ; поэтому произвольную 2×2 -матрицу можно представить в указанной форме. Чтобы найти общий вид вектора \mathbf{b} , заметим, что при упругом рассеянии три вектора

$$\hat{\mathbf{n}}, \quad \hat{\mathbf{e}}_1 = \frac{\mathbf{k}' + \mathbf{k}}{|\mathbf{k}' + \mathbf{k}|}, \quad \hat{\mathbf{e}}_2 = \frac{\mathbf{k}' - \mathbf{k}}{|\mathbf{k}' - \mathbf{k}|}$$

образуют ортонормированную систему и потому могут служить базисом для разложения любого вектора \mathbf{b} :

$$\mathbf{b} = b_n \hat{\mathbf{n}} + b_1 \hat{\mathbf{e}}_1 + b_2 \hat{\mathbf{e}}_2.$$

При обращении времени угловой момент (спин) и импульс меняют знак:

$$\sigma \rightarrow -\sigma, \quad \mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}', \quad \mathbf{k}' \rightarrow -\mathbf{k}.$$

Поэтому последний член произведения $\sigma \cdot \mathbf{b} = b_n \sigma \cdot \hat{\mathbf{n}} + b_1 \sigma \cdot \hat{\mathbf{e}}_1 + b_2 \sigma \cdot \hat{\mathbf{e}}_2$ тоже меняет знак, и, следовательно, должен быть опущен, так как предполагается инвариантность относительно обращения времени. Таким образом, используя те же обозначения, что и в формуле (3.88), мы получаем общий вид матрицы рассеяния, допускающей несохранение четности, но инвариантной при поворотах и обращении времени:

$$S = f\mathbf{1} - i(g\sigma \cdot \hat{\mathbf{n}} + h\sigma \cdot \hat{\mathbf{e}}_1). \quad (3.90)$$

Рассмотрим теперь некоторые следствия существования дополнительного члена S -матрицы, не сохраняющего четность. Если рассеивается пучок с поляризацией \mathbf{P} , то, согласно формуле (3.63), сечение рассеяния равно $(1/2) \text{tr} \{S(\mathbf{1} + \mathbf{P} \cdot \sigma)S^\dagger\}$, или с учетом равенства (3.90)

$$|f|^2 + |g|^2 + |h|^2 + 2(\text{Im}\{f^*g\} \hat{\mathbf{n}} + \text{Im}\{f^*h\} \hat{\mathbf{e}}_1 - \text{Im}\{g^*h\} \hat{\mathbf{e}}_2) \cdot \mathbf{P}$$

(см. задачу 3.8). Асимметрия рассеяния, которая определяется как различие в относительных интенсивностях, полученных при рассеянии первичного пучка с поляризациями \mathbf{P} и $-\mathbf{P}$, оказывается равной

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{P}, \quad \text{где} \quad \mathbf{A} = 2 \frac{\text{Im}\{f^*g\} \hat{\mathbf{n}} + \text{Im}\{f^*h\} \hat{\mathbf{e}}_1 - \text{Im}\{g^*h\} \hat{\mathbf{e}}_2}{|f|^2 + |g|^2 + |h|^2}. \quad (3.91)$$

Если член, не сохраняющий четность, исчезает ($h \rightarrow 0$), то получается выражение для асимметрии, выведенное в предыдущем разделе, так как функция Шермана равна $2\text{Im}\{f^*g\}/(|f|^2 + |g|^2)$. Равенство (3.91) показывает, что несохранение четности приводит к асимметрии рассеяния, причиной которой является наличие не только компоненты поляризации, перпендикулярной плоскости рассеяния, но и компоненты, лежащей в этой плоскости.

Если рассеивается неполяризованный пучок, то поляризация \mathbf{P}' после рассеяния дается общим выражением (3.72), которое в рассматриваемом случае дает

$$\mathbf{P}' = \frac{\text{tr}\{SS^\dagger\sigma\}}{\text{tr}\{SS^\dagger\}} = 2 \frac{\text{Im}\{f^*g\} \hat{\mathbf{n}} + \text{Im}\{f^*h\} \hat{\mathbf{e}}_1 + \text{Im}\{g^*h\} \hat{\mathbf{e}}_2}{|f|^2 + |g|^2 + |h|^2}. \quad (3.92)$$

Вывод этого выражения аналогичен приведенному в задаче 3.8. Кроме нормальной компоненты вектора поляризации, возникают компоненты, параллельные плоскости рассеяния. Они определяются интерференцией, не сохраняющей четность амплитуды рассеяния h с другими амплитудами.

Сравнение соотношений (3.91) и (3.92) показывает, что связь между поляризацией \mathbf{P}' и анализирующей способностью несколько более сложная, чем в случае моттовского рассеяния. Так как $|\mathbf{P}'| = |\mathbf{A}|$, степень поляризации после рассеяния первоначально неполяризованного пучка равна анализирующей способности, т. е. максимальной асимметрии рассеяния, которая может быть получена с помощью полностью поляризованного пучка. То же справедливо и для моттовского рассеяния. Однако направление вектора поляризации \mathbf{P}' уже не совпадает с направлением вектора \mathbf{A} , который задает по отношению к плоскости рассеяния, определяемой векторами \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 , направление спина полностью поляризованного пучка, для которого наблюдается максимальная асимметрия рассеяния. Различие вызвано разным знаком перед членом, учитывающим интерференцию амплитуд g и h , в равенствах (3.91) и (3.92).

Изменение вектора поляризации электронов, вызванное рассеянием, можно найти, подставив матрицу рассеяния (3.90) в формулу (3.74). Длинные выкладки, связанные с перемножением, выполняются в задаче 3.9. Окончательное выражение для \mathbf{P}' также содержит члены, учитывающие интерференцию амплитуды h с амплитудами f и g , и является обобщением выражения (3.77).

Задача 3.8. Вычислите сечение рассеяния пучка поляризованных электронов в случае, когда четность не сохраняется.

Решение. Взяв матрицу рассеяния в виде $S = f\mathbf{1} + \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{b}$, можно получить сечение

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \operatorname{tr} \{S(1 + \mathbf{P} \cdot \boldsymbol{\sigma}) S^\dagger\} &= \frac{1}{2} \operatorname{tr} \{((1 + \mathbf{P} \cdot \boldsymbol{\sigma})(f^* \mathbf{1} + \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{b}^*)(f\mathbf{1} + \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{b}))\} = \\ &= \frac{1}{2} \operatorname{tr} \{((1 + \mathbf{P} \cdot \boldsymbol{\sigma})[|f|^2 \mathbf{1} + f^* \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{b} + f \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{b}^* + |\mathbf{b}|^2 \mathbf{1} + i \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{b}^* \times \mathbf{b})])\}, \end{aligned}$$

где использованы соотношения

$$\operatorname{tr} \{M \cdot N\} = \operatorname{tr} \{N \cdot M\}, \quad \boldsymbol{\sigma}^\dagger = \boldsymbol{\sigma}, \quad (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{A})(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}) = \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} \mathbf{1} + i \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{A} \times \mathbf{B}).$$

Снова используя последнее соотношение, получаем

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \operatorname{tr} \{ & [|f|^2 \mathbf{1} + \boldsymbol{\sigma} \cdot (f^* \mathbf{b} + f \mathbf{b}^*) + |\mathbf{b}|^2 \mathbf{1} + i \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{b}^* \times \mathbf{b}) + |f|^2 \mathbf{P} \cdot \boldsymbol{\sigma} + \\ & + f^* [\mathbf{P} \cdot \mathbf{b} \mathbf{1} + i \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{P} \times \mathbf{b})] + f [\mathbf{P} \cdot \mathbf{b}^* \mathbf{1} + i \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{P} \times \mathbf{b}^*)] + |\mathbf{b}|^2 \mathbf{P} \cdot \boldsymbol{\sigma} + \\ & + i \mathbf{P} \cdot (\mathbf{b}^* \times \mathbf{b}) \mathbf{1} - \boldsymbol{\sigma} \cdot [\mathbf{P} \times (\mathbf{b}^* \times \mathbf{b})] \}. \end{aligned}$$

Поскольку $\text{tr} \{\sigma\} = 0$ [формула (2.2)], все члены типа «(нематрица) $\cdot \sigma$ » не дают вклада в сечение; таким образом, сечение равно

$$|f|^2 + |g|^2 + |h|^2 + \mathbf{P} \cdot [f^* \mathbf{b} + f \mathbf{b}^* + i (\mathbf{b}^* \times \mathbf{b})].$$

В случае $\mathbf{b} = -ig\hat{\mathbf{n}} - ihe_1$ [формула (3.90)] для сечения получается выражение

$$|f|^2 + |g|^2 + |h|^2 + [i(fg^* - f^*g)\hat{\mathbf{n}} + i(fh^* - f^*h)\hat{\mathbf{e}}_1 + i(g^*h - gh^*)\hat{\mathbf{e}}_2] \cdot \mathbf{P} = \\ = (|f|^2 + |g|^2 + |h|^2) \left(1 + 2 \frac{\text{Im} \{f^*g\hat{\mathbf{n}} + f^*h\hat{\mathbf{e}}_1 - g^*h\hat{\mathbf{e}}_2\}}{|f|^2 + |g|^2 + |h|^2} \cdot \mathbf{P} \right).$$

Задача 3.9. Найдите, как изменяется поляризация \mathbf{P} при рассеянии электронного пучка с произвольной начальной поляризацией \mathbf{P} , если четность не сохраняется.

Решение. Поляризацию нужно вычислить по формуле (3.74) с матрицей рассеяния $S = f\mathbf{1} + \sigma \cdot \mathbf{b}$. Так как знаменатель \bar{D} в ней идентичен выражению, вычисленному в задаче 3.8, достаточно найти только числитель N :

$$N = \frac{1}{2} \text{tr} \{S(1 + \mathbf{P} \cdot \sigma) S^\dagger \sigma\} = \frac{1}{2} \text{tr} \{(1 + \mathbf{P} \cdot \sigma)(f^*\mathbf{1} + \sigma \cdot \mathbf{b}^*) \sigma (f\mathbf{1} + \mathbf{b})\} = \\ = \frac{1}{2} \text{tr} \{ |f|^2 \sigma + f^* \sigma \sigma \cdot \mathbf{b} + \sigma \cdot \mathbf{b}^* \sigma f + \sigma \cdot \mathbf{b}^* \sigma \sigma \cdot \mathbf{b} + \\ + \mathbf{P} \cdot \sigma |f|^2 \sigma + \mathbf{P} \cdot \sigma f^* \sigma \sigma \cdot \mathbf{b} + \mathbf{P} \cdot \sigma \sigma \cdot \mathbf{b}^* \sigma f + \mathbf{P} \cdot \sigma \sigma \cdot \mathbf{b}^* \sigma \sigma \cdot \mathbf{b} \}.$$

Используя общие правила, примененные в задаче 3.8, и, кроме того, соотношение $(1/2) \text{tr} \{\sigma \mathbf{v} \cdot \sigma\} = \mathbf{v}$, где \mathbf{v} — трехмерный вектор, можно получить

$$N = f^* \mathbf{b} + f \mathbf{b}^* + \frac{1}{2} \text{tr} \{ \sigma [|b|^2 + i\sigma \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{b}^*)] \} + |f|^2 \mathbf{P} + \\ + \frac{1}{2} \text{tr} \{ f^* \sigma [\mathbf{b} \cdot \mathbf{P} + i\sigma \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{P})] + f \sigma [\mathbf{P} \cdot \mathbf{b}^* + i\sigma \cdot (\mathbf{P} \times \mathbf{b}^*)] + \\ + \sigma [\mathbf{b} \cdot \mathbf{P} + i\sigma \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{P})] \sigma \cdot \mathbf{b}^* \}.$$

Преобразовав последний член к виду $(1/2) \text{tr} \{ i\sigma \{ (\mathbf{b} \times \mathbf{P}) \cdot \mathbf{b}^* + i\sigma \cdot [(\mathbf{b} \times \mathbf{P}) \times \mathbf{b}^*] \}$, получим

$$N = f^* \mathbf{b} + f \mathbf{b}^* + i(\mathbf{b} \times \mathbf{b}^*) + |f|^2 \mathbf{P} + if^*(\mathbf{b} \times \mathbf{P}) - if(\mathbf{b}^* \times \mathbf{P}) + \\ + \mathbf{b} \cdot \mathbf{P} \mathbf{b}^* - (\mathbf{b} \times \mathbf{P}) \times \mathbf{b}^*. \quad (3.93)$$

Вычисление первых трех слагаемых при $\mathbf{b} = -ig\hat{\mathbf{n}} - ihe_1$ можно найти в задаче 3.8, тогда как пять последних слагаемых дают

$$|f|^2 (\mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} \hat{\mathbf{n}} + \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1 \hat{\mathbf{e}}_1 + \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_2 \hat{\mathbf{e}}_2) + (f^*g + fg^*) \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{P} + (f^*h + fh^*) \hat{\mathbf{e}}_1 \times \mathbf{P} + \\ + |g|^2 \hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{P} \hat{\mathbf{n}} + |h|^2 \hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \mathbf{P} \hat{\mathbf{e}}_1 + g^*h \hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \mathbf{P} \hat{\mathbf{n}} + gh^* \hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{P} \hat{\mathbf{e}}_1 - |g|^2 (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{P}) \times \hat{\mathbf{n}} - \\ - |h|^2 (\hat{\mathbf{e}}_1 \times \mathbf{P}) \times \hat{\mathbf{e}}_1 - g^*h (\hat{\mathbf{e}}_1 \times \hat{\mathbf{P}}) \times \hat{\mathbf{n}} - gh^* (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{P}) \times \hat{\mathbf{e}}_1.$$

Используя векторные соотношения, приведенные перед формулой (3.78), получаем

$$(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{P}) \times \hat{\mathbf{n}} = \mathbf{P}_p = \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1 \hat{\mathbf{e}}_1 + \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_2 \hat{\mathbf{e}}_2, \\ (\hat{\mathbf{e}}_1 \times \mathbf{P}) \times \hat{\mathbf{e}}_1 = \mathbf{P} - \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1 \hat{\mathbf{e}}_1 = \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} \hat{\mathbf{n}} + \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_2 \hat{\mathbf{e}}_2, \\ (\hat{\mathbf{e}}_1 \times \mathbf{P}) \times \hat{\mathbf{n}} = -\mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} \hat{\mathbf{e}}_1, \\ (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{P}) \times \hat{\mathbf{e}}_1 = -\mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1 \hat{\mathbf{n}}. \quad (3.94a)$$

Поэтому с учетом формул

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{P} &= \hat{\mathbf{n}} \times (\mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} \hat{\mathbf{n}} + \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1 \hat{\mathbf{e}}_1 + \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_2 \hat{\mathbf{e}}_2) = \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1 \hat{\mathbf{e}}_2 - \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_2 \hat{\mathbf{e}}_1, \\ \hat{\mathbf{e}}_1 \times \mathbf{P} &= -\mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} \hat{\mathbf{e}}_2 + \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_2 \hat{\mathbf{n}}\end{aligned}\quad (3.946)$$

получим

$$\begin{aligned}N &= 2 \operatorname{Im} \{f^* g \hat{\mathbf{n}} + f^* h \hat{\mathbf{e}}_1 + g^* h \hat{\mathbf{e}}_2\} + (|f|^2 + |g|^2 - |h|^2) \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} \hat{\mathbf{n}} + \\ &+ (|f|^2 - |g|^2 + |h|^2) \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1 \hat{\mathbf{e}}_1 + (|f|^2 - |g|^2 - |h|^2) \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_2 \hat{\mathbf{e}}_2 + \\ &+ 2 \operatorname{Re} \{f^* g\} (\mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1 \hat{\mathbf{e}}_2 - \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_2 \hat{\mathbf{e}}_1) + 2 \operatorname{Re} \{f^* h\} (\mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_2 \hat{\mathbf{n}} - \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} \hat{\mathbf{e}}_2) + \\ &+ 2 \operatorname{Re} \{g^* h\} (\mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1 \hat{\mathbf{n}} + \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} \hat{\mathbf{e}}_1).\end{aligned}$$

Следовательно, поляризация \mathbf{P}' рассеянного пучка дается выражением $\mathbf{P}' = N/D$, в котором

$$\begin{aligned}N &= [2 \operatorname{Im} \{f^* g\} + (|f|^2 + |g|^2 - |h|^2) \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} + 2 \operatorname{Re} \{g^* h\} \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1 + \\ &+ 2 \operatorname{Re} \{f^* h\} \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_2] \hat{\mathbf{n}} + [2 \operatorname{Im} \{f^* h\} + 2 \operatorname{Re} \{g^* h\} \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} + \\ &+ (|f|^2 - |g|^2 + |h|^2) \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1 - 2 \operatorname{Re} \{f^* g\} \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_2] \hat{\mathbf{e}}_1 + \\ &+ [2 \operatorname{Im} \{g^* h\} - 2 \operatorname{Re} \{f^* h\} \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} + 2 \operatorname{Re} \{f^* g\} \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1 + \\ &+ (|f|^2 - |g|^2 - |h|^2) \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_2] \hat{\mathbf{e}}_2, \\ D &= (|f|^2 + |g|^2 + |h|^2) \left(1 + 2 \frac{\operatorname{Im} \{f^* g \hat{\mathbf{n}} + f^* h \hat{\mathbf{e}}_1 - g^* h \hat{\mathbf{e}}_2\} \cdot \mathbf{P}}{|f|^2 + |g|^2 + |h|^2} \right).\end{aligned}$$

Если четность сохраняется ($h=0$), то с учетом формул (3.94) мы получим прежний результат (3.78).

3.6. Количественные данные

Приводятся количественные данные о величинах, характеризующих процесс рассеяния. Они показывают, что поляризационные эффекты существенны, если атомный номер мишени и угол рассеяния не слишком малы. При энергиях, меньших 100 эВ, количественные данные пока еще недостаточно полны и не очень точны.

Выше мы говорили о том, какие явления в принципе возникают при упругом рассеянии, не касаясь количественной стороны этих явлений. Все, что требуется для их количественной оценки, — это комплексные амплитуды f и g , так как они полностью характеризуют процесс рассеяния, если пренебречь эффектами несохранения четности (эти эффекты можно учесть, но они очень малы). Амплитуды f и g зависят не только от угла рассеяния θ , но и от энергии налетающих электронов и от рассеивателя (т. е. в основном от рассеивающего потенциала).

3.6.1. Кулоновское поле

Даже в простейшем случае рассеяния на чисто кулоновском поле атомного ядра расчеты величин f и g требуют много труда и времени. Уравнение Дирака для кулоновского поля может

быть решено точно, так что фазы рассеяния η_l и η_{l-1} в бесконечных рядах для амплитуд f и g [формула (3.51)] могут быть вычислены точно. Однако замкнутые выражения для сумм этих рядов получить невозможно. Поэтому, если не считать приближенных формул (см., например, формулы Маккинли и Фешбаха для сечения рассеяния), для интересующих нас величин можно найти только численные таблицы [3.9].

Как показали измерения последних десятилетий, эти теоретические результаты для чистого кулоновского поля очень надежны. Однако они пригодны, только когда энергия электронов и углы рассеяния не слишком малы. Это и понятно, так как медленные электроны заметно отклоняются даже сравнительно малыми силами на больших расстояниях от ядер и на таких больших расстояниях существенно влияние экранирования кулоновского поля ядра облаком электронов. Аналогично при рассеянии быстрых электронов на малые углы основную роль играют относительно слабые силы на больших расстояниях от ядра. Напротив, для того чтобы быстрые электроны были рассеяны на большие углы, они должны подойти очень близко к атомному ядру, а поэтому при энергиях порядка нескольких сот килоэлектронвольт и при углах рассеяния, больших 45° , описание процесса рассеяния как рассеяния в чисто кулоновском поле является хорошим приближением.

В качестве примера на рис. 3.18 представлена кривая сечения рассеяния неполяризованных электронов с энергией 204 кэВ на ртути, деленного на хорошо известное Резерфордское сечение. Если бы формула Резерфорда была точной для рассеяния электрона, мы получили бы на графике горизонтальную прямую с ординатой, равной единице. Реальная кривая сечения рассеяния отклоняется от этой прямой при углах, больших 30° (сплошная кривая), так как в формуле Резерфорда не учитывается влияние спин-орбитального взаимодействия. Очень резкое уменьшение сечения при малых углах (штриховая линия) объясняется тем, что кулоновское поле ядра экранируется электронным облаком атома.

На рис. 3.19 показана функция Шермана в той области, где рассеяние на кулоновском потенциале является очень хорошим приближением. Мы видим, что если неполяризованный пучок рассеивается на золоте, то при определенных энергиях и больших углах рассеяния поляризация достигает 40—50 %. Довольно большие значения величины $S(\theta)$ говорят о том, что лево-правая асимметрия при рассеянии поляризованных электронов может быть легко измерена. Такие большие значения функции Шермана характерны только для элементов с большими атомными номерами, так как только в этом случае спин-орбитальная связь достаточно велика, чтобы вызывать

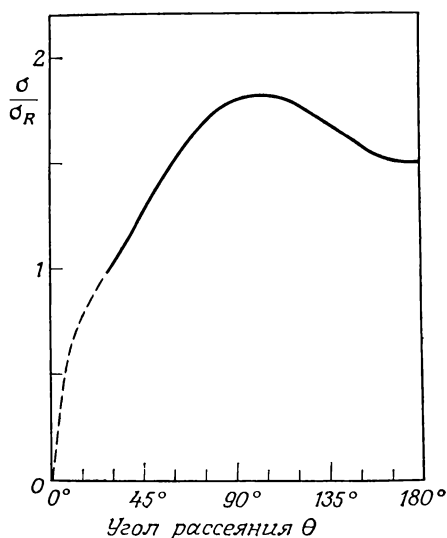


Рис. 3.18. Отношение сечения σ упругого рассеяния к резерфордскому сечению σ_R в случае электронов с энергией 204 кэВ, рассеиваемых на атомах Hg [3.10].

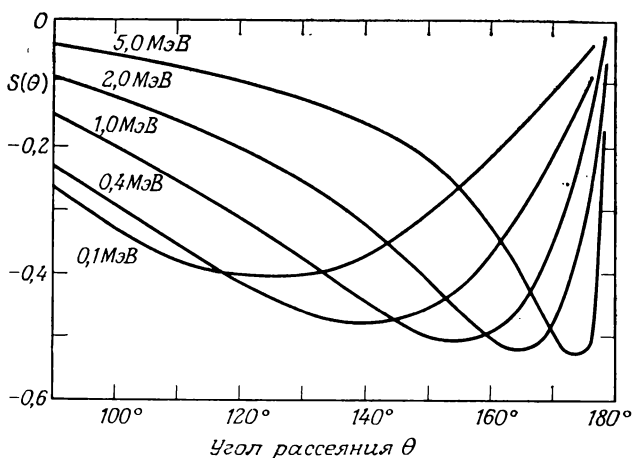


Рис. 3.19. Функция Шермана $S(\theta)$ для рассеяния на золоте ($Z = 79$) при разных энергиях [3.9].

значительные спиновые эффекты. Для легких элементов поляризационные эффекты исчезающе малы. Весьма полный обзор теоретических и экспериментальных работ в обсуждавшейся здесь области высоких энергий дан Юбераллем [3.11].

3.6.2. Экранированное кулоновское поле

В случае низких энергий теоретические расчеты амплитуд рассеяния f и g требуют гораздо больше труда и времени, так как здесь уже нельзя пользоваться кулоновским потенциалом. Очень надежные результаты были получены путем машинных расчетов амплитуд f и g с использованием потенциалов типа Хартри. Обсудим эти результаты.

Типичный ход изменения сечения в этой области энергий был уже показан на рис. 3.9 для электронов с энергией 300 эВ. Кривые сечения здесь не гладкие, как в области энергий 100 кэВ, а имеют интерференционную структуру, так как длина волны λ того же порядка, что и атомный радиус. Как было объяснено в разд. 3.4.2, кривые поляризации, т. е. функции $S(\theta)$, тесно связаны с кривыми сечения. Поэтому они имеют осциллирующий характер и не такие гладкие, как в области нескольких сот килоэлектронвольт (см. рис. 3.19). В качестве примера на рис. 3.20 показана функция Шермана для рассеяния электронов с энергией 900 эВ на Hg в области углов, где функция $S(\theta)$ велика. При анализе поляризационных эффектов

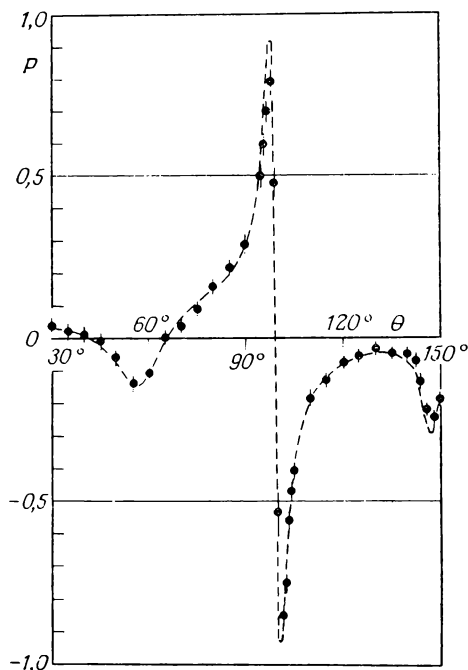


Рис. 3.20. Функция Шермана $P(\theta)$ для рассеяния электронов с энергией 900 эВ на Hg [3.12].

область малых углов можно не рассматривать, так как в ней функция Шермана практически равна нулю. Поскольку сечение на малых углах очень велико, это опять подтверждает наше правило из разд. 3.4.2, что функция Шермана принимает большие значения там, где сечения малы, и наоборот. Интуиция подсказывает нам, что в области малых углов не должно быть значительных поляризационных эффектов. Действительно, электроны, рассеивающиеся на малые углы, прошли через относительно слабое атомное поле на довольно больших расстояниях от ядра. Там спин-орбитальное взаимодействие, которое вызывает поляризационные эффекты, очень мало, так как, согласно сказанному в разд. 3.1, оно быстро уменьшается с ростом расстояния от ядра.

Наглядную картину поляризационных эффектов дают контуры $S(\theta, E) = \text{const}$. На рис. 3.21 показано, что при некоторых сочетаниях энергий и углов функция Шермана принимает большие значения ($|S| > 0,8$). Положения таких экстремумов функции $S(\theta, E)$ нашел Уолкер [3.13], используя метод, предложенный Бюрингом [3.14]. Эти большие значения представляют особый интерес, когда процесс рассеяния используется для поляризации или поляризация анализируется путем измерения лево-правой асимметрии. Нужно, однако, помнить, что эти «благоприятные» комбинации параметров лежат вблизи минимумов сечения. Поэтому оказывается низкой интенсивность рассеянного пучка и, следовательно, эффективность (разд. 8.1.2 и 8.2). Кроме того, экстремумы с значениями $|S| \approx 1$ чрезвычайно узкие (см. рис. 3.20). Поэтому условие $|S| \approx 1$ может быть реализовано экспериментально только при очень хорошем угловом разрешении, что тоже приводит к уменьшению интенсивности.

На рис. 3.22 показаны соответствующие контуры постоянной величины $U(\theta, E)$. Функция U описывает поворот вектора поляризации от его первоначального положения (см. разд. 3.3.3). Чем ближе величина $|U|$ к единице, тем сильнее поворачивается вектор \mathbf{P} при рассеянии. Как нетрудно видеть, при некоторых сочетаниях энергии и угла поворот оказывается очень большим.

На рис. 3.23 показаны соответствующие контуры постоянной величины $T(\theta, E)$, которая, согласно формуле (3.77), описывает уменьшение компоненты вектора поляризации \mathbf{P}_p , параллельной плоскости рассеяния. Чем больше функция $T(\theta, E)$ отличается от $+1$, тем сильнее это уменьшение; условие $T(\theta, E) < 0$ означает обращение компоненты \mathbf{P}_p . Снова можно видеть, что при некоторых сочетаниях параметров поляризация сильно изменяется.

Сравнение теоретических и экспериментальных данных показывает, что теория надежно предсказывает поляризационные

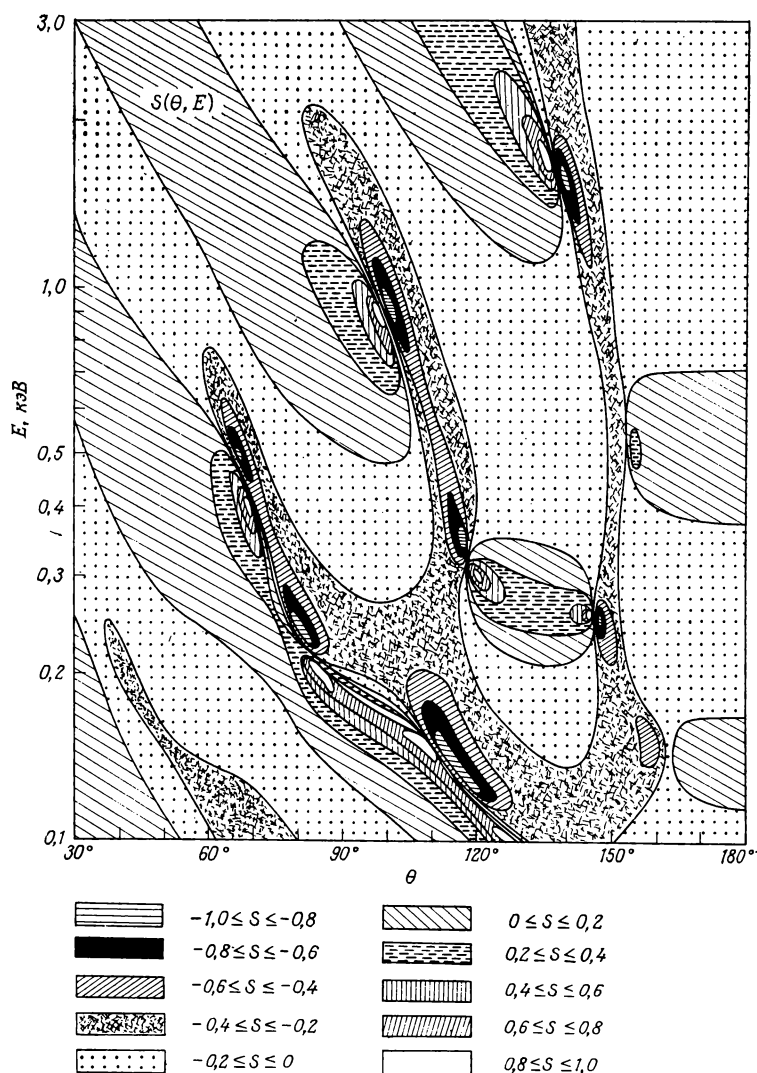


Рис. 3.21. Контуры $S(\theta, E) = \text{const}$ для Hg (логарифмическая шкала энергий).

эффекты при энергиях, превышающих 100 эВ. Функция Шермана в интервале углов рассеяния 30—150° была определена экспериментально при многих значениях энергии в области, показанной на рис. 3.21, так что погрешности представленных кривых хорошо известны. Даже в области экстремума ошибка

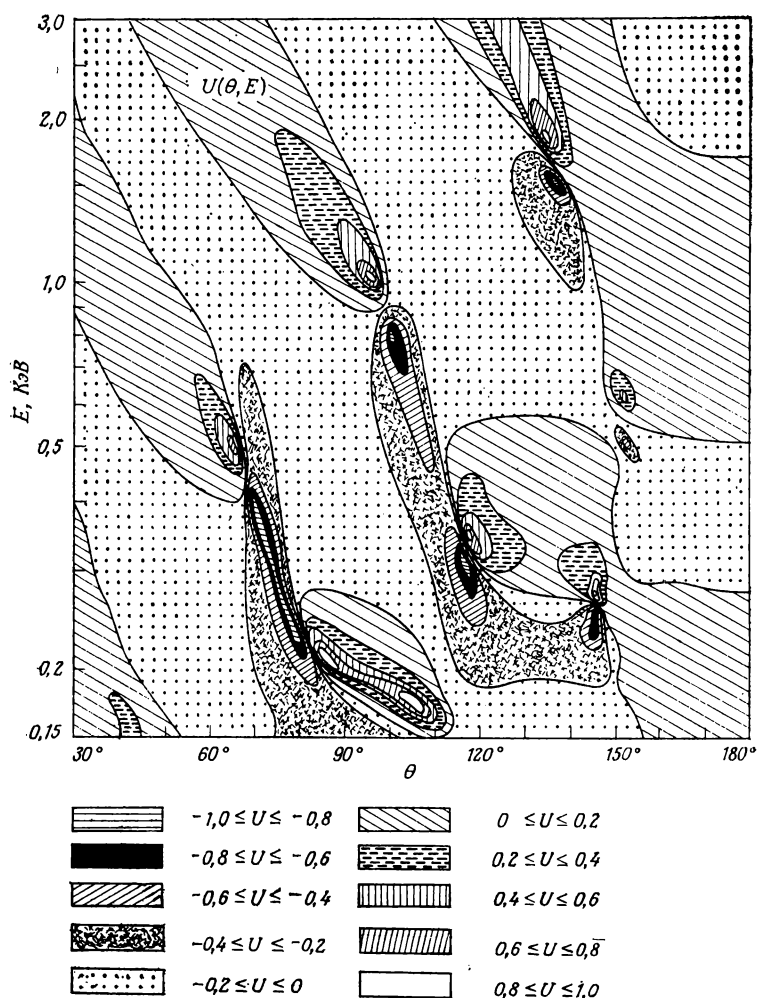


Рис. 3.22. Контуры $U(\theta, E) = \text{const}$ для Hg. Параметр U характеризует поворот вектора поляризации по отношению к плоскости, в которой он находился первоначально [формула (3.77)].

составляет обычно лишь несколько процентов, и при меньших из показанных энергий возможен иногда сдвиг кривой по углу не более чем на 2° вблизи экстремума. При энергиях меньших, чем на рис. 3.21, расхождение теории с экспериментом постепенно возрастает. Это справедливо не только для ртути, но и для других исследованных элементов [3.13, 15—22].

Неопределенность теоретических значений при низких энер-

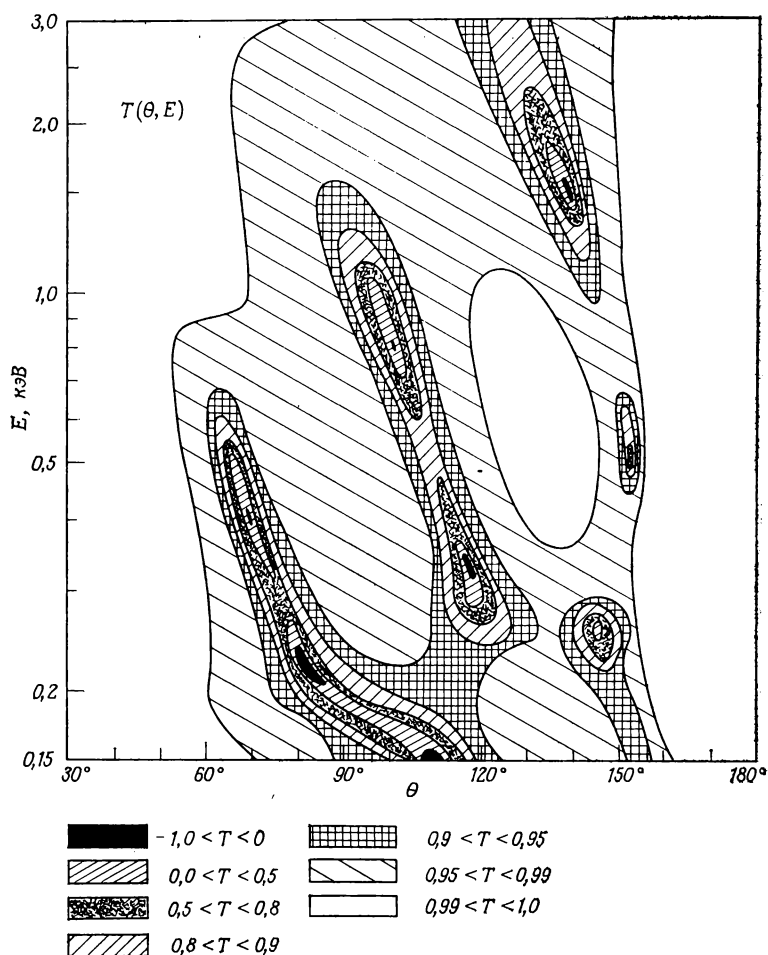


Рис. 3.23. Контуры $T(\theta, E) = \text{const}$ для Hg. Параметр T характеризует уменьшение компоненты P_p из-за рассеяния [формула (3.77)].

гиях связана с тем, что при уменьшении энергии начинают давать существенный вклад процессы, которые трудно описать теоретически. Во-первых, в процессе рассеяния искажается распределение заряда (а следовательно, и потенциал) в электронном облаке, поскольку медленный электрон находился вблизи атома достаточно долгое время, чтобы вызвать электрическую поляризацию облака (не путать со спиновой поляризацией). Во-вторых, при низких энергиях становится существенным вклад процессов обмена налетающих и атомных электронов.

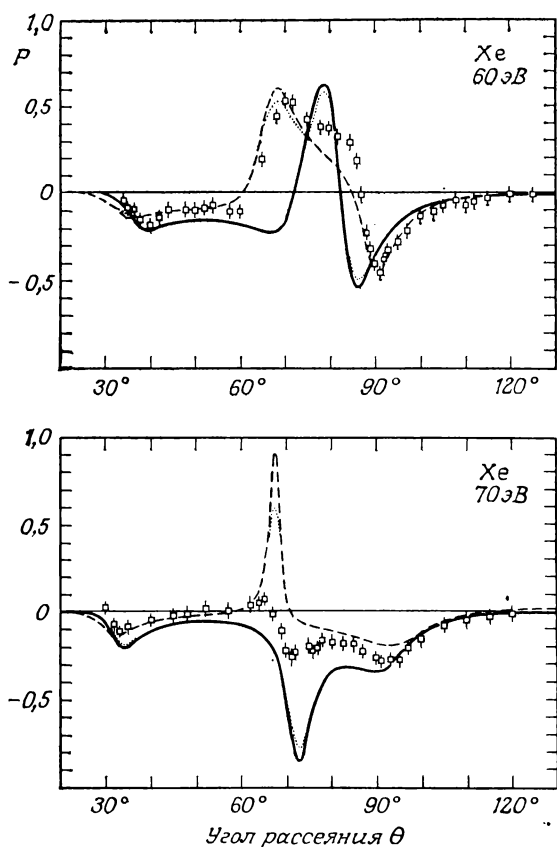


Рис. 3.24. Сравнение результатов измерения (отдельные точки) поляризации электронов, упругорассеянных на атомах ксенона при энергиях 60 и 70 эВ [3.22], с теоретическими кривыми: сплошные линии — расчет Уолкера [3.13] с учетом обмена и поляризации облака зарядов; штриховые линии — расчет Федера [3.20] в $\bar{\alpha}$ -приближении; пунктир — свертка теоретических кривых с инструментальным контуром, отвечающим угловому разрешению $\pm 2^\circ$.

Результаты для ксенона, показанные на рис. 3.24, иллюстрируют общую ситуацию при низких энергиях. Ни одно из существующих теоретических приближений не дает полностью удовлетворительного описания экспериментальных результатов. Ниже 100 эВ попытки устранить отмеченные выше затруднения [3.13, 17—21] не привели еще к последовательной теории, которая была бы достоверной для всех элементов и при всех энергиях, изученных экспериментально. Здесь работа еще предстоит.

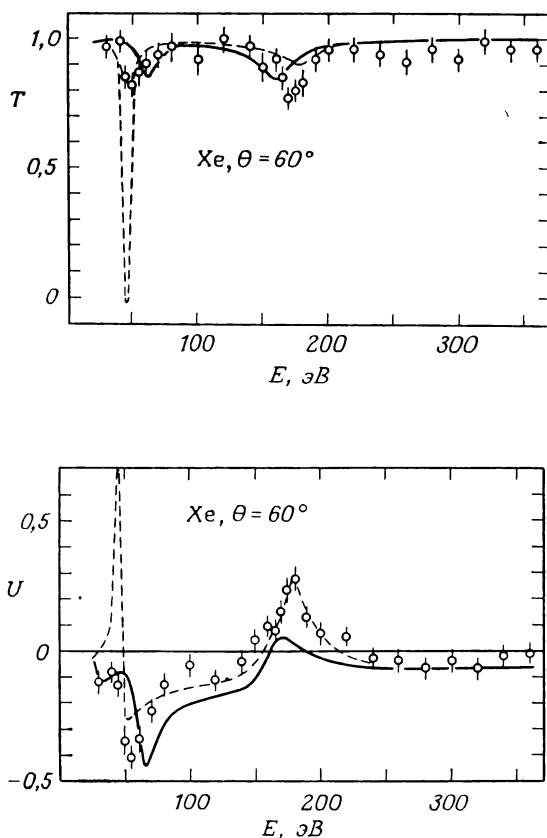


Рис. 3.25. Энергетическая зависимость параметров T и U при угле рассеяния $\theta = 60^\circ$. Отдельные точки — экспериментальные данные, кривые — результаты релятивистских расчетов Уолкера: сплошная линия — с учетом обмена, штриховая линия — с учетом обмена и поляризации зарядового облака [3.24].

Экспериментально функции T и U были изучены только недавно. Все имеющиеся данные, если не считать пионерных экспериментов, проводившихся в конце 60-х годов [3.23], получены в последнее десятилетие [3.24,25]. Сравнение экспериментальных и теоретических данных, приведенных на рис. 3.25, показывает хорошее согласие между экспериментом и двумя теоретическими кривыми при высоких энергиях. С уменьшением энергии возникает расхождение между тремя наборами данных, которое становится значительным при самых малых из приведенных энергий. Этим расхождением, которое оказывается примерно таким же и для других исследованных элементов, объясняется, почему мы не продолжили графики, представленные

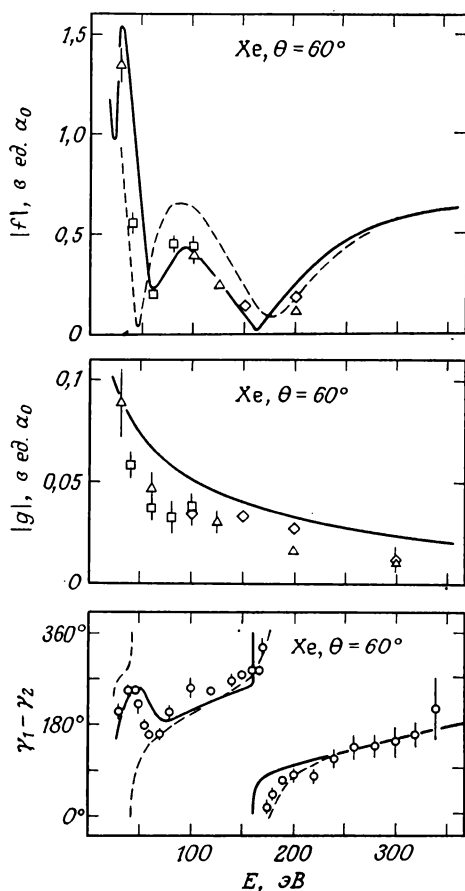


Рис. 3.26. Комплексные амплитуды рассеяния $f = |f|\exp(i\gamma_1)$, $g = |g|\exp(i\gamma_2)$ при $\theta = 60^\circ$. Различные экспериментальные результаты соответствуют разным экспериментальным сечениям, которые использовались при вычислении амплитуд. Теоретические кривые обозначены так же, как и на предыдущем рисунке. Подробности см. в работе [3.24].

на рис. 3.21—3.23, в область низких энергий, хотя в этой области имеются и экспериментальные, и теоретические данные.

В конце разд. 3.3.3 мы говорили о том, как нужно измерять величины S , T , U и сечение рассеяния, чтобы экспериментально определить комплексные амплитуды f и g , которыми полностью описывается процесс рассеяния. Результаты таких измерений для ксенона при $\theta = 60^\circ$ представлены на рис. 3.26. Такого рода «полные» эксперименты, которые дают максимум информации о процессе рассеяния, стали возможны благодаря успехам, до-

стигнутым за последние несколько лет в деле получения и анализа поляризованных электронов.

Поляризация исследовалась экспериментально и теоретически также в случае рассеяния на атомах тяжелых элементов криптона и цезия. Однако изучались и легкие элементы, такие, как аргон и гелий, где меньшее спин-орбитальное взаимодействие приводит к менее выраженным поляризационным эффектам [3.26—30].

Учитывая вводный характер этой книги, мы ограничимся типичными примерами и отошлем читателя к ранее опубликованным обзорным статьям: теоретическому обзору Уолкера [3.13] и обзору экспериментов и исторического развития всей проблемы автора этих строк [3.31]. Много фактического материала содержится в обзоре Экштейна [3.32]. Таблицы необходимых функций опубликованы в работах [3.33, 34].

3.7. Экспериментальные установки

Описываются типичные экспериментальные установки для экспериментов по двойному и тройному рассеянию, отмечаются основные трудности таких измерений (необходимость подавления фоновых электронов, многократное рассеяние, малая интенсивность).

3.7.1. Эксперименты по двойному рассеянию

В поляризационных экспериментах чаще всего приходится иметь дело не с процессом однократного рассеяния, как это бывает при измерениях сечений. Как говорилось в разд. 3.3.4, функцию Шермана $S(\theta)$ можно измерить, например, следующим методом. Неполаризованный пучок рассеивается на угол θ' (рис. 3.27). Затем рассеянный пучок, поляризация которого равна $P = S(\theta')$, падает на вторую мишень того же типа. Измеряются числа электронов N_l и N_r , рассеянных на один и тот же угол θ' , соответственно влево и вправо. Из соотношения

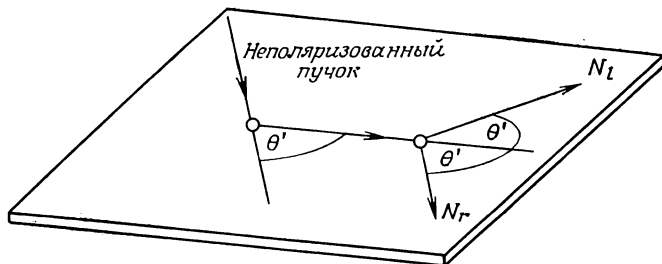


Рис. 3.27. Эксперимент по двойному рассеянию.

(3.84) следует равенство

$$\frac{N_l - N_r}{N_l + N_r} = S^2(\theta'),$$

которое дает нам значение величины $|S|$, отвечающее углу θ' .

Угловая зависимость $S(\theta)$ может быть найдена, если изменить угол первого рассеяния, оставляя неизменным угол рассеяния на второй мишени. Согласно соотношению (3.84), мы измерим тогда величину

$$\frac{N_l - N_r}{N_l + N_r} = S(\theta) S(\theta').$$

Так как величина $|S(\theta')|$ известна из первого эксперимента, это измерение дает $S(\theta)$. Строго говоря, знак величины $S(\theta)$ не определен, так как известен только модуль величины $S(\theta')$. Но если использовать источник поляризованных электронов с известным направлением спинов, то можно определить знак величины $S(\theta')$, измерив знак лево-правой асимметрии, которая возникает при рассеянии таких электронов на угол θ' [формула (3.70)].

На рис. 3.28 показана в качестве примера схема установки для эксперимента по двойному рассеянию, которая применя-

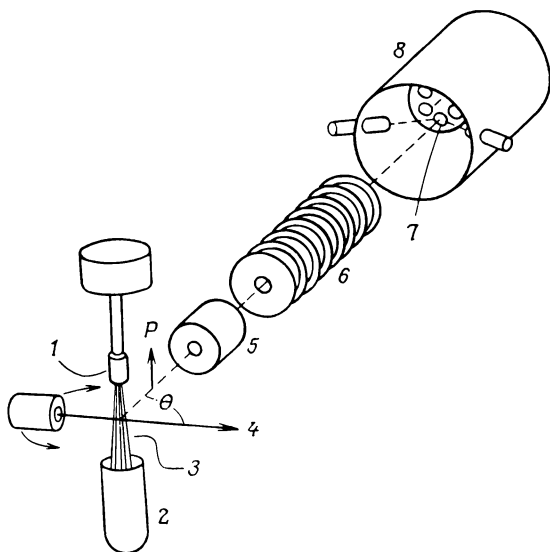


Рис. 3.28. Схема установки для экспериментов по двойному рассеянию [3.12]. 1 — сопло; 2 — конденсер; 3 — мишень; 4 — электронный пучок; 5 — линза-фильтр; 6 — ускоритель (120 кВ); 7 — пленки Au; 8 — моттовский детектор.

лась во многих измерениях. Электронная пушка дает хорошо коллимированный пучок неполяризованных электронов с определенной энергией E_0 . Энергия E_0 может составлять от 25 эВ до нескольких килоэлектронвольт. Электроны направляются на мишень — пучок атомов ртути, и измеряется поляризация $P(\theta, E_0)$ рассеянных электронов. Поскольку рассматривается рассеяние первоначально неполяризованного пучка, мы имеем $P(\theta, E_0) = S(\theta, E_0)$. Таким образом, измерения дают функцию Шермана. Угол рассеяния θ изменяют, поворачивая электронную пушку вокруг оси пучка атомов Hg.

Рассеянный пучок проходит через линзу-фильтр, которая удаляет неупругорассеянные электроны, так как в рассматриваемом примере изучалось упругое рассеяние. Линза-фильтр удаляет не только те электроны, которые возбудили атомы Hg до более высоких энергетических состояний, но и фоновые электроны, которые после столкновений со стенками вакуумной камеры (не показанной на рисунке) отражаются в направлении регистрации, потеряв некоторую долю своей энергии.

Электроны, прошедшие через фильтр, ускоряются до 120 кэВ и затем падают на вторую мишень, золотую фольгу. Счетчики определяют число электронов, рассеянных на 120° вправо и влево. Зная лево-правую асимметрию

$$\frac{N_l - N_r}{N_l + N_r} = S(\theta, E_0) S(120^\circ, 120 \text{ кэВ}), \quad (3.95)$$

можно вычислить величину $S(\theta, E_0) = P(\theta, E_0)$ (т. е. поляризацию после первого рассеяния), если известна величина $S(120^\circ, 120 \text{ кэВ})$. Ускорение электронов до 120 кэВ после первого рассеяния предусматривается из тех соображений, что при этой энергии функция Шермана особенно хорошо изучена. Ее теоретические значения здесь очень надежны, так как в этой области энергии хорошим приближением является рассеяние на чисто кулоновском поле ядра (разд. 3.6). Кроме того, при этой энергии функция Шермана была и экспериментально особенно тщательно определена [3.35]. Частично это объясняется тем, что в этой области энергий проводились обширные исследования поляризации электронов при β -распаде методом моттского рассеяния.

Отметим главные трудности таких экспериментов, которые не всегда в должной мере учитываются, что приводит к неправильным экспериментальным результатам.

Так как интенсивность регистрируемых электронных потоков мала, должен быть тщательно подавлен фон электронов. Этот фон возникает из-за того, что как электроны первичного пучка, так и рассеянные электроны, падая на стенки камеры рассеяния или анализатора, не поглощаются ими полностью.

Они отражаются от стенок, и, если не принять необходимых мер для их подавления, значительная часть их попадает в счетчики и влияет на результаты измерения.

Должны быть подавлены также электроны, которые рассеялись в направлении наблюдения в результате многих¹⁾ столкновений в мишени. Если, например, измерения проводятся при 120° , то регистрируются не только электроны, которые один раз рассеялись на 120° . Вместе с ними регистрируются электроны, которые рассеялись сначала на угол α , а затем на угол $120^\circ - \alpha$, электроны, которые рассеялись на полный угол 120° более чем за два последовательных столкновения. Вероятность таких процессов с многими столкновениями возрастает с увеличением числа атомов мишени. Это означает, что должны быть наложены ограничения на плотность ртутной мишени и толщину золотой фольги анализатора. Так, плотность пучка атомов Hg в описанных экспериментах должна была соответствовать давлению, значительно меньшему 10^{-3} мм рт. ст. [3.36]. Аналогично золотая фольга была взята плотностью ~ 200 мкг/см², т. е. толщиной ~ 100 нм (разд. 8.1.2).

Еще один важный источник ошибок в поляризационных экспериментах — ложные асимметрии, обусловленные аппаратурой. Об их устранении будет подробно сказано в разд. 8.1.2.

3.7.2. Эксперименты с тройным рассеянием

Измеряя сечение в экспериментах с одним рассеянием и функцию Шермана в экспериментах с двойным рассеянием, мы все-таки не получаем всех величин, необходимых для полного описания рассеяния электронов. Нужны еще величины $T(\theta)$ и $U(\theta)$, которые описывают изменение вектора поляризации в процессе рассеяния.

Чтобы измерить эти величины только в экспериментах с рассеянием, необходимы три последовательных процесса рассеяния. При первом рассеянии неполяризованный пучок электронов становится поляризованным, а второй процесс рассеяния вызывает изменение вектора поляризации, которое и является объектом исследования. Третье рассеяние, а именно измерение асимметрии рассеяния с помощью моттовского детектора, требуется для анализа произошедшего изменения вектора поляризации.

Те трудности, которые встречаются в двойном рассеянии, становятся еще более существенными в тройном рассеянии. Вот

¹⁾ Имеется в виду такое рассеяние, в котором происходит более одного столкновения, но не настолько много, чтобы получилось гауссово распределение, характерное для многократного рассеяния.

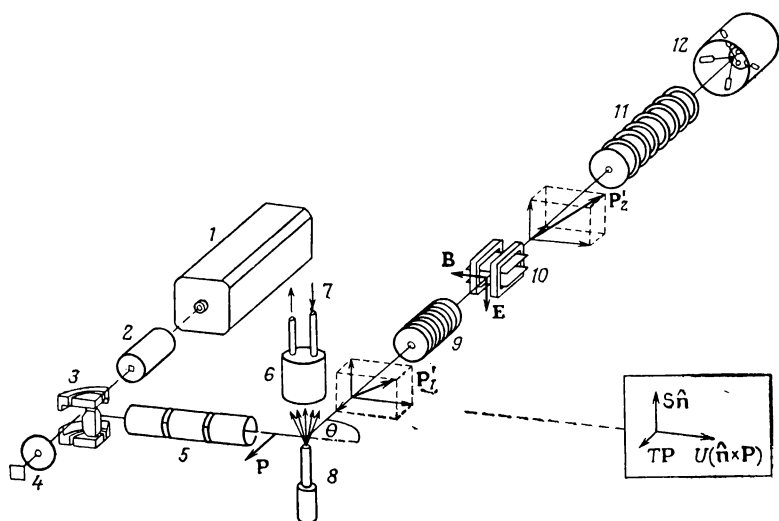


Рис. 3.29. Схема экспериментальной установки для измерения параметров T и U , характеризующих изменение вектора поляризации, вызванное рассеянием [3.24]. 1 — криптоновый лазер; 2 — ячейка Поккельса; 3 — дефлектор (90°); 4 — катод из GaAs; 5 — линза; 6 — криогенный насос; 7 — жидкий гелий; 8 — пучок атомов Xe; 9 — линза-фильтр; 10 — фильтр Вина; 11 — ускоритель (120 кэВ); 12 — моттовский детектор.

почему измерение величин $T(\theta)$ и $U(\theta)$ таким методом было проведено только в одной работе [3.23]. Этот пионерный эксперимент был выполнен с золотой мишенью на пучке электронов с энергией 261 кэВ, т. е. при энергии, при которой никакие теоретические трудности не возникают, так как при исследованных углах рассеяния это рассеяние вызывается только чисто кулоновским полем ядра. Распространение измерений величин T и U в область меньших энергий, где возникают довольно серьезные теоретические трудности, а также на другие элементы стало возможным только после разработки эффективных источников поляризованных электронов, которыми можно было бы заменить первый процесс рассеяния. Хотя при таком методе уже не нужны три рассеивателя, мы все же сохраним для него исторически сложившийся термин «эксперименты с тройным рассеянием».

В эксперименте, схема которого представлена на рис. 3.29, поляризованные электроны получают за счет фотоэмиссии из кристалла GaAs, на который падает циркулярно-поляризованный свет. Этот метод будет подробно описан в разд. 8.2. Направление начальной поляризации выбрано в плоскости рассеяния. Поэтому мы имеем $\mathbf{P} = \mathbf{P}_p$, $\mathbf{P}_n = 0$, так что, согласно

формуле (3.77), для поляризации \mathbf{P}' после рассеяния получается простое выражение

$$\mathbf{P}' = S\hat{\mathbf{n}} + T\mathbf{P} + U(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{P}).$$

Магнитное устройство поворота спина, не показанное на схеме, ориентирует начальную поляризацию \mathbf{P} вдоль направления рассеяния, так что произведение $T\mathbf{P}$ есть продольная компонента поляризации рассеянного пучка, тогда как $U(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{P})$ есть ее поперечная компонента в плоскости рассеяния. Измерение этих компонент дает величины T и U , если известна начальная поляризация. Так как детектор Мотта может анализировать только поперечные компоненты, необходим фильтр Вина (разд. 8.1.1). Когда фильтр Вина выключен, двумя парами счетчиков моттовского детектора одновременно анализируются поперечные компоненты $S\hat{\mathbf{n}}$ и $U(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{P})$. Когда же фильтр Вина включен, две компоненты поляризации, перпендикулярные его магнитному полю \mathbf{B} , поворачиваются на 90° ($\mathbf{P}'_1 \rightarrow \mathbf{P}'_2$), так что продольная компонента $T\mathbf{P}$ становится поперечной и ее можно измерить. Для измерения начальной поляризации \mathbf{P} первичный пучок направляют в моттовский детектор либо за счет отклонения в электростатическом поле, либо за счет рассеяния пучка на покрытой графитом поверхности капилляра, по которому подводится атомный пучок. Оба способа дают одинаковые результаты, так как рассеяние на материале с малым Z , обладающем малым спин-орбитальным взаимодействием, не изменяет поляризации. Чтобы исключить аппаратную асимметрию при измерениях компонент $T\mathbf{P}$ и $U(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{P})$, эти компоненты обращают, изменяя поляризацию \mathbf{P} электронов на $-\mathbf{P}$, что достигается обращением направления циркулярной поляризации света (разд. 8.2).

Измерения компонент T и U были проведены для Hg и Xe при нескольких значениях энергии и угла. Пример показан на рис. 3.25.

3.8. Резонансное рассеяние

На кривых сечения и поляризации могут наблюдаться резонансы. Они возникают, когда рассеянный электрон «прилипает» на некоторое время к атому мишени. Объясняется возникновение резонансов в поляризации.

Значительные поляризационные эффекты могут проявляться при резонансном рассеянии [3.37—39]; в этом процессе электрон не просто проходит через потенциальное поле атома мишени, как мы предполагали до сих пор, а «прилипает» к атому, образуя короткоживущий отрицательный ион, или составное состоя-

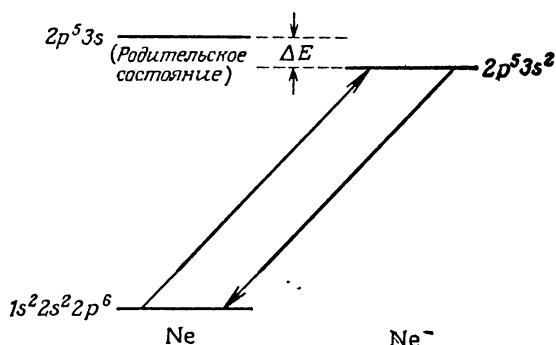


Рис. 3.30. Образование квазистационарного состояния иона Ne^- за счет «прилипания» электрона к возбужденному родительскому состоянию атома Ne (ΔE — энергия связи).

ние. По истечении малого времени жизни (10^{-13} с и меньше) такое составное состояние распадается с испусканием электрона.

Типичный механизм захвата электронов можно проиллюстрировать следующим примером. Рассмотрим возбужденное состояние $1s^2 2s^2 2p^5 3s$ атома неона, лежащее примерно на 16,7 эВ выше основного состояния $1s^2 2s^2 2p^6$. «Родительское» возбужденное состояние (рис. 3.30) может связать электрон, причем энергия связи ΔE равна $\sim 0,6$ эВ. Образовавшийся в результате этого отрицательный ион имеет структуру внешних оболочек $2p^5 3s^2$ и энергию, равную примерно $16,7 - 0,6 = 16,1$ эВ. Если электрон с такой энергией налетает на атом, то может образоваться состояние отрицательного иона. По истечении короткого времени жизни ион распадается, переходя в основное состояние и испуская электрон с его начальной энергией, так что наблюдатель регистрирует электрон, упруго рассеянный на атоме неона. Если регистрируется кривая энергетической зависимости сечения рассеяния, то на ней обнаруживается «резонансная» структура при энергии, равной 16,1 эВ. Причиной ее возникновения является то, что фазовый сдвиг рассеянного электрона при этой энергии гораздо больше, чем при других энергиях, при которых образование отрицательного иона энергетически запрещено.

Поскольку родительских состояний, которые могут удерживать электроны в связанном состоянии, очень много, наблюдается большое число резонансов при разных энергиях. Составные состояния с достаточно высокой энергией могут распадаться с переходом атома не в основное состояние. Атом может остаться в возбужденном состоянии, и тогда испущенный электрон будет иметь энергию, меньшую начальной. В таких

случаях резонанс обнаруживается на кривых сечения неупругого рассеяния электронов. Вообще говоря, составное состояние имеет несколько каналов распада, так что один и тот же резонанс может наблюдаться в нескольких каналах рассеяния.

Описанный выше механизм дает так называемые резонансы Фешбаха, которые лежат (по энергии) ниже своих родительских состояний. Для полноты отметим, что это не единственный вид резонансов. Наблюдаются также «резонансы формы», которые лежат выше их родительских состояний. В этом случае притягивающий потенциал родительского состояния и центробежный потенциал захватываемого электрона образуют потенциальную яму с проницаемым барьером, в которую электрон захватывается на короткое время (обычно намного меньшее, чем в случае резонансов Фешбаха). Характеристики таких резонансов зависят от формы потенциала.

После этих предварительных замечаний перейдем к вопросу о том, как резонансы могут приводить к поляризационным эффектам. Вернемся к примеру с резонансом в неоне и учтем спин-орбитальное взаимодействие. По конфигурациям возбужденных состояний на рис. 3.30 можно заключить, что это P -состояния, так как они имеют одну «дырку» в p -оболочке. Спин-орбитальное взаимодействие приводит к тому, что P -состояние иона Ne^- расщепляется на два состояния с конфигурациями $(2p^5 3s^2)P_{1/2}$ и $(2p^5 3s^2)P_{3/2}$. Они различаются по энергии на 0,1 эВ, и такую поправку нужно внести в приводившиеся выше значения энергии. Следовательно, в сечении упругого рассеяния электронов должно быть два резонанса, близких к 16 эВ и различающихся по энергии на 0,1 эВ. Их можно видеть на верхнем графике рис. 3.31, а на нижнем видны положительный и отрицательный пики поляризации, которые четко связаны с пиками сечения.

Пики поляризации можно объяснить следующим образом. Процесс



должен подчиняться общим законам сохранения энергии, полного углового момента J и четности π . Так как рассматриваемые здесь составные состояния иона Ne^- имеют угловой момент $J = 1/2$ и $J = 3/2$ и четность $\pi = -1$, входной канал должен иметь те же квантовые числа. Поскольку ион неона находится в основном состоянии 1S_0 , налетающий электрон должен иметь момент $j = 1/2$ или $j = 3/2$ соответственно, чтобы возбудить составные состояния $^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$. Его квантовое число l должно быть нечетным, чтобы четность $\pi = (-1)^l$ была отрицательной. Следовательно, только электроны, описываемые парциальной волной с $l = 1$ и $j = 1/2$ или $j = 3/2$, могут возбудить состоя-

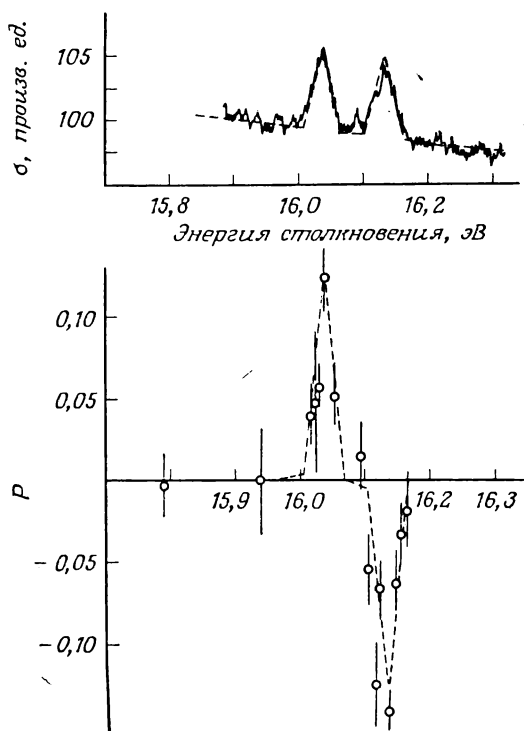


Рис. 3.31. Резонансное рассеяние на неоне, угол рассеяния $\theta = 90^\circ$. Резонансная структура дифференциального сечения и соответствующая поляризация [3.37].

ния иона ${}^2P_{1/2}$ и ${}^2P_{3/2}$ соответственно. В резонансных максимумах сечения эти парциальные волны особенно выделены. Выберем резонанс ${}^2P_{3/2}$ при 16,04 эВ и рассмотрим его поляризацию с помощью модели, использованной в разд. 3.4.2. В парциальной волне с $l=1$ неполяризованного начального пучка электроны со спинами, параллельными орбитальному моменту, имеют момент $j=3/2$, подходящий для того, чтобы возбудить состояние иона ${}^2P_{3/2}$, тогда как электроны с противоположными спинами ($j=1/2$) не могут возбудить это состояние. Преимущественное рассеяние волны с $j=3/2$ (т. е. электронов $e\uparrow$), которое проявляется в максимуме сечения при энергии 16,04 эВ, приводит к положительной поляризации, как показано на рис. 3.32. При энергии 16,14 эВ, равной энергии составного состояния ${}^2P_{1/2}$, преимущественно рассеивается волна с $j=1/2$, содержащая электроны $e\downarrow$, что приводит к отрицательной поляризации рассеянного пучка. Количественно поляризация

дается общим выражением (3.73) с амплитудами f и g , заданными соотношением (3.51). Вблизи резонансной энергии в амплитудах рассеяния играет доминирующую роль парциальная волна с $l=1$: две фазы, соответствующие значениям $j=1+1/2$ и $j=1-1/2$, резко изменяются на π радиан при прохождении резонансов по энергии. При этом сильно изменяются амплитуды f и g , а с ними сечение и поляризация. Поляризация оказывается большой, так как при столь малой начальной энергии вклад в рассеяние дает небольшое число парциальных волн с малыми моментами l . Поэтому преимущественное рассеяние волны с $l=1$, которое приводит к резонансной поляризации, резко выделяется на фоне рассеяния других парциальных волн.

Составные состояния иона Ne^- , о которых говорилось выше, имеют простую электронную структуру, а потому их идентификация была проведена вскоре же после их открытия. Во многих других случаях идентификация резонансных состояний менее очевидна. При таких обстоятельствах значительную помощь в идентификации состояний отрицательного иона может оказать измерение резонансной поляризации. Дело в том, что парциальной волной, доминирующей вблизи резонанса, через полиномы Лежандра $P_l(\cos\theta)$ и $P_l^1(\cos\theta)$ [формула (3.51)] определяется угловая зависимость амплитуд рассеяния. Вследствие этого вблизи резонанса угловое распределение сечения и поляризации имеет вид, характерный для доминирующей парциальной волны. Измерения угловых зависимостей резонансов позволяют определить доминирующую парциальную волну и дают их полный момент и четность. Используя квантовые числа атомных состояний и законы сохранения, можно найти момент J и четность π составного состояния. Таким путем были идентифицированы некоторые спорные энергетические состояния иона Hg^- , образующиеся при «прилипании» электрона к атому ртути в возбужденном состоянии 6^3P [3.40] (см. также разд. 4.7).

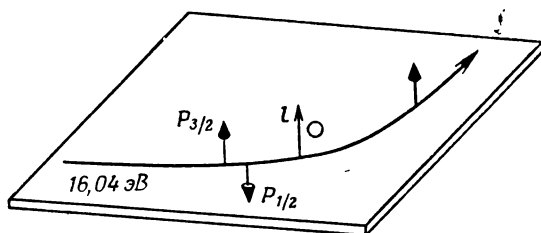


Рис. 3.32. Резонансное рассеяние электронов с энергией 16,04 эВ через составное состояние $(2p^5 3s^2)P_{3/2}$ иона Ne^- . Законами сохранения обусловлено преимущественное рассеяние электронов $e\uparrow$, что приводит к положительной поляризации.

3.9. Неупругое рассеяние

Спин-орбитальная связь вызывает поляризационные эффекты в неупругом рассеянии электронов. Они аналогичны поляризационным эффектам в упругом рассеянии, если неупругое рассеяние можно описывать как двухступенчатый процесс. Соотношение $P = A$, вообще говоря, не выполняется в неупругом рассеянии, так что измерения асимметрии и поляризации дают различную информацию. При разделении электронов, рассеянных с возбуждением различных уровней тонкой структуры, возникают поляризационные эффекты, которые не могут быть объяснены только наличием спин-орбитального взаимодействия.

До сих пор наше внимание было сосредоточено на упругом рассеянии. Но поляризационные эффекты наблюдаются и в неупругом рассеянии электронов. В частности, они исследовались на ртутных мишенях. На рис. 3.33 представлена кривая поляризации электронов с энергией 180 эВ, которые возбуждают состояние 6^1P_1 (потеря энергии 6,7 эВ) атомов Hg и при этом рассеиваются на угол θ . Если сравнить эту кривую поляризации с кривой для упругого рассеяния электронов с энергией 180 эВ на ртути [3.41], то оказывается, что эти кривые очень похожи. Однако сходство уменьшается при уменьшении энергии электронов. Ниже 25 эВ измеренная поляризация для неупругого процесса в общем меньше 10 %, тогда как для упругого рассеяния она все еще столь же значительна, как и при более высоких энергиях [3.15, 16]. Сходство между поляризациями

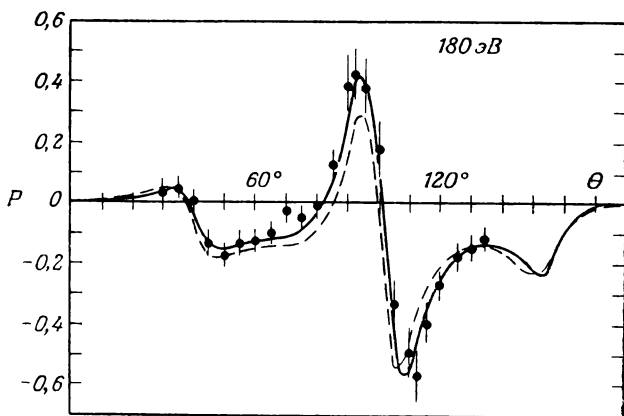


Рис. 3.33. Поляризация $P(0)$ электронов (180 эВ), неупруго рассеянных на атомах Hg (возбуждается состояние 6^1P_1 , потеря энергии 6,7 эВ). Отдельные точки — экспериментальные данные [3.41]; сплошная и штриховая линии — теоретические кривые [3.42], рассчитанные в приближении искаженных волн с использованием разных потенциалов.

в упругом и неупругом процессах при более высоких энергиях указывает на то, что при таких энергиях неупругое рассеяние можно рассматривать как двухступенчатый процесс [3.43]. Это подтверждается и сходством в сечениях рассеяния. Можно представить себе, что электрон сначала теряет энергию, отдавая ее на возбуждение атома (такой процесс обычно не приводит к большим отклонениям), а затем испытывает рассеяние в поле возбужденного атома. Или же сначала электрон рассеивается без потери энергии, а затем происходит неупругий переход. Если поле возбужденного атома не очень сильно отличается от поля атома в основном состоянии и энергия, потерянная при возбуждении, мала по сравнению с начальной энергией электрона, то результат упругого и неупругого рассеяния должен быть почти одинаковым. Более подробно вопрос о такой связи между упругим и неупругим каналами рассматривается в работах [3.41—45]. Заметим, что подобный двухступенчатый процесс наблюдался и в неупругой дифракции медленных электронов [3.46].

При всем их сходстве имеются фундаментальные различия между поляризационными эффектами в упругом и неупругом процессах. Главное различие состоит в том, что в неупругом рассеянии не обязательно выполняется равенство поляризующей и анализирующей способности, которое выполнялось в моттовском рассеянии (см. разд. 3.4.5). Причины, по которым рассуждения разд. 3.4.5, вообще говоря, неприменимы к случаю неупругого рассеяния, таковы. Возвращаясь к рис. 3.17, предположим, что, как и раньше, интенсивность рассеяния пропорциональна $1 + S$ и $1 - S$ для полностью поляризованных падающих пучков с противоположным направлением поляризации. Асимметрия рассеяния A равна по-прежнему величине S . Существенное отличие теперь заключается в том, что в неупругом рассеянии возможна передача атому углового момента, сопровождающаяся изменением углового момента налетающих электронов. Из-за спин-орбитального взаимодействия в поле атома это может влиять и на орбитальный, и на спиновый моменты электронов. Хотя каждый из пучков на рис. 3.17 полностью поляризован по нормали к плоскости рассеяния, при неупругом рассеянии их поляризация может измениться. Рассеяние электронов $e\uparrow$ (или $e\downarrow$) приводит к появлению как электронов $e\uparrow$, так и электронов $e\downarrow$, а потому соотношения $N_{\uparrow} \sim 1 + S$ и $N_{\downarrow} \sim 1 - S$ для соответствующих чисел электронов $e\uparrow$ и $e\downarrow$, рассеянных в заданном направлении, оказываются, вообще говоря, неправильными. Таким образом, поляризацию в неупругом рассеянии нельзя вычислить просто по формуле (3.87). Она

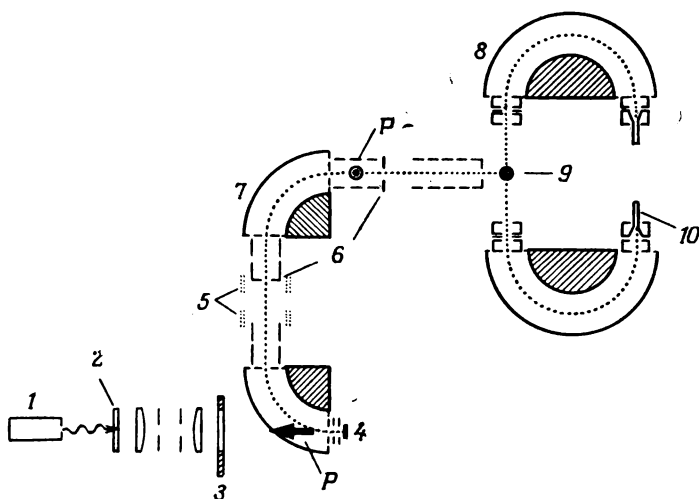


Рис. 3.34. Установка для измерения лево-правой асимметрии при неупругом рассеянии поляризованных электронов [3.47]. 1 — лазер; 2 — пластинка $\lambda/4$; 3 — окно; 4 — катод из GaAs; 5 — магнитные катушки; 6 — диафрагмы; 7 — дефлектор (90°); 8 — спектрометр; 9 — атомный пучок; 10 — КЭУ.

не равна более функции S , а определяется динамикой неупругого процесса¹⁾.

Если равенство $P = A$ не выполняется, например, в неупругом рассеянии, то необходимо измерять обе эти величины, так как они дают разную информацию. В особых случаях, таких, как обсуждавшийся выше двухступенчатый процесс, где за неупругую поляризацию ответствен этап упругого рассеяния, равенство $P = A$ может выполняться, тогда как в других случаях различие этих двух величин может указывать на иной механизм процесса.

Из-за экспериментальных трудностей проведено немного измерений поляризационных эффектов в неупругом рассеянии. Сечение неупругих процессов на два порядка величины меньше упругого сечения. Поэтому измерение асимметрии неупругого рассеяния поляризованных электронов стало возможным только после того, как были созданы эффективные источники поляризованных электронов.

На рис. 3.34 представлена схема экспериментальной уста-

¹⁾ Случай передачи спина атому из-за обменного взаимодействия между падающим и атомными электронами будет рассмотрен в следующей главе. Из проведенных выше рассуждений явствует, очевидно, что равенство $P = A$ нарушается не только в неупругом, но и в упругом рассеянии на атомах, для которых возможна передача спина без нарушения принципа Паули (атомы с ненасыщенными спинами, см. задачу 4.1).

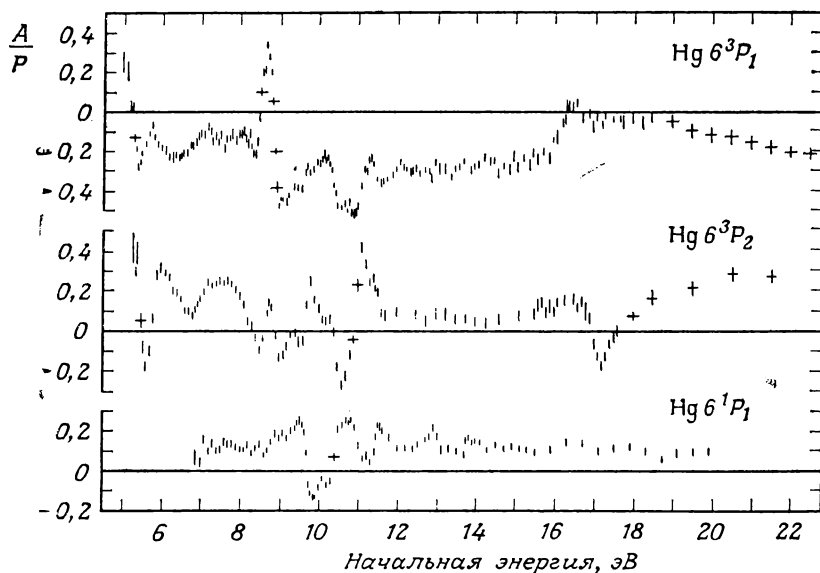


Рис. 3.35. Лево-правая асимметрия A (нормированная на поляризацию налетающих электронов P) неупруго рассеянных поляризованных электронов [3.47]. Потери энергии 4,89, 5,46 и 6,7 эВ соответствуют возбуждению состояний 6^3P_1 , 6^3P_2 и 6^1P_1 ртути.

новки для измерения асимметрии рассеяния поляризованных электронов при возбуждении состояния 6^1P_1 и триплетных состояний тонкой структуры атома Hg. Источник из GaAs, который будет описан в разд. 8.2, создает пучок продольно поляризованных электронов. После нескольких отклонений пучка и преобразования поляризации в поперечную с помощью магнитных катушек электроны направляются на ртутную мишень (ток на мишени равен 3—10 нА). Два анализатора энергии, расположенные под углом рассеяния 90° , выделяют исследуемый неупругий канал. Полное энергетическое разрешение установки равно ~ 200 мэВ. Лево-правая асимметрия $A = (N_l - N_r) / (N_l + N_r)$ неупруго рассеянных поляризованных электронов определяется при помощи двух канальных умножителей (N_l и N_r — числа электронов, рассеянных влево и вправо). Аппаратурная асимметрия легко корректируется путем изменения знака поляризации электронов.

На рис. 3.35 представлены результаты измерения асимметрии A , отнесенной к начальной поляризации, определенной по упругому рассеянию на ртути, для которого функция Шермана хорошо известна. В области на несколько электронвольт выше порога наблюдается хорошо выраженная структура с большими

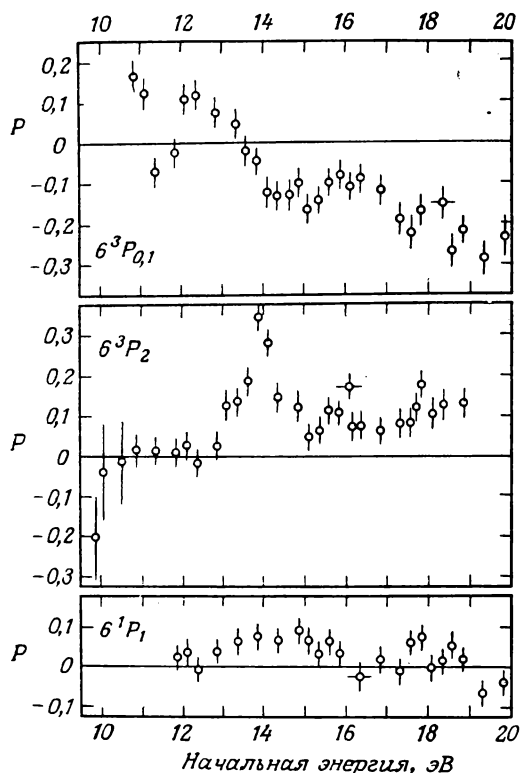


Рис. 3.36. Поляризация электронов, которые возбудили уровни тонкой структуры состояния 6^3P атома Hg при рассеянии на угол $\theta = 60^\circ$ [3.48]. Представлены также аналогичные данные для возбуждения состояния 6^1P_1 .

значениями A/P . Это область, где существует резонансная структура в сечениях, связанная с образованием состояний отрицательного иона. В свете изложенного нами в предыдущем разделе появление резонансной структуры в поляризационных эффектах вполне естественно. Мы видели, что только электроны с вполне определенными энергией и моментом j могут возбуждать некоторое составное состояние. Выбирая электроны доминирующей парциальной волны l , мы должны учитывать то обстоятельство, что поперечно поляризованные электроны, которые рассеиваются влево, имеют полный момент j иной, нежели у электронов, рассеиваемых вправо, поскольку орбитальные моменты у этих электронов имеют противоположный знак. Следовательно, момент j , необходимый для возбуждения составного состояния и для появления резонанса в сечении, могут иметь либо электроны, рассеянные вправо, либо электроны,

рассеянные влево, но не те и другие одновременно. В результате возникает значительное различие в интенсивности рассеяния вправо и влево, т. е. большая асимметрия.

Более внимательное сравнение кривых асимметрии, отвечающих возбуждению состояний 6^3P_1 и 6^3P_2 , показывает, что они, как правило, различаются знаком и дают большие значения асимметрии, чем кривая, отвечающая возбуждению уровня 6^1P_1 . То же самое справедливо для кривых поляризации при неупругом рассеянии первоначально неполяризованного пучка электронов, который возбуждает уровни тонкой структуры триплетного состояния. Такие кривые, соответствующие углу рассеяния $\theta = 60^\circ$, показаны на рис. 3.36. (Угловое разрешение в этом эксперименте несколько хуже, чем в измерениях анизотропии, показанных на рис. 3.35, но можно было легко разделить возбуждение уровней 6^3P_2 и $6^3P_{1,0}$.) Такие закономерности в результатах измерения, отвечающих возбуждению уровней тонкой структуры, не могут быть объяснены только спин-орбитальным взаимодействием. В разд. 4.5.2 мы увидим, что решающую роль в процессах возбуждения играет обменное взаимодействие.

В заключение отметим, что поляризационные эффекты, описанные здесь в случае неупругого рассеяния, имеют место и в процессе, обращенном во времени, а именно в сверхупругом рассеянии. В силу соотношения взаимности, следующего из инвариантности относительно обращения времени, поляризация $P_{\text{неупр}}$, возникающая при неупругом рассеянии неполяризованного пучка, равна асимметрии $A_{\text{сверх}}$, обнаруживаемой в сверхупругом рассеянии поляризованного пучка. И наоборот, справедливо равенство $P_{\text{сверх}} = A_{\text{неупр}}$ [3.49]. Первые измерения в случае сверхупругого рассеяния проведены в работе [3.50].

4. Поляризационные эффекты, вызываемые обменными процессами в электронно-атомном рассеянии

4.1. Механизм поляризации в обменном рассеянии

Обменное рассеяние можно отделить от процесса прямого рассеяния, если в эксперименте с поляризованными электронами или атомами анализировать поляризацию рассеянных электронов или атомов отдачи. Рассматривается механизм, лежащий в основе поляризационных эффектов.

В предыдущей главе мы видели, что спин-орбитальное взаимодействие может вызывать спиновую поляризацию при рассеянии электронов. Еще один механизм, способный вызывать поляризацию рассеянных электронов, — обменное взаимодействие. Рассмотрим, например, рассеяние на мишени, состоящей из атомов щелочных металлов, валентные электроны которых имеют одно и то же направление спинов. Если происходят обменные процессы между валентными электронами и свободными электронами, то в рассеянном пучке появляются поляризованные электроны.

В этом разделе мы объясним механизм поляризации на простом случае упругого обменного рассеяния электронов на атомах с одним валентным электроном (водород, щелочные металлы). Поляризационные эффекты, о которых будет идти речь, не вызваны какими-либо явно зависящими от спинов силами между сталкивающимися электронами, а являются следствием принципа Паули. Диполь-дипольное взаимодействие между налетающим и атомным электронами мало по сравнению с кулоновским взаимодействием при всех рассмотренных здесь энергиях; его влияние на рассеяние полностью маскируется влиянием кулоновского взаимодействия. Кроме того, мы предположим, что можно пренебречь спин-орбитальным взаимодействием рассеянного электрона, т. е. механизмом, вызывающим поляризационные эффекты в моттовском рассеянии. Это хорошее приближение в случае легких атомов и малых углов рассеяния.

Пусть рассеяние происходит на атоме, имеющем произвольное направление спина, которое мы обозначим через $A\uparrow$. Для рассеяния электронов со спинами, параллельными и антипараллельными спину атома, мыслимы следующие возможности:

$$e\downarrow + A\uparrow \rightarrow e\downarrow + A\uparrow, \quad (4.1)$$

$$e\downarrow + A\uparrow \rightarrow e\uparrow + A\downarrow, \quad (4.2)$$

$$e\uparrow + A\uparrow \rightarrow e\uparrow + A\uparrow. \quad (4.3)$$

В первых двух процессах два электрона, участвующие в столкновении, различимы. Так как явно зависящие от спина силы были нами исключены, каждый электрон сохраняет направление своего спина в процессе рассеяния, и, таким образом, электроны можно различить по направлению спина. В этой главе мы увидим, что возможность «пометить» электроны с помощью направления их спинов очень важна для экспериментального изучения обменного рассеяния.

Напомним выражение для амплитуды рассеяния из элементарной теории рассеяния:

$$- \frac{m}{2\pi\hbar^2} \langle \psi_f | T | \psi_i \rangle, \quad (4.4)$$

где в первом борновском приближении оператор перехода T приравнивается потенциалу рассеяния, а ψ_i и ψ_f — волновые функции начального и конечного состояний. В обсуждаемом здесь процессе рассеяния участвуют два электрона: налетающий и валентный. Чтобы правильно описать эти тождественные частицы, необходимо в написанной выше формуле использовать антисимметризованные волновые функции, учитывая, таким образом, принцип Паули. Поэтому напомним

$$\psi_i = \frac{1}{\sqrt{2}} [e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_1} \eta(1) u(\mathbf{r}_2) \chi(2) - e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_2} \eta(2) u(\mathbf{r}_1) \chi(1)], \quad (4.5a)$$

$$\psi_f = \frac{1}{\sqrt{2}} [e^{i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}_1} \eta'(1) u'(\mathbf{r}_2) \chi'(2) - e^{i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}_2} \eta'(2) u'(\mathbf{r}_1) \chi'(1)], \quad (4.5b)$$

где u и u' — атомные волновые функции начального и конечного состояний, \mathbf{k} и \mathbf{k}' — волновые векторы налетающего и рассеянного электронов, η , χ и η' , χ' — спиновые функции свободного и связанного электронов в начальном и конечном состояниях соответственно.

Используя эти волновые функции, получим амплитуду рассеяния:

$$\begin{aligned} - \frac{m}{2\pi\hbar^2} \langle \psi_f | T | \psi_i \rangle = & \frac{1}{2} \{ f(\mathbf{k}', \mathbf{k}) [\langle \eta'(1) | \eta(1) \rangle \langle \chi'(2) | \chi(2) \rangle + \\ & + \langle \eta'(2) | \eta(2) \rangle \langle \chi'(1) | \chi(1) \rangle] - g(\mathbf{k}', \mathbf{k}) [\langle \eta'(1) | \chi(1) \rangle \langle \chi'(2) | \eta(2) \rangle + \\ & + \langle \eta'(2) | \chi(2) \rangle \langle \chi'(1) | \eta(1) \rangle] \}, \quad \text{где} \end{aligned} \quad (4.6)$$

$$f(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = - \frac{m}{2\pi\hbar^2} \langle e^{i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}_\lambda} u'(\mathbf{r}_\mu) | T | e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_\lambda} u(\mathbf{r}_\mu) \rangle, \quad (4.7a)$$

$$g(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = - \frac{m}{2\pi\hbar^2} \langle e^{i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}_\mu} u'(\mathbf{r}_\lambda) | T | e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_\lambda} u(\mathbf{r}_\mu) \rangle, \quad (4.7b)$$

где $\lambda, \mu = 1, 2$ или $2, 1$. Амплитуда рассеяния g , очевидно, описывает процесс, в котором налетающий электрон захватывается

атомом, а атомный электрон испускается. Поэтому амплитуда g называется обменной амплитудой, тогда как f называется прямой амплитудой. Нет необходимости говорить, что обменная амплитуда не имеет ничего общего с амплитудой g , которую мы вводили при рассмотрении моттовского рассеяния. Следствием этого фундаментального различия является отсутствие лево-правой асимметрии в интенсивностях рассеяния, так как в тех приближениях, которые сделаны в этом разделе (пренебрежимо малое спин-орбитальное взаимодействие), отсутствует потенциал, который зависит от того, проходит ли электрон мимо атома слева или справа. Поэтому сечения не будут зависеть от азимутального угла.

Будем описывать спиновые состояния \uparrow и \downarrow в процессах (4.1—3) соответствующими спиновыми функциями $\alpha = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ и $\beta = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$. Тогда для процесса (4.1)

$$\eta = \beta, \quad \chi = \alpha, \quad \eta' = \beta, \quad \chi' = \alpha,$$

так что равенство (4.6) дает амплитуду рассеяния

$$\frac{1}{2} \{f[1+1] - g \cdot 0\} = f.$$

Для процесса (4.2) имеем $\eta = \beta, \chi = \alpha, \eta' = \alpha, \chi' = \beta$, что дает амплитуду $-g$. Для процесса (4.3) спиновые функции $\eta = \chi = \eta' = \chi' = \alpha$, так что равенство (4.6) дает амплитуду рассеяния $f - g$.

Поскольку сечения есть квадраты амплитуд рассеяния, мы можем представить полученные нами результаты следующим образом:

Процесс	Амплитуда	Сечение	
$e\downarrow + A\uparrow \rightarrow e\downarrow + A\uparrow$	f	$ f ^2$,	(4.8)

$e\downarrow + A\uparrow \rightarrow e\uparrow + A\downarrow$	$-g$	$ g ^2$,	(4.9)
---	------	-----------	-------

$e\uparrow + A\uparrow \rightarrow e\uparrow + A\uparrow$	$f - g$	$ f - g ^2$.	(4.10)
---	---------	---------------	--------

Эти выражения, которые могут быть легко обобщены на неупругое рассеяние (разд. 4.5.2), делают очевидным физический смысл понятий «прямое» и «обменное» сечения. Соответствующие результаты для $A\downarrow$ таковы:

$e\uparrow + A\downarrow \rightarrow e\uparrow + A\downarrow$	f	$ f ^2$,	(4.11)
---	-----	-----------	--------

$e\uparrow + A\downarrow \rightarrow e\downarrow + A\uparrow$	$-g$	$ g ^2$,	(4.12)
---	------	-----------	--------

$e\downarrow + A\downarrow \rightarrow e\downarrow + A\downarrow$	$f - g$	$ f - g ^2$.	(4.13)
---	---------	---------------	--------

Исследуя рассеяние электронов на атомах, находящихся в определенных спиновых состояниях, и анализируя направления спинов регистрируемых электронов или атомов, можно определить каждое из сечений, перечисленных выше.

Нет нужды говорить, что подобные эксперименты очень трудны. Обычно в экспериментах по рассеянию используются неполяризованные частицы и не проводится спиновый анализ после рассеяния. В этом случае измеряется сумма сечений, приведенных выше, и информация об индивидуальных вкладах теряется. Если, например, неполяризованный пучок электронов рассеивается на мишени $A\uparrow$ и регистрируются все рассеянные электроны независимо от направления их спинов, то, как это следует из выражений (4.8—10), сечение дается выражением

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{d\Omega} &\equiv \sigma_0(\theta) = \frac{1}{2}(|f|^2 + |g|^2) + \frac{1}{2}|f - g|^2 = \\ &= \frac{1}{4}|f + g|^2 + \frac{3}{4}|f - g|^2.\end{aligned}\quad (4.14)$$

Множитель $1/2$ возникает из-за того, что сечения, заданные выражениями (4.8—13), правильны для полностью поляризованных пучков. В случае неполяризованного пучка, который может быть представлен как состоящий из равного числа электронов $e\uparrow$ и $e\downarrow$, интенсивность рассеяния по отдельным каналам в 2 раза меньше, чем в случае полностью поляризованного пучка. Очевидно, что мы получили бы тот же результат, если бы рассматривали рассеяние неполяризованного пучка электронов на атомах $A\downarrow$ (противоположное направление спина). Таким образом, сечение (4.14) описывает также рассеяние неполяризованного пучка на неполяризованной мишени, состоящей из равного числа атомов $A\uparrow$ и $A\downarrow$ ¹⁾.

Справедливость последнего равенства в (4.14) немедленно следует из элементарного правила расчетов с комплексными числами. Физический смысл такой записи сечения можно пояснить так. Когда неполяризованный пучок электронов рассеивается на атоме с одним внешним электроном, два сталкивающиеся электрона могут образовать либо триплетное состояние

¹⁾ Отметим здесь важное в дальнейшем обстоятельство, что в этом случае ни пучок рассеянных электронов, ни атомы отдачи, конечно, не поляризованы, поскольку для каждого возможного процесса рассеяния существует аналогичный процесс с противоположными спинами. Рассеянные электроны и атомы в каждом из двух возможных спиновых состояний оказываются с одним и тем же сечением $\sigma(\theta)/2$.

$S = 1$ с симметричными спиновыми функциями

$$\chi_S = \begin{cases} \alpha(1)\alpha(2) & \text{описывает} \\ & \text{подсостояние } S_z = 1, \end{cases} \quad (14.15a)$$

$$\chi_S = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2}} [\alpha(1)\beta(2) + \beta(1)\alpha(2)] & \text{описывает} \\ & \text{подсостояние } S_z = 0, \end{cases} \quad (14.15б)$$

$$\chi_S = \begin{cases} \beta(1)\beta(2) & \text{описывает} \\ & \text{подсостояние } S_z = -1, \end{cases} \quad (14.15в)$$

либо синглетное состояние $S = 0$ с антисимметричной спиновой функцией

$$\chi_A = \frac{1}{\sqrt{2}} [\alpha(1)\beta(2) - \beta(1)\alpha(2)]. \quad (4.16)$$

Прямое вычисление амплитуды рассеяния (4.4) с антисимметричными волновыми функциями

$$\psi_i = \frac{1}{\sqrt{2}} [e^{ik \cdot r_1} u(r_2) \pm e^{ik \cdot r_2} u(r_1)] \chi_{A,S}, \quad (4.17a)$$

$$\psi_f = \frac{1}{\sqrt{2}} [e^{ik' \cdot r_1} u'(r_2) \pm e^{ik' \cdot r_2} u'(r_1)] \chi_{A,S} \quad (4.17б)$$

дает $f - g$ для трех симметричных спиновых состояний и $f + g$ для антисимметричного спинового состояния. Для расчета дифференциального сечения нужно взять первую амплитуду в трех четвертях всех столкновений, а вторую амплитуду в одной четверти случаев. Тогда мы получим последнее выражение в формуле (4.14).

Для наблюдения отдельных сечений, указанных в формулах (4.8—13), не обязательно использовать и поляризованные электроны, и поляризованные атомы, как может показаться на основании записи процессов¹⁾. Достаточно провести более простой эксперимент, в котором электроны или атомы в начальном состоянии не поляризованы. Если, например, рассеиваются полностью поляризованные электроны на неполяризованных атомах, тогда из выражений (4.10—12) следует

Процесс Сечение

$$e\uparrow + \begin{matrix} A\uparrow \\ A\downarrow \end{matrix} \left\{ \begin{array}{l} \rightarrow e\uparrow + A\uparrow \quad \frac{1}{2} |f - g|^2, \\ \rightarrow e\uparrow + A\downarrow \quad \frac{1}{2} |f|^2, \\ \rightarrow e\downarrow + A\uparrow \quad \frac{1}{2} |g|^2. \end{array} \right. \quad (4.18)$$

$$(4.19)$$

$$(4.20)$$

¹⁾ Для осуществления «полного» эксперимента необходимы, однако, и поляризованные электроны, и поляризованные атомы (см. разд. 4.3).

Здесь, как и в выражении (4.14), учтено, что для рассеяния на неполяризованной мишени (равное число атомов $A\uparrow$ и $A\downarrow$) сечения, заданные выражениями (4.10—12), которые справедливы в случае полностью поляризованной мишени, должны быть умножены на $1/2$. Так как у нас нет возможности при анализе процессов отбирать рассеянные электроны с одним направлением спина, измеряется поляризация рассеянного пучка электронов

$$P'_e(\theta) = \frac{\sigma_e^\uparrow(\theta) - \sigma_e^\downarrow(\theta)}{\sigma_e^\uparrow(\theta) + \sigma_e^\downarrow(\theta)} = \frac{\frac{1}{2}|f-g|^2 + \frac{1}{2}|f|^2 - \frac{1}{2}|g|^2}{\frac{1}{2}|f-g|^2 + \frac{1}{2}|f|^2 + \frac{1}{2}|g|^2}. \quad (4.21)$$

Здесь $\sigma_e^\uparrow(\theta)$ и $\sigma_e^\downarrow(\theta)$ — сечения, которые отвечают появлению электронов $e\uparrow$ и $e\downarrow$, соответственно, в рассеянном пучке. Их величина взята из выражений (4.18—20). Согласно равенству (4.14), знаменатель выражения (4.21) есть не что иное, как $\sigma_0(\theta)$ — сечение рассеяния неполяризованных электронов неполяризованными атомами. Если $\sigma_0(\theta)$ известно, то измерение поляризации P'_e дает $(1/2)|f-g|^2 + (1/2)|f|^2 - (1/2)|g|^2$, и, считая эту величину из сечения $\sigma_0(\theta) = (1/2)|f-g|^2 + (1/2)|f|^2 + (1/2)|g|^2$, мы получим $|g|^2$.

Если в этом эксперименте регистрировать атомы отдачи $A\downarrow$, то тогда, согласно выражению для сечения в формуле (4.19), мы получим $|f|^2$. (В противоположность тому, что говорилось в разд. 1.2 относительно электронов, атомы с определенным направлением спина могут быть отобраны, например, с помощью магнита Штерна — Герлаха; см. также разд. 4.2.) Таким образом, выполнив три измерения (сечения рассеяния неполяризованных частиц, поляризации рассеянных электронов, доли атомов отдачи с определенным направлением спина), можно найти величины $|f|^2$, $|g|^2$ и $|f-g|^2$. Однако, как будет показано в разд. 4.3, этого еще недостаточно, чтобы получить всю информацию, содержащуюся в амплитудах рассеяния.

На практике у нас нет возможности создавать полностью поляризованные пучки электронов, как мы до сих пор предполагали. Но в принципе это ничего не меняет. Частично поляризованный пучок электронов с поляризацией P_e можно рассматривать как состоящий из двух частей: полностью поляризованной части и неполяризованной, которые относятся друг к другу, как $P_e/(1-P_e)$ (см. разд. 2.3). Следовательно, если частично поляризованный пучок электронов рассеивается на неполяризованных атомах, то сечение, соответствующее появлению электронов $e\uparrow$ в рассеянном пучке, равно

$$\sigma_e^\uparrow(\theta) = P_e \left(\frac{1}{2}|f-g|^2 + \frac{1}{2}|f|^2 \right) + (1-P_e) \frac{\sigma_0(\theta)}{2},$$

где $\sigma_0(\theta)$ — снова сечение рассеяния неполяризованных электронов на неполяризованных атомах. Здесь мы учли то обстоятельство, что неполяризованная часть налетающего электронного пучка дает равное число электронов $e\uparrow$ и $e\downarrow$ в рассеянном пучке (см. примечание на стр. 110). Аналогично имеем

$$\sigma_e^\downarrow(\theta) = P_e \frac{1}{2} |g(\theta)|^2 + (1 - P_e) \frac{\sigma_0(\theta)}{2}.$$

Таким образом, поляризация рассеянных электронов равна

$$P'_e(\theta) = \frac{\sigma_e^\uparrow(\theta) - \sigma_e^\downarrow(\theta)}{\sigma_e^\uparrow(\theta) + \sigma_e^\downarrow(\theta)} = \frac{P_e}{\sigma_0(\theta)} [\sigma_0(\theta) - |g(\theta)|^2],$$

где мы использовали соотношение (4.14). Отсюда получаем

$$|g(\theta)|^2 = \sigma_0(\theta) (1 - P'_e(\theta)/P_e). \quad (4.22)$$

Следовательно, измерив поляризацию электронов после рассеяния, можно найти величину $|g(\theta)|$, если известны поляризация электронов до рассеяния и сечение рассеяния неполяризованных электронов.

В таком эксперименте можно наблюдать и атомы отдачи. Для атомов $A\uparrow$ сечение равно

$$\sigma_A^\uparrow(\theta) = P_e \left(\frac{1}{2} |f - g|^2 + \frac{1}{2} |g|^2 \right) + (1 - P_e) \frac{\sigma_0(\theta)}{2}.$$

Аналогично

$$\sigma_A^\downarrow(\theta) = P_e \frac{1}{2} |f|^2 + (1 - P_e) \frac{\sigma_0(\theta)}{2}.$$

Если ввести «поляризацию атомов после рассеяния»

$$P'_A(\theta) = \frac{\sigma_A^\uparrow(\theta) - \sigma_A^\downarrow(\theta)}{\sigma_A^\uparrow(\theta) + \sigma_A^\downarrow(\theta)} = \frac{P_e}{\sigma_0(\theta)} [\sigma_0(\theta) - |f(\theta)|^2],$$

то можно получить соотношение

$$|f(\theta)|^2 = \sigma_0(\theta) (1 - P'_A(\theta)/P_e), \quad (4.23)$$

которое показывает, что измерение поляризации атомов отдачи дает величину $|f(\theta)|$.

Таким образом, мы видим, что, исследуя рассеяние частично поляризованного пучка электронов на неполяризованных атомах, можно найти все отдельные сечения, указанные в формулах (4.8—10). Эквивалентный набор экспериментов может быть проведен с неполяризованными электронами и поляризо-

ванными атомами. В полной аналогии с вышеизложенным можно получить

$$|f(\theta)|^2 = \sigma_0(\theta) (1 - P'_e(\theta)/P_A), \quad (4.24)$$

$$|g(\theta)|^2 = \sigma_0(\theta) (1 - P'_A(\theta)/P_A). \quad (4.25)$$

Следовательно, мы снова получаем все отдельные сечения, измеряя поляризацию электронов P'_e и поляризацию атомов P'_A после рассеяния, если известны поляризация P_A атомов до рассеяния и сечение $\sigma_0(\theta)$.

Отметим, что величины $|f(\theta)|^2/\sigma_0(\theta)$ и $|g(\theta)|^2/\sigma_0(\theta)$ могут быть в действительности больше единицы. [Пример: если $g = f/2$, то из выражения (4.14) следует, что $|f|^2/\sigma_0 = 4/3$.] Это означает, что поляризация рассеянных частиц в соотношениях (4.22—25) может быть также антипараллельной поляризации начальных частиц.

Поскольку целью данного раздела было ввести поляризационный механизм, который действует в обменном рассеянии, мы ограничились простейшим случаем, когда спины электронов и атомов либо параллельны друг другу, либо антипараллельны. При рассмотрении общего случая мы воспользуемся методом матрицы плотности. Обзор литературы по поляризации электронов в обменном рассеянии можно найти в работе [4.1].

Задача 4.1. В разд. 3.4.5 было доказано, что для рассеяния Мотта справедливо равенство $P = A$, где P — поляризующая способность (для рассеяния неполяризованного пучка), а A — анализирующая способность (асимметрия в поляризационных измерениях с полностью поляризованным пучком). Равны ли эти две величины в обменном рассеянии? Сравните асимметрию интенсивностей в обменном рассеянии и в моттовском рассеянии.

Решение. Рассмотрим сначала случай, когда неполяризованный пучок электронов поляризуется при рассеянии на полностью поляризованных атомах $A\uparrow$. Из выражений (4.9, 10) получим сечение образования электронов $e\uparrow$: $(1/2)|f - g|^2 + (1/2)|g|^2$, а из выражения (4.8) — сечение образования электронов $e\downarrow$: $(1/2)|f|^2$. Таким образом,

$$P'_e = \frac{\frac{1}{2}|f - g|^2 + \frac{1}{2}|g|^2 - \frac{1}{2}|f|^2}{\frac{1}{2}|f - g|^2 + \frac{1}{2}|g|^2 + \frac{1}{2}|f|^2} = \frac{\sigma_0 - |f|^2}{\sigma_0} = 1 - \frac{|f|^2}{\sigma_0}.$$

Рассмотрим теперь рассеяние полностью поляризованного пучка электронов на полностью поляризованных атомах $A\uparrow$. Если направление поляризации электронов то же, что и атомов, то, согласно формуле (4.10), интенсивность рассеяния определяется сечением $|f - g|^2$. Согласно выражениям (4.8, 9), изменение знака поляризации атомного пучка приводит к сечению $|f|^2 + |g|^2$. Анализ поляризации можно провести, измеряя интенсивность рассеяния в определенном направлении для двух направлений поляризации \uparrow и \downarrow первичного пучка. Относительная интенсивность дает нам анализирующую спо-

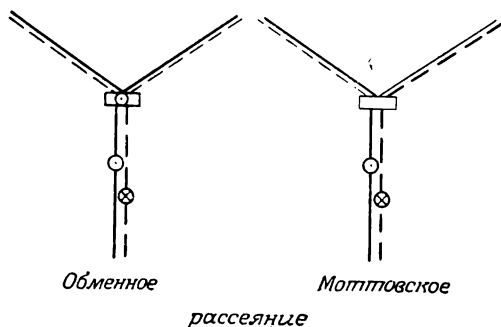


Рис. 4.1. Асимметрия спин вверх — спин вниз и лево-правая асимметрия (разнице в интенсивности отвечает различие в толщине линий).

способность

$$A = \frac{|f - g|^2 - |f|^2 - |g|^2}{|f - g|^2 + |f|^2 + |g|^2} = 1 - \frac{|f|^2 + |g|^2}{\sigma_0},$$

которая отличается от поляризации, рассчитанной выше.

На рис. 4.1 сравнивается асимметрия рассеяния, рассматриваемого здесь, и моттовского рассеяния. В обменном рассеянии поляризованных электронов на поляризованных атомах в тех приближениях, которые использовались в данном разделе, нет лево-правой асимметрии, так как силы не зависят от того, проходит ли электрон мимо атома слева или справа. Однако число электронов, рассеянных в определенном направлении, зависит от направления их спинов. Поэтому, хотя лево-правой асимметрии здесь нет, зато есть асимметрия спин вверх — спин вниз, что и показано на рис. 4.1 слева. В моттовском же рассеянии есть и асимметрия спин вверх — спин вниз, и лево-правая асимметрия.

4.2. Объединенное спиновое пространство электрона и мишени

Вводится формализм матрицы плотности в объединенном спиновом пространстве электрона и атома со спином, равным $1/2$.

Чтобы обобщить частный случай, рассматривавшийся в предыдущем разделе, будем описывать упругое обменное рассеяние с помощью формализма матрицы плотности. В случаях более сложных, чем обсуждавшиеся до сих пор, а именно в случаях, когда поляризация пучка и поляризация мишени имеют произвольное направление, метод матрицы плотности оказывается особенно ценным.

Ограничимся важным случаем рассеяния на атомах со спином $1/2$ и образуем четырехмерное спиновое пространство из двумерных спиновых пространств свободного и атомного электронов. Для этой цели вспомним, что такое прямое (тензорное) произведение матриц, которое для матриц 2×2 определяется

следующим образом:

$$\begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} n_{11} & n_{12} \\ n_{21} & n_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11}n_{11} & m_{11}n_{12} & m_{12}n_{11} & m_{12}n_{12} \\ m_{11}n_{21} & m_{11}n_{22} & m_{12}n_{21} & m_{12}n_{22} \\ m_{21}n_{11} & m_{21}n_{12} & m_{22}n_{11} & m_{22}n_{12} \\ m_{21}n_{21} & m_{21}n_{22} & m_{22}n_{21} & m_{22}n_{22} \end{pmatrix}$$

и дает матрицы 4×4 [4.2]. Из спиновых функций $\chi^e = \begin{pmatrix} a_1^e \\ a_2^e \end{pmatrix}$

свободного электрона и $\chi^A = \begin{pmatrix} a_1^A \\ a_2^A \end{pmatrix}$ атома мы составим спиновую функцию системы «электрон плюс атом», определив ее так:

$$\chi^e \otimes \chi^A = \begin{pmatrix} a_1^e a_1^A \\ a_1^e a_2^A \\ a_2^e a_1^A \\ a_2^e a_2^A \end{pmatrix}, \quad (4.26)$$

а в качестве спиновых операторов в объединенном спиновом пространстве будем использовать операторы

$$\begin{aligned} \sigma_\mu^e &= \sigma_\mu \otimes \mathbf{1} \quad (\mu = x, y, z) \text{ для электрона,} \\ \sigma_\mu^A &= \mathbf{1} \otimes \sigma_\mu \quad \text{для атома.} \end{aligned} \quad (4.27)$$

Здесь σ_μ — спиновые матрицы Паули (2.2), а $\mathbf{1}$ — единичная матрица 2×2 .

В явном виде получим

$$\begin{aligned} \sigma_x^e &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y^e = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -i \\ i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \sigma_z^e &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \\ \sigma_x^A &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y^A = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (4.28)$$

$$\sigma_z^A = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Убедимся на нескольких примерах, что с помощью определенных выше величин мы можем правильно описывать спин системы «электрон плюс атом». Для состояния $e\uparrow A\downarrow$ (спин электрона $+\hbar/2$, а спин атома $-\hbar/2$ в z -направлении), которое задается величинами

$$a_1^e = 1, \quad a_2^e = 0, \quad a_1^A = 0, \quad a_2^A = 1,$$

получаем из определения (4.26) следующую спиновую функцию:

$$\chi_{\uparrow}^e \otimes \chi_{\downarrow}^A = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix},$$

а воспользовавшись выражениями (4.28), можно сразу установить, что эта функция есть собственная функция оператора σ_z^e с собственным значением $+1$ и оператора σ_z^A с собственным значением -1 . Это как раз то, чего мы ожидаем для состояния $e\uparrow A\downarrow$. Аналогично можно показать, что состояния $e\uparrow A\uparrow$, $e\downarrow A\uparrow$, $e\downarrow A\downarrow$ имеют спиновые функции

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix},$$

соответственно, которые являются собственными функциями как оператора σ_z^e , так и оператора σ_z^A с собственными значениями, соответствующими символам-стрелкам.

В более общем случае путем прямого перемножения матриц можно в полной аналогии с тем, что было сказано в разд. 2.2, установить, что спиновая функция (4.26), где

$$\begin{aligned} a_1^e &= \cos \frac{\vartheta^e}{2}, & a_2^e &= \sin \frac{\vartheta^e}{2} \exp(i\varphi^e), \\ a_1^A &= \cos \frac{\vartheta^A}{2}, & a_2^A &= \sin \frac{\vartheta^A}{2} \exp(i\varphi^A), \end{aligned} \quad (4.29)$$

является одновременно собственной функцией операторов $\sigma^e \cdot \hat{e}^e$ и $\sigma^A \cdot \hat{e}^A$ с собственным значением $+1$, если \hat{e}^e и \hat{e}^A — еди-

нические векторы направлений ϑ^e , φ^e и ϑ^A , φ^A соответственно. Другими словами, эта функция описывает спин электрона, ориентированный в направлении ϑ^e , φ^e , и спин атома, ориентированный в направлении ϑ^A , φ^A . Если, например, спин электрона направлен вдоль оси x , а спин атома — вдоль оси y ($\theta^e = \vartheta^A = \pi/2$, $\varphi^2 = 0$, $\varphi^A = \pi/2$), то спиновая функция есть

$$\begin{pmatrix} 1/2 \\ i/2 \\ 1/2 \\ i/2 \end{pmatrix}.$$

Прежде чем говорить о поляризации смешанных состояний, рассмотрим матрицу плотности для тривиального случая, когда электроны и атомы полностью поляризованы (чистое состояние). Вспоминая соотношения (4.26) и (2.17), получаем

$$\begin{aligned} \rho &= \begin{pmatrix} a_1^e a_1^A \\ a_2^e a_2^A \\ a_2^e a_1^A \\ a_2^e a_2^A \end{pmatrix} (a_1^{e*} a_1^{A*} \quad a_1^{e*} a_2^{A*} \quad a_2^{e*} a_1^{A*} \quad a_2^{e*} a_2^{A*}) = \\ &= \begin{pmatrix} |a_1^e|^2 |a_1^A|^2 & |a_1^e|^2 a_1^A a_2^{A*} & a_1^e a_2^{e*} |a_1^A|^2 & a_1^e a_2^{e*} a_1^A a_2^{A*} \\ |a_1^e|^2 a_2^A a_1^{A*} & |a_1^e|^2 |a_2^A|^2 & a_1^e a_2^{e*} a_2^A a_1^{A*} & a_1^e a_2^{e*} |a_2^A|^2 \\ a_2^e a_1^{e*} |a_1^A|^2 & a_2^e a_1^{e*} a_1^A a_2^{A*} & |a_2^e|^2 |a_1^A|^2 & |a_2^e|^2 a_1^A a_2^{A*} \\ a_2^e a_1^{e*} a_2^A a_1^{A*} & a_2^e a_1^{e*} |a_2^A|^2 & |a_2^e|^2 a_2^A a_1^{A*} & |a_2^e|^2 |a_2^A|^2 \end{pmatrix} = \rho^e \otimes \rho^A. \quad (4.30) \end{aligned}$$

Сохраняя общее определение $\mathbf{P} = \langle \sigma \rangle$, данное в гл. 2, имеем

$$\mathbf{P}_e = \text{tr} \{ \rho \sigma^e \}, \quad \mathbf{P}_A = \text{tr} \{ \rho \sigma^A \}, \quad (4.31)$$

если спиновые функции, из которых образована матрица ρ , нормированы.

Проверим эти соотношения на двух примерах. Из соотношений (4.28, 30) находим

$$\begin{aligned} \text{tr} \{ \rho \sigma_z^e \} &= |a_1^e|^2 |a_1^A|^2 + |a_1^e|^2 |a_2^A|^2 - |a_2^e|^2 |a_1^A|^2 - |a_2^e|^2 |a_2^A|^2 = \\ &= |a_1^e|^2 - |a_2^e|^2, \end{aligned}$$

так как $|a_1^A|^2 + |a_2^A|^2 = 1$. Из соотношения (2.14) мы знаем, что $|a_1^e|^2 - |a_2^e|^2 = P_{ez}$, так что $P_{ez} = \text{tr} \{ \rho \sigma_z^e \}$ в согласии с определением (4.31).

В качестве второго примера вычислим

$$\text{tr}\{\rho\sigma_x^A\} = |a_1^e|^2(a_1^A a_2^{A*} + a_2^A a_1^{A*}) + |a_2^e|^2(a_1^A a_2^{A*} + a_2^A a_1^{A*}).$$

Так как $|a_1^e|^2 + |a_2^e|^2 = 1$, получаем $\text{tr}\{\rho\sigma_x^A\} = a_1^A a_2^{A*} + a_2^A a_1^{A*} = P_{Ax}$, где мы использовали соотношение (2.14).

Выразив элементы матрицы плотности (4.30) через поляризации, мы вместо выражения (2.19) для бесспиновых мишеней найдем следующее выражение для матрицы плотности состояния, в котором и мишень, и налетающий электрон полностью поляризованы:

$$\rho = \frac{1}{4} \left(1 + \mathbf{P}_e \cdot \boldsymbol{\sigma}^e + \mathbf{P}_A \cdot \boldsymbol{\sigma}^A + \sum_{\mu, \nu} P_{e\mu} P_{A\nu} \sigma_\mu^e \sigma_\nu^A \right), \quad \mu, \nu = x, y, z. \quad (4.32a)$$

Это — прямое произведение матриц плотности (2.19) для двух частиц со спином 1/2. Проверка выражения (4.32a) проводится в задаче 4.2.

Наше предположение о полной поляризованности мишени и налетающих электронов означает, что мы рассматриваем поляризации атома и электронов как независимые друг от друга, что согласуется с используемыми спиновыми функциями. Если описывать систему с помощью спиновых функций типа тех, которые заданы равенствами (4.15б или 16), которые включают корреляции двух электронов, то множитель $P_{e\mu} P_{A\nu} = \langle \sigma_\mu^e \rangle \langle \sigma_\nu^A \rangle$ должен быть заменен [4.3, 4.4] величиной

$$Q_{\mu\nu} = \langle \sigma_\mu^e \sigma_\nu^A \rangle. \quad (4.32б)$$

Если нет корреляций между электронами, то выражение (4.32a), очевидно, справедливо и для состояний, являющихся смесью состояний $\chi^{(n)e} \otimes \chi^{(m)A}$, в каждом из которых налетающий и атомный электрон полностью поляризованы. Такая ситуация возникает при описании двух не взаимодействующих пучков частично поляризованных электронов и атомов. Если $\omega^{(n)}$ и $\omega^{(m)}$ — нормированные статистические веса состояний $\chi^{(n)}$ и $\chi^{(m)}$ соответственно, то матрица плотности смешанного состояния равна сумме матриц плотности чистых состояний $\rho^{(nm)}$:

$$\begin{aligned} \rho &= \sum_{n, m} \omega^{(n)} \omega^{(m)} \rho^{(nm)} = \\ &= \frac{1}{4} \sum_{n, m} \omega^{(n)} \omega^{(m)} \left(1 + \mathbf{P}_e^{(n)} \cdot \boldsymbol{\sigma}^e + \mathbf{P}_A^{(m)} \cdot \boldsymbol{\sigma}^A + \sum_{\mu, \nu} P_{e\mu}^{(n)} P_{A\nu}^{(m)} \sigma_\mu^e \sigma_\nu^A \right) = \\ &= \frac{1}{4} \left(1 + \sum_n \omega^{(n)} \mathbf{P}_e^{(n)} \cdot \boldsymbol{\sigma}^e + \sum_m \omega^{(m)} \mathbf{P}_A^{(m)} \cdot \boldsymbol{\sigma}^A + \right. \\ &\quad \left. + \sum_{\mu, \nu} \sum_n \omega^{(n)} P_{e\mu}^{(n)} \sum_m \omega^{(m)} P_{A\nu}^{(m)} \sigma_\mu^e \sigma_\nu^A \right), \end{aligned}$$

где использовано условие

$$\sum_n w^{(n)} = \sum_m w^{(m)} = 1.$$

Вспоминая соотношение (2.16), мы видим, что это выражение совпадает с выражением (4.32а).

Если имеется корреляция между электронами, то с помощью выражения (4.32б) можно получить

$$\rho = \frac{1}{4} \left(1 + \mathbf{P}_e \cdot \boldsymbol{\sigma}^e + \mathbf{P}_A \cdot \boldsymbol{\sigma}^A + \sum_{\mu, \nu} Q_{\mu\nu} \sigma_{\mu}^e \sigma_{\nu}^A \right), \quad \begin{matrix} \mu \\ \nu \end{matrix} \} = x, y, z,$$

$$\text{где } Q_{\mu\nu} = \sum_{m, n} w^{(n)} w^{(m)} Q_{\mu\nu}^{(nm)}.$$

В данном разделе мы предполагали до сих пор, что спинорные функции нормированы. Если же начинать с ненормированных спинорных функций, то, прежде чем использовать выражения (4.31) и (4.32а), матрицу плотности нужно нормировать так, чтобы ее след равнялся единице, т. е. так же, как и в равенствах (2.21, 23), матрицу ρ нужно заменить величиной $\rho/\text{tr}\{\rho\}$.

Чтобы вычислить сечение рассеяния или поляризацию рассеянного пучка, необходимо знать спинорную матрицу рассеяния. Раньше мы говорили, что связь между базисными спинорными состояниями и их спинорными функциями такова:

$$e\uparrow A\uparrow \triangleq \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad e\uparrow A\downarrow \triangleq \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad e\downarrow A\uparrow \triangleq \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad e\downarrow A\downarrow \triangleq \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Переходы, которые могут происходить между различными спинорными состояниями, перечислены в формулах (4.8, 13). Процесс (4.9), например, ведет из начального состояния

$$\chi_i = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ к конечному состоянию } \chi_f = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix},$$

и соответствующая амплитуда перехода равна $-g$. Матрица

рассеяния должна содержать элемент $\begin{pmatrix} \cdot & \cdot & -g & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix}$, так

что матричный элемент перехода имеет вид

$$\langle \chi_f | S | \chi_i \rangle = (0 \ 1 \ 0 \ 0) \begin{pmatrix} \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & -g & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} =$$

$$= (0 \ 1 \ 0 \ 0) \begin{pmatrix} \cdot \\ -g \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix} = -g.$$

Рассуждая так же в случае других пяти процессов, мы получаем, что матрица рассеяния должна иметь вид

$$S = \begin{pmatrix} f - g & 0 & 0 & 0 \\ 0 & f & -g & 0 \\ 0 & -g & f & 0 \\ 0 & 0 & 0 & f - g \end{pmatrix}. \quad (4.33)$$

Она должна содержать шесть ненулевых элементов, которые описывают шесть возможных процессов (4.8—13).

Зная матрицу рассеяния, мы теперь в состоянии вычислить поляризации \mathbf{P}'_e и \mathbf{P}'_A электронов и атомов в конечном состоянии согласно определениям (4.31):

$$\mathbf{P}'_e = \frac{\text{tr} \{ \rho' \sigma^e \}}{\text{tr} \{ \rho' \}}, \quad \mathbf{P}'_A = \frac{\text{tr} \{ \rho' \sigma^A \}}{\text{tr} \{ \rho' \}}, \quad (4.34)$$

где ρ' — (ненормированная) матрица плотности конечного состояния, которая, как было показано в разд. 3.3, есть $\rho' = S \rho S^\dagger$. Матрица плотности начального состояния дается выражением (4.32a). Сечение рассеяния вычисляем по формуле

$$\sigma(\theta) = \text{tr} \{ \rho' \} / \text{tr} \{ \rho \},$$

которая тоже была выведена в разд. 3.3.

Задача 4.2. Проверьте правильность соотношения (4.32a) между матрицей плотности (4.30) и поляризациями налетающего и атомного электронов.

Решение. Перемножив спинные матрицы и векторы поляризации в равенстве (4.32a), получим матрицу плотности в явном виде:

$$\frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 + P_{ez} + P_{Az} + P_{ez}P_{Az} & (1 + P_{ez})(P_{Ax} - iP_{Ay}) \\ (1 + P_{ez})(P_{Ax} + iP_{Ay}) & 1 + P_{ez} - P_{Az} - P_{ez}P_{Az} \\ (P_{ex} + iP_{ey})(1 + P_{Az}) & (P_{ex} + iP_{ey})(P_{Ax} - iP_{Ay}) \\ (P_{ex} + iP_{ey})(P_{Ax} + iP_{Ay}) & (P_{ex} + iP_{ey})(1 - P_{Az}) \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} (P_{ex} - iP_{ey})(1 + P_{Az}) & (P_{ex} - iP_{ey})(P_{Ax} - iP_{Ay}) \\ (P_{ex} - iP_{ey})(P_{Ax} + iP_{Ay}) & (P_{ex} - iP_{ey})(1 - P_{Az}) \\ 1 - P_{ez} + P_{Az} - P_{ez}P_{Az} & (1 - P_{ez})(P_{Ax} - iP_{Ay}) \\ (1 - P_{ez})(P_{Ax} + iP_{Ay}) & 1 - P_{ez} - P_{Az} + P_{ez}P_{Az} \end{pmatrix}. \quad (4.35)$$

Соотношения (4.31) дают нам связь между компонентами векторов поляризации и элементами спиновых функций, которая позволяет легко показать, что выражения (4.32а) и (4.30) идентичны. Проверим это для произвольного элемента, скажем ρ_{34} . Исходя из соотношений (4.31), мы показали в предыдущем разделе, что $P_{ez} = |a_1^e|^2 - |a_2^e|^2$, $P_{Ax} = a_1^A a_2^{A*} + a_2^A a_1^{A*}$. Точно так же получается $P_{Ay} = i(a_1^A a_2^{A*} - a_2^A a_1^{A*})$. Отсюда, учитывая равенство $|a_1^e|^2 + |a_2^e|^2 = 1$, получаем

$$\rho_{34} = \frac{1}{4} (1 - P_{ez})(P_{Ax} - iP_{Ay}) = \frac{1}{4} \cdot 2 |a_2^e|^2 \cdot 2 a_1^A a_2^{A*},$$

что совпадает с выражением для элемента ρ_{34} в матрице (4.30).

4.3. Сечение и поляризация в упругом обменном рассеянии

Общие результаты, полученные в предыдущем разделе, применяются теперь к упругому обменному рассеянию в случае, когда поляризация электронов имеет произвольное направление по отношению к поляризации мишени. Измерения сечения и изменения поляризации электронов или поляризации мишени (включая поворот вектора поляризации по отношению к его первоначальной плоскости) составляют «полный» эксперимент для рассеяния, который дает максимум возможной информации об амплитудах рассеяния.

Теперь мы можем применить метод матрицы плотности для анализа общего случая упругого обменного рассеяния пучка электронов, поляризация которого имеет произвольное направление по отношению к вектору поляризации мишени \mathbf{P}_A . Выберем ось z так, чтобы выполнялись равенства $\mathbf{P}_A = P_{Az} \hat{\mathbf{e}}_z$, $P_{Ax} = P_{Ay} = 0$. Матрица плотности начального состояния имеет вид (см. задачу 4.2).

$$\rho = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} (1 + P_{ez})(1 + P_A) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & (1 + P_{ez})(1 - P_A) & 0 & 0 \\ (P_{ex} + iP_{ey})(1 + P_A) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & (P_{ex} + iP_{ey})(1 - P_A) & 0 & 0 \\ (P_{ex} - iP_{ey})(1 + P_A) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & (P_{ex} - iP_{ey})(1 - P_A) & 0 & 0 \\ (1 - P_{ez})(1 + P_A) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & (1 - P_{ez})(1 - P_A) & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Перемножив эту матрицу с матрицей рассеяния (4.33), найдем матрицу плотности конечного состояния $\rho' = \text{Sp} S^\dagger$, матричные элементы которой таковы:

$$\begin{aligned}
 \rho'_{11} &= \frac{1}{4} (1 + P_{ez}) (1 + P_A) |f - g|^2, \\
 \rho'_{12} &= -\frac{1}{4} (P_{ex} - iP_{ey}) (1 + P_A) (f - g) g^*, \\
 \rho'_{13} &= \frac{1}{4} (P_{ex} - iP_{ey}) (1 + P_A) (f - g) f^*, \\
 \rho'_{14} &= 0, \\
 \rho'_{21} &= -\frac{1}{4} (P_{ex} + iP_{ey}) (1 + P_A) g (f^* - g^*), \\
 \rho'_{22} &= \frac{1}{4} [(1 + P_{ez}) (1 - P_A) |f|^2 + (1 - P_{ez}) (1 + P_A) |g|^2], \\
 \rho'_{23} &= -\frac{1}{4} [(1 + P_{ez}) (1 - P_A) f g^* + (1 - P_{ez}) (1 + P_A) f^* g], \\
 \rho'_{24} &= \frac{1}{4} (P_{ex} - iP_{ey}) (1 - P_A) (f^* - g^*) f, \\
 \rho'_{31} &= \frac{1}{4} (P_{ex} + iP_{ey}) (1 + P_A) f (f^* - g^*), \\
 \rho'_{32} &= -\frac{1}{4} [(1 + P_{ez}) (1 - P_A) f^* g + (1 - P_{ez}) (1 + P_A) f g^*], \\
 \rho'_{33} &= \frac{1}{4} [(1 + P_{ez}) (1 - P_A) |g|^2 + (1 - P_{ez}) (1 + P_A) |f|^2], \\
 \rho'_{34} &= -\frac{1}{4} (P_{ex} - iP_{ey}) (1 - P_A) g (f^* - g^*), \\
 \rho'_{41} &= 0, \\
 \rho'_{42} &= \frac{1}{4} (P_{ex} + iP_{ey}) (1 - P_A) (f - g) f^*, \\
 \rho'_{43} &= -\frac{1}{4} (P_{ex} + iP_{ey}) (1 - P_A) (f - g) g^*, \\
 \rho'_{44} &= \frac{1}{4} (1 - P_{ez}) (1 - P_A) |f - g|^2.
 \end{aligned}$$

Зная матрицу плотности, получим сечение

$$\sigma(\theta) = \frac{\text{tr}\{\rho'\}}{\text{tr}\{\rho\}} = \frac{1}{2} [(1 + P_{ez}P_A) |f - g|^2 + (1 - P_{ez}P_A) (|f|^2 + |g|^2)]. \quad (4.36)$$

Вводя сечение $\sigma_0(\theta)$, согласно определению (4.14), для нулевой поляризации электронов или атомов, мы можем записать

выражение (4.36) в виде

$$\sigma(\theta) = \sigma_0 \left[1 + P_{ez} P_A \left(1 - \frac{|f|^2 + |g|^2}{\sigma_0} \right) \right]. \quad (4.37)$$

Это выражение показывает, что при произвольной ориентации спина вклад в спиновую зависимость сечения дает только компонента вектора поляризаций электронов, параллельная направлению поляризации атома. Относительная разность сечений рассеяния с антипараллельными ($P_{ez} P_A < 0$) и параллельными ($P_{ez} P_A > 0$) спинами равна

$$\frac{\sigma_{\uparrow\downarrow} - \sigma_{\uparrow\uparrow}}{\sigma_{\uparrow\downarrow} + \sigma_{\uparrow\uparrow}} = P_{ez} P_A A, \quad (4.38)$$

где A — асимметрия:

$$A = - \frac{|f - g|^2 - |f|^2 - |g|^2}{|f - g|^2 + |f|^2 + |g|^2} = \frac{fg^* + f^*g}{2\sigma_0}. \quad (4.39)$$

Поляризация рассеянных электронов определяется выражениями

$$P'_{ex} = \frac{\text{tr} \{ \rho' \sigma_x^e \}}{\text{tr} \{ \rho' \}} = \frac{1}{2\sigma(\theta)} [P_{ex} (2|f|^2 - fg^* - f^*g) - iP_{ey} P_A (fg^* - f^*g)],$$

$$P'_{ey} = \frac{\text{tr} \{ \rho' \sigma_y^e \}}{\text{tr} \{ \rho' \}} = \frac{1}{2\sigma(\theta)} [iP_{ex} P_A (fg^* - f^*g) + P_{ey} (2|f|^2 - fg^* - f^*g)],$$

$$(4.40)$$

$$P'_{ez} = \frac{\text{tr} \{ \rho' \sigma_z^e \}}{\text{tr} \{ \rho' \}} = \frac{1}{2\sigma(\theta)} [(P_{ez} + P_A)|f - g|^2 + (P_{ez} - P_A)(|f|^2 - |g|^2)].$$

Для удобства при обсуждении данного результата разложим вектор поляризации электронов \mathbf{P}_e на две компоненты: параллельную и перпендикулярную поляризации атома (рис. 4.2):

$$\mathbf{P}_e = \mathbf{P}_{ez} + \mathbf{P}_{ep}.$$

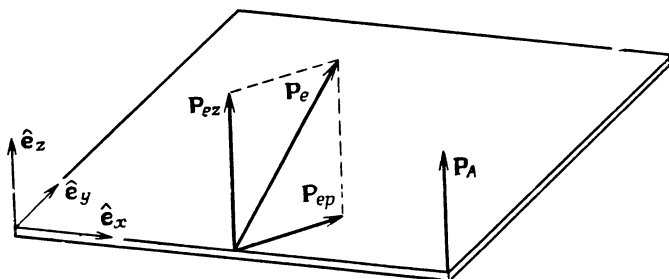
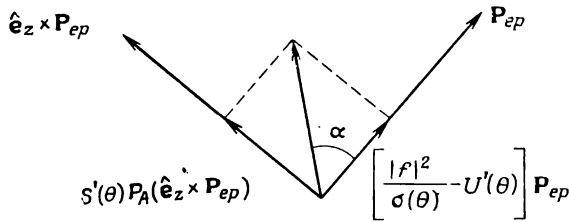


Рис. 4.2. Поляризация электрона \mathbf{P}_e с компонентами, параллельной и перпендикулярной поляризации атома \mathbf{P}_A .

Рис. 4.3. Угол поворота компоненты поляризации \mathbf{P}_{ep} .

Из соотношений

$$\mathbf{P}_{ep} = P_{ex} \hat{\mathbf{e}}_x + P_{ey} \hat{\mathbf{e}}_y, \quad \hat{\mathbf{e}}_z \times \hat{\mathbf{e}}_x = \hat{\mathbf{e}}_y \quad (\text{и т. д. циклически})$$

получаем

$$\hat{\mathbf{e}}_z \times \mathbf{P}_{ep} = P_{ex} \hat{\mathbf{e}}_y - P_{ey} \hat{\mathbf{e}}_x,$$

так что выражения (4.40) дают

$$\begin{aligned} \mathbf{P}'_e = & \left[(P_{ez} + P_A) \frac{|f - g|^2}{2\sigma(\theta)} + (P_{ez} - P_A) T'(\theta) \right] \hat{\mathbf{e}}_z + \\ & + \left[\frac{|f|^2}{\sigma(\theta)} - U'(\theta) \right] \mathbf{P}_{ep} + S'(\theta) P_A (\hat{\mathbf{e}}_z \times \mathbf{P}_{ep}). \end{aligned} \quad (4.41)$$

Здесь для удобства сравнения с выражением (3.77) мы ввели обозначения

$$S'(\theta) = i \frac{fg^* - f^*g}{2\sigma(\theta)}, \quad T'(\theta) = \frac{|f|^2 - |g|^2}{2\sigma(\theta)}, \quad U'(\theta) = \frac{fg^* + f^*g}{2\sigma(\theta)}.$$

Точно так же, как и выражение (3.77) для моттовского рассеяния, формула (4.41) позволяет легко видеть, как процесс рассеяния влияет на поляризацию. Подчеркнем, однако, существенное различие обменного и моттовского рассеяний: физический смысл и причина возникновения амплитуды рассеяния \tilde{g} в обменном рассеянии совершенно другие. Кроме того, вектор $\hat{\mathbf{n}}$ в выражении (3.77), который определяется направлениями движения налетающего и рассеянного электронов, не играет роли в обменном рассеянии, его заменяет вектор $\hat{\mathbf{e}}_z$, определяемый поляризацией атома. Следовательно, в противоположность случаю моттовского рассеяния обращение направления движения налетающего электрона не влияет ни на изменение компонент вектора поляризации в первоначальной плоскости ($\hat{\mathbf{e}}_z, \mathbf{P}_{ep}$), ни на поворот вектора поляризации по отношению к этой плоскости. Последний описывается дополнительной компонентой $S'(\theta) P_A (\hat{\mathbf{e}}_z \times \mathbf{P}_{ep})$. Угол поворота α , как явствует из рис. 4.3 и выражения (4.41), дается соотношением

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{i(fg^* - f^*g)}{2|f|^2 - (fg^* + f^*g)}, \quad (4.42)$$

которое показывает, что такой поворот происходит только в том случае, если обменная амплитуда отлична от нуля. Угол поворота α равен нулю также в частном случае, когда величины $f = |f| \exp(i\gamma_1)$ и $g = |g| \exp(i\gamma_2)$ имеют одну и ту же фазу:

$$i(fg^* - f^*g) = -2|f||g|\sin(\gamma_1 - \gamma_2) = 0 \quad \text{при} \quad \gamma_1 = \gamma_2.$$

Чтобы лучше познакомиться с физикой обменного рассеяния, рассмотрим несколько простых случаев.

При $g = 0$ поляризация совершенно не изменяется: в этом случае $\sigma(\theta) = |f|^2$, так что равенство (4.41) дает $\mathbf{P}'_e = P_{ez}\hat{\mathbf{e}}_z + \mathbf{P}_p = \mathbf{P}_e$. Совершенно очевидно, что изменения поляризации и не должно быть, если нет обменного рассеяния, из-за которого электроны мишени оказываются в рассеянном пучке. Так как мы исключили из рассмотрения силы, явно зависящие от спинов, в отсутствие обменного рассеяния нет возможности воздействовать на поляризацию электронов, а потому поляризация рассеянных электронов должна совпадать с поляризацией налетающего пучка.

Если же $f = 0$, т. е. прямые процессы не дают вклада в рассеяние, то $\sigma = |g|^2$ и выражение (4.41) дает

$$\mathbf{P}'_e = \left[\frac{1}{2} (P_{ez} + P_A) - \frac{1}{2} (P_{ez} - P_A) \right] \hat{\mathbf{e}}_z = P_A \hat{\mathbf{e}}_z.$$

Такой результат вполне понятен, так как все рассеянные электроны были в мишени перед рассеянием. Поскольку нет никаких сил, в явной форме зависящих от спина, эти электроны сохраняют направление своих спинов в процессе обмена, так что поляризация атома передается рассеянному пучку.

В практически важном случае, когда $P_A = 0$, выражение (4.41) дает

$$\begin{aligned} \mathbf{P}'_e &= \frac{1}{2\sigma_0} [(|f - g|^2 + |f|^2 - |g|^2) \mathbf{P}_{ez} + (2|f|^2 - fg^* - f^*g) \mathbf{P}_{ep}] = \\ &= \frac{|f - g|^2 + |f|^2 - |g|^2}{|f - g|^2 + |f|^2 + |g|^2} \mathbf{P}_e. \end{aligned} \quad (4.43)$$

Это выражение показывает, что происходит частичная деполаризация электронного пучка из-за обменных процессов с неполяризованной мишенью. Поляризация электронов сохраняет свое направление (деполяризация одинакова для всех компонент), но уменьшается из-за примешивания электрона мишени.

Если же $\mathbf{P}_e = 0$, то выражение (4.41) дает

$$\mathbf{P}'_e = \frac{|f - g|^2 - |f|^2 + |g|^2}{|f - g|^2 + |f|^2 + |g|^2} \mathbf{P}_A. \quad (4.44)$$

Это равенство описывает передачу поляризации электронам, обусловленную обменным рассеянием.

Из формулы (4.41) видно также, что при $P_A \neq 0$ имеется один частный случай, когда только величина, но не направление вектора \mathbf{P}_e , изменяется при рассеянии. Это происходит, когда $\mathbf{P}_{ep} = 0$, т. е. когда вектор \mathbf{P}_e параллелен или антипараллелен вектору поляризации мишени. Тогда вектор \mathbf{P}'_e имеет только z -компоненту. Этот случай был использован в разд. 4.1 для введения основных понятий, связанных с обменным рассеянием. Формулы, выведенные ранее, получаются сразу как частные случаи выражения (4.41).

Чтобы получить полную информацию об амплитудах рассеяния, недостаточно измерить $|f|^2$, $|g|^2$ и $|f - g|^2 = |f|^2 + |g|^2 - f g^* - f^* g = |f|^2 + |g|^2 - 2|f||g|\cos(\gamma_1 - \gamma_2)$ в экспериментах, описанных в разд. 4.1, так как разность γ_1 и γ_2 , которая определена соотношениями $f = |f|\exp(i\gamma_1)$, $g = |g|\exp(i\gamma_2)$, не может быть получена только из значения $\cos(\gamma_1 - \gamma_2)$. В «полном» эксперименте по рассеянию, который позволит полностью определить амплитуды рассеяния, необходимо также исследовать поворот вектора поляризации. Такое дополнительное измерение дает, согласно выражению (4.42), величину $i(fg^* - f^*g) = -2|f||g|\sin(\gamma_1 - \gamma_2)$. Тогда, учитывая измерения, дающие $\cos(\gamma_1 - \gamma_2)$, можно однозначно определить разность фаз $\gamma_1 - \gamma_2$. Следовательно, эксперимент, в котором не измеряется поворот вектора поляризации, не может быть назван «полным», как это иногда делается в литературе [4.5]. Ситуация здесь совершенно такая же, как и в случае моттовского рассеяния, где, как мы видели, для полного определения амплитуд рассеяния необходимо измерять поворот вектора поляризации. Это и не удивительно, если учесть формальное сходство между выражениями (4.41 и 3.77), которые описывают поведение поляризации при рассеянии.

Прежде чем обсуждать изменение поляризации атома при обменном рассеянии, отметим, что амплитуды рассеяния могут быть полностью определены при исследовании только рассеянных электронов. Кроме набора измерений, который мы обсуждали выше, существует несколько других комбинаций измерений, которые составляют «полный» эксперимент по рассеянию.

Чтобы найти поляризацию рассеянных атомов, мы должны вычислить выражение

$$P'_{Ai} = \frac{\text{tr} \{ \rho' \sigma_i^A \}}{\text{tr} \{ \rho' \}} \quad (i = x, y, z).$$

Используя выражение (4.28) для сечения σ_i^A и проводя вычисления таким же образом, как и при вычислении поляризации

\mathbf{P}'_e , получаем

$$\begin{aligned} \mathbf{P}'_A = & \left[(P_{ez} + P_A) \frac{|f - g|^2}{2\sigma(\theta)} + (P_A - P_{ez}) T'(\theta) \right] \hat{\mathbf{e}}_z + \\ & + \left[\frac{|g|^2}{\sigma(\theta)} - U'(\theta) \right] \mathbf{P}_{ep} - S'(\theta) P_A (\hat{\mathbf{e}}_z \times \mathbf{P}_{ep}). \end{aligned} \quad (4.45)$$

Как легко видеть, это выражение следует из выражения (4.41) при перестановке амплитуд f и g . Эта формула показывает, что поляризация атомов отдачи имеет три компоненты вдоль направлений $\hat{\mathbf{e}}_z$, \mathbf{P}_{ep} и $\hat{\mathbf{e}}_z \times \mathbf{P}_{ep}$, хотя начальная поляризация мишени по предположению имела только компоненту вдоль оси z . Сравнение с выражением (4.41) показывает, что компоненты векторов \mathbf{P}'_A и \mathbf{P}'_e вдоль направления $\hat{\mathbf{e}}_z \times \mathbf{P}_{ep}$ противоположны друг другу. В частном случае $\mathbf{P}_{ep} = 0$ вектор поляризации атомов отдачи имеет только z -компоненту. В этом случае видно, что из формулы (4.45) следуют формулы для \mathbf{P}'_A , полученные ранее в разд. 4.1.

Мы не будем подробно объяснять выражение (4.45), как это было сделано в случае формулы (4.41) для рассеянных электронов, поскольку такое обсуждение совершенно аналогично в обоих случаях. Отметим только несколько частных случаев. В случае $g = 0$ получаем $\mathbf{P}'_A = \mathbf{P}_A$, т. е. поляризация мишени не изменяется, так как нет обменного рассеяния. В случае $f = 0$ получаем $\mathbf{P}'_A = \mathbf{P}_e$, т. е. происходит полная передача поляризации электронов рассеянными атомами, так как мы имеем дело только с обменным рассеянием. Если неполяризованные электроны рассеиваются на поляризованной мишени, то деполяризация атомов отдачи описывается тем же множителем, что и в формуле (4.43). Аналогично, передача поляризации от поляризованных электронов неполяризованным атомам определяется множителем, содержащимся в выражении (4.44).

«Полный» эксперимент по рассеянию, дающий максимум возможной информации об амплитудах рассеяния, может быть проведен с регистрацией одних только атомов отдачи. Выбирая подходящим образом начальные поляризации и измеряя компоненты вектора поляризации атомов отдачи, можно получить величины $|f|$, $|g|$ и $\gamma_1 - \gamma_2$, так же как и в случае, когда анализируются рассеянные электроны. Следовательно, при планировании «полного» эксперимента по рассеянию можно выбирать, что регистрировать: атомы отдачи или рассеянные электроны, или и то и другое. Поэтому мы можем обеспечить весьма желательную избыточность информации при определении величин f и g , позволяющую проверить достоверность этих трудных экспериментов.

4.4. Поляризационные эксперименты по упругому обменному рассеянию

Рассматривается вопрос об измерении величин, характеризующих обменное рассеяние. В ранних экспериментах исследовалось рассеяние неполяризованных электронов на поляризованных атомах и измерялась поляризация либо атомов отдачи, либо рассеянных электронов. Сравнительно недавно начато изучение рассеяния поляризованных электронов на поляризованных атомах.

В предыдущих разделах мы показали, что в случае атомов с одним внешним электроном существуют несколько возможных вариантов экспериментального определения величин, которые существенны в упругом обменном рассеянии. В первых выполненных исследованиях использовались пересекающиеся пучки поляризованных атомов и неполяризованных электронов [4.6—9], так как в то время не было возможности получать пучки поляризованных электронов достаточной интенсивности. Рассмотрим сначала эксперимент [4.7], в котором определялось изменение спина атомов в процессе рассеяния согласно формуле (4.25), которая представляет собой частный случай формулы (4.45).

На рис. 4.4 представлена схема этого эксперимента, в котором проводился анализ спинов атомов отдачи. Пучок атомов калия пропускается через магнит Штерна — Герлаха, который выделяет атомы с определенным направлением спина и определенной энергией. Перпендикулярно пучку поляризованных атомов направлен пучок медленных электронов. Энергия электронов — порядка 1 эВ, т. е. недостаточна для возбуждения

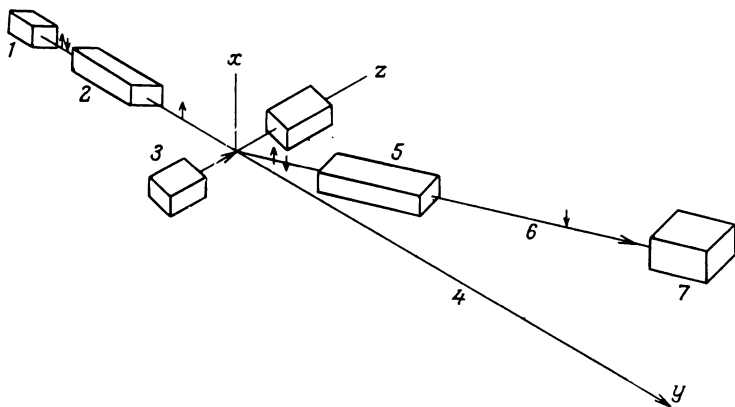


Рис. 4.4. Схема эксперимента по рассеянию с анализом спинов атомов отдачи [4.8]. 1 — источник атомного пучка; 2 — поляризатор и селектор скоростей; 3 — электронная пушка; 4 — атомный пучок; 5 — анализатор; 6 — пучок рассеянных атомов; 7 — детектор (масс-спектрометр).

атомов калия, так что происходят только упругие столкновения между электронами и атомами калия. Обе сталкивающиеся частицы изменяют направление движения при рассеянии, причем угол рассеяния тяжелого атома ($\leq 1^\circ$) гораздо меньше угла рассеяния электронов соответственно разнице в массах.

Из-за обменного взаимодействия некоторая доля атомов отдачи в процессе рассеяния меняет свое направление спина. Такие атомы выделяются спиновым анализатором, который настроен так, что пропускает только атомы с обращенным направлением спина. В этом спиновом фильтре имеется сильное неоднородное магнитное поле, на которое наложено сильное неоднородное электрическое поле. Электрическое поле подобрано так, чтобы сила, действующая на наведенный электрический дипольный момент атома, была равна силе, действующей со стороны магнитного поля на атомы с желаемым направлением спина, но противоположно направлена. Поэтому такие атомы проходят через анализатор без отклонения, тогда как атомы с противоположным направлением спина выводятся из пучка.

Поворачивая систему анализатор — детектор вокруг центра рассеяния, можно найти угловое распределение рассеянных атомов. По нему можно рассчитать угловое распределение рассеянных электронов, используя законы сохранения энергии и импульса.

Если спиновый фильтр выключить, то детектор регистрирует все атомы, попадающие в угловую апертуру детектора, а не только те, которые испытали переворот спина. В этом случае измерения дают полное дифференциальное сечение $\sigma_0(\theta)$. В описываемом эксперименте сначала измеряют отношение $|g(\theta)|^2/\sigma_0(\theta)$, задавая упомянутые два состояния фильтра. Затем, чтобы найти $|g(\theta)|^2$, по найденному угловому распределению вычисляют величину $Q = 2\pi \int \sigma_0(\theta) \sin \theta d\theta$ и подгоняют к данным измерения полного сечения Q в независимом эксперименте. Это дает абсолютные значения сечения $\sigma_0(\theta)$ и, следовательно, величины $|g(\theta)|^2$.

Конечно, в реальном эксперименте условия отличаются от идеальных условий, описанных здесь. Например, коэффициент пропускания и степень поляризации анализатора и поляризатора приходится определять путем дополнительных измерений. Чтобы устранить влияние ядерных спинов на поляризацию атомов, применено дополнительное сильное магнитное поле в зоне рассеяния (см. разд. 5.1). Благодаря этому взаимодействию между двумя спиновыми системами ослабляется, так что можно считать, что изменение атомной поляризации обусловлено только рассеянием. Регистрация атомных пучков с малой интенсивностью осуществляется методом синхронного детектирова-

ния. При таком методе электронный пучок модулируется с определенной частотой. С той же частотой оказывается модулированной и интенсивность рассеянных атомов, попадающих в детектор. Сигнал детектора поступает на фазочувствительный узкополосный усилитель, синхронизованный с генератором, который задает частоту модуляции пучка электронов. Такой усилитель усиливает только сигнал с частотой модуляции. Сигналы же с другими частотами (фон, помехи) подавляются.

Следующий эксперимент [4.9], который мы рассмотрим, отличается от предыдущего в основном тем, что вместо спинов атомов отдачи анализируются спины рассеянных электронов. Это дает величину $|f(\theta)|^2/\sigma_0(\theta)$ [формула (4.24)]. Электроны, рассеянные на поляризованных атомах калия, проходят через линзу-фильтр, которая удаляет неупругорассеянные электроны. Затем электроны ускоряются до 100 кэВ и их поляризация измеряется с помощью моттовского детектора точно так же, как в экспериментах, описанных в разд. 3.7.

В этом эксперименте невозможно устранить влияние взаимодействия электронных и ядерных спинов в области рассеяния посредством сильного магнитного поля. Оно слишком сильно влияло бы на траекторию электронов, угол рассеяния которых является одной из измеряемых величин. Поэтому поляризация атомов уменьшается из-за сверхтонкого взаимодействия до довольно низкого уровня ($< 20\%$). Поляризация электронов в свою очередь мала, так что приходится измерять очень малую асимметрию рассеяния. К тому же в эксперименте низка интенсивность, что характерно для экспериментов по двойному рассеянию.

Этими трудностями объясняются довольно большие интервалы ошибки, показанные вертикальными отрезками у экспериментальных точек на рис. 4.5. Измерения могут быть проведены только при сравнительно малых углах рассеяния, поскольку только там сечения достаточно велики, чтобы была достаточно высокой интенсивность. Несмотря на все указанные трудности, измерения показали, что расчеты, выполненные в приближении сильной связи [4.10], дают надежные результаты. Это наиболее убедительно выявилось в первом из описанных экспериментов, в котором величина $|g(\theta)|^2$ была определена в широком угловом интервале при нескольких энергиях с ошибкой, меньшей 30 % (рис. 4.6).

Довольно большие сечения $|g(\theta)|^2$ (более 10^{-16} см²/ср) в принципе позволяют использовать обменное рассеяние медленных электронов для создания источника поляризованных электронов. Мы рассмотрим этот вопрос и дадим необходимые ссылки в разд. 8.2.

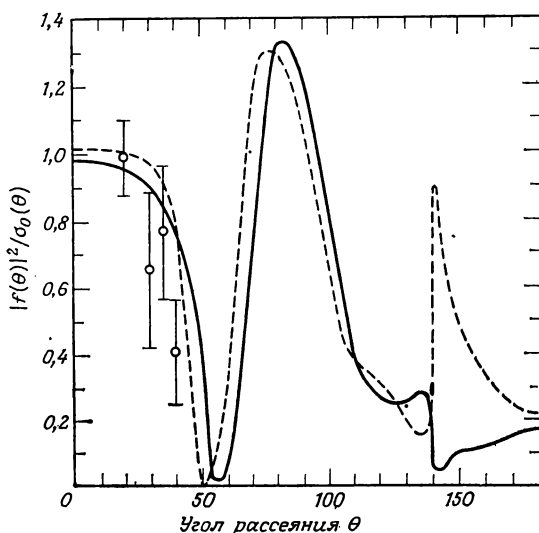


Рис. 4.5. Экспериментальные [4.9] и теоретические [4.10] значения величины $|f(\theta)|^2/\sigma_0(\theta)$ для калия. Отдельные точки — экспериментальные данные (3,3 эВ); сплошная линия — теория, 3 эВ; штриховая линия — теория, 4 эВ.

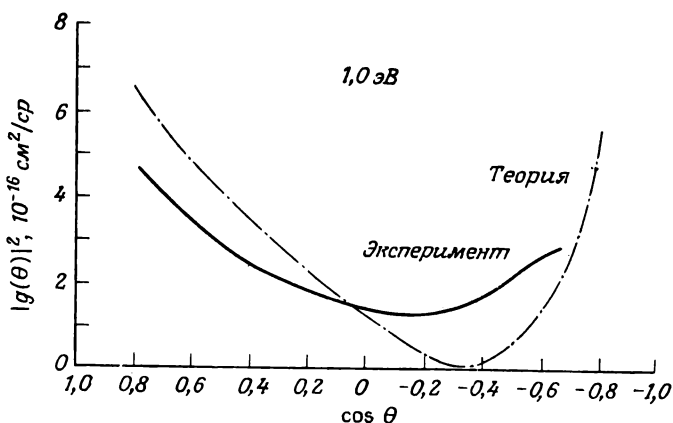


Рис. 4.6. Экспериментальные [4.8] и теоретические [4.10] значения величины $|g|^2$ для калия (при 1,0 эВ).

Эксперименты, рассмотренные выше, были выполнены в то время, когда не существовало эффективных источников поляризованных электронов. Сейчас ситуация изменилась, и появились сообщения о первых экспериментах по рассеянию поляризованных электронов на поляризованных атомах. Как видно

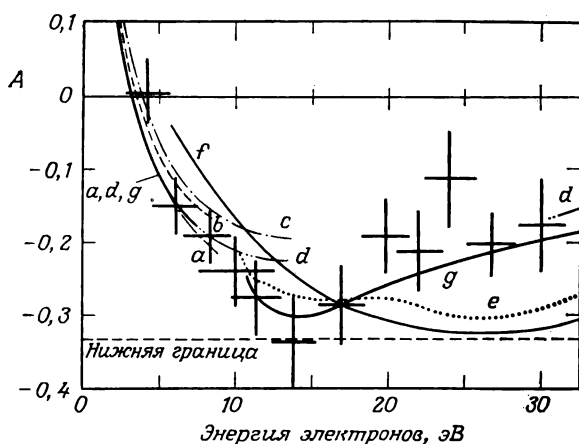


Рис. 4.7. Результаты измерения асимметрии при $\theta = 90^\circ$ для упругого рассеяния поляризованных электронов на поляризованных атомах водорода и различные теоретические кривые. Подробности см. в работе [4.11].

из формулы (4.38), такие эксперименты дают асимметрию рассеяния A , если поляризация налетающих электронов и мишени известна. С учетом соотношения (4.14) асимметрию, которая дается выражением (4.39), можно переписать в виде

$$A = \frac{\text{Re}\{f^*g\}}{\sigma_0} = \frac{|f+g|^2 - |f-g|^2}{|f+g|^2 + 3|f-g|^2}, \quad (4.46)$$

как это сделали авторы эксперимента, в котором поляризованные электроны рассеивались на поляризованных атомах водорода [4.11]. Из выражения (4.46) следует, что нижняя граница величины A равна $-1/3$ и достигается при $|f+g| = 0$, т. е. в случае чисто триплетного рассеяния, о котором говорилось в разд. 4.1.

Описание аппаратуры, используемой в экспериментах с поляризованными электронами и поляризованными атомами водорода, мы отложим до следующего раздела, поскольку она применялась также для широких исследований асимметрии в неупругом обменном рассеянии, о котором там пойдет речь. Основной результат эксперимента по упругому рассеянию — наблюдавшаяся асимметрия при угле рассеяния $\theta = 90^\circ$ ($\Delta\theta = 24^\circ$) — показан на рис. 4.7 вместе с некоторыми теоретическими кривыми. Заметим, что измеренное значение асимметрии при энергии, равной 13,8 эВ, согласуется со значением $A = -1/3$, которое соответствует чисто триплетному рассеянию.

Хотя упругое рассеяние электронов на водороде — это простейшая из задач электронно-атомных столкновений, согласие

между экспериментальными и теоретическими данными в большинстве случаев неудовлетворительно в области более высоких энергий, где расчеты становятся все более трудными. В сущности экспериментальные данные хорошо согласуются только с одним из теоретических предсказаний — основанным на приближении сильной связи. Это резко отличается от ситуации с теоретическими результатами для усредненных по спину сечений в этой области, для которых по большей части наблюдается согласие с данными, полученными в обычных экспериментах с неполяризованными электронами. Подобное согласие не гарантирует, что рассчитанные величины амплитуд рассеяния f и g правильны, как это демонстрируется обсуждаемым примером и многими другими подобными примерами в электронно-атомных столкновениях. Вот почему измерения поляризационных эффектов представляют собой более жесткий тест для теории, чем только измерения сечений, особенно если исследуется и угловая зависимость асимметрии [4.12].

Интерпретация всех отмеченных выше экспериментов была основана на предположении, что влияние спин-орбитальной связи пренебрежимо мало. Это, конечно, допустимо, коль скоро в качестве мишени используются легкие атомы, а ошибки эксперимента велики. Когда же удастся повысить точность эксперимента, то придется рассмотреть количественно вопрос о том, в какой мере на поляризационные эффекты влияет спин-орбитальное взаимодействие, особенно в экспериментах с более тяжелыми атомами и при достаточно больших углах рассеяния. Теоретическое исследование этого вопроса уже начато [4.13—15].

4.5. Неупругие обменные процессы с одноэлектронными атомами

Рассматриваются зависящие от спина процессы ударной ионизации и ударного возбуждения. Возможны такие же исследования, как и в случае упругого рассеяния. Дополнительную информацию о сечениях возбуждения различных подуровней может дать анализ поляризации испускаемого света. Электроны, возбуждающие уровни тонкой структуры, поляризуются в результате обменного рассеяния даже на неполяризованной мишени.

4.5.1. Спиновая зависимость ионизации электронным ударом

Рассмотрим теперь неупругое рассеяние и предположим сначала, что налетающий электрон передает атому энергию, достаточную для его ионизации. Результаты, полученные ранее в этой главе, применимы и в этом случае, если считать f и g

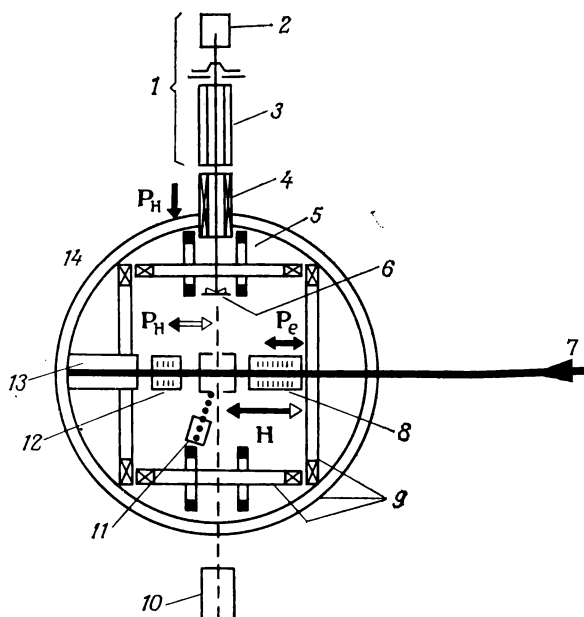


Рис. 4.8. Схема установки для экспериментального исследования рассеяния поляризованных электронов на поляризованных атомах водорода [4.16]. 1 — источник поляризованных атомов водорода; 2 — печь с термической диссоциацией молекул водорода; 3 — шестиполосный магнит; 4 — соленоид; 5 — катушки для поворота спинов атомов водорода; 6 — прерыватель пучка; 7 — пучок поляризованных электронов; 8 — система замедления (от 1 кэВ); 9 — катушки Гельмгольца; 10 — квадрупольный масс-анализатор; 11 — ионный детектор; 12 — система ускорения до 1 кэВ; 13 — цилиндр Фарадея; 14 — камера рассеяния.

амплитудами неупругого прямого и обменного рассеяний, приводящих к ионизации атома электронным ударом. Опубликован ряд экспериментальных исследований спиновой зависимости ионизации электронным ударом. Мы рассмотрим здесь эксперимент с поляризованными электронами и поляризованными атомами водорода, с которым уже встречались в предыдущем разделе.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 4.8. Пучок продольно поляризованных электронов ($P_e \approx 70\%$) пересекается под прямым углом с пучком поляризованных атомов водорода ($P_A \approx 50\%$), полученных путем термической диссоциации. Вектор поляризации атомов водорода ориентируется антипараллельно или параллельно вектору поляризации налетающих электронов посредством магнитного поля с индукцией 100 мГс в области взаимодействия. Методы получения

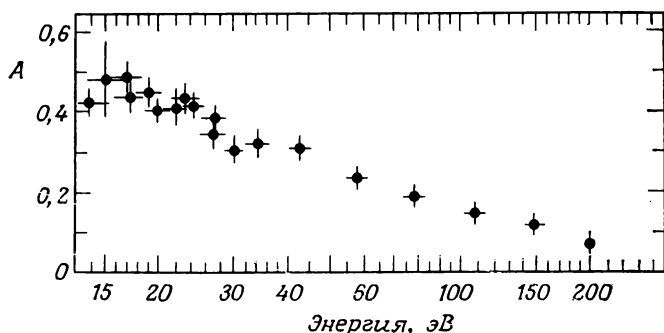


Рис. 4.9. Зависимость измеренной асимметрии A от энергии E налетающих электронов в случае ионизации поляризованных атомов водорода поляризованными электронами [4.16].

поляризованных электронов (эффект Фано) и поляризованных атомов (шестиполюсный магнит), примененные в эксперименте, будут рассмотрены в гл. 5. Путем измерения числа протонов, полученных в столкновениях $e-H$, определяются относительные сечения ионизации для случаев антипараллельных и параллельных спинов сталкивающихся пучков. При помощи масс-анализатора контролируется относительное количество атомного и молекулярного водорода, что позволяет вносить поправку на число ионов молекулярного водорода. Измерения проводятся в энергетическом интервале от 13,8 до 197 эВ. Техника таких экспериментов слишком сложна, чтобы ее здесь подробно обсуждать. Некоторые моменты (например, модуляция атомного пучка) кратко затрагивались в предыдущем разделе, а другие подробности можно найти в оригинальных работах [4.16].

Измерения дают асимметрию A , определяемую формулой (4.46), где f и g теперь — амплитуды неупругого рассеяния. Так как процессы ионизации регистрируются по выходу протонов без учета угла рассеяния и конечных энергий рассеянных электронов, все члены, входящие в выражение для асимметрии A , должны быть проинтегрированы по этим переменным.

Экспериментальные данные представлены на рис. 4.9. Они существенно расходятся с теоретическими предсказаниями в интервале между порогом и энергией 50 эВ, подтверждая тем самым, что задачу о рассеянии электронов на атомах водорода в настоящее время нельзя считать решенной, хотя это наиболее фундаментальная и наименее сложная из всех задач, относящихся к столкновениям электронов с атомными системами.

Подобные исследования ионизации поляризованных атомов при столкновении с поляризованными электронами стали весьма нередкими в настоящее время, после того как были хорошо

освоены методы получения поляризованных электронов и атомов. Среди исследованных элементов — калий, литий, натрий [4.17—20]. Применяемые при этом источники поляризованных электронов основаны на разных принципах (см. разд. 8.2): рассеяние, автоэлектронная эмиссия из EuS, фотоэмиссия из GaAs; поляризованные же атомы получают либо с помощью шестипольного магнита, либо методом оптической накачки циркулярно поляризованным светом (второй способ будет рассмотрен в следующей главе). Один из вопросов, вызывающих интерес к таким экспериментам, — проблема порогового поведения, т. е. соотношение $\sigma \sim E^m$ между сечением ионизации и конечной энергией E электронов. Эксперименты помогли внести ясность в споры о том, есть ли резкое различие в показателях степени m для триплетного и синглетного возбуждений и не требуется ли модификация даже самой степенной зависимости [4.20—22].

4.5.2. Эффекты, зависящие от спина, при возбуждении электронным ударом

В оставшейся части этого раздела и в двух последующих разделах главы мы увидим, что изучение поляризации — это мощное средство исследования деталей процесса возбуждения. Неупругое рассеяние электронов может сопровождаться возбуждением атомов с переходом их в дискретные состояния, которые различаются энергиями и угловыми моментами. Разделить переходы в состояния, различающиеся по моменту, но вырожденные энергетически, невозможно посредством энергетического анализа. Однако это может быть сделано с помощью методов, описываемых ниже.

Для описания неупругих процессов, приводящих к возбуждению вырожденных состояний с различными моментами, необходимо больше амплитуд рассеяния, чем в случаях, рассмотренных ранее; зато в этом случае больше и наблюдаемых величин. Прямой анализ спинов возбужденных атомов провести не просто, потому что их времена жизни обычно малы. Но можно наблюдать поляризацию атомов после того, как они вернутся в основное состояние [4.23, 24]. Прямой спиновый анализ возбужденных атомов был проведен для метастабильного состояния водорода, время жизни которого достаточно велико [4.25]. Дополнительную информацию о неупругом обменном рассеянии дает анализ поляризации света, испускаемого при распаде различных возбужденных состояний [4.26], и поляризации рассеянных электронов, как и в случае упругого рассеяния. Еще одна наблюдаемая величина — асимметрия рассеяния в экспериментах с поляризованными электронами. Так же как и в рассмотренном выше случае ионизации, метод рассеяния поляризованных

электронов на поляризованных атомах был недавно применен для измерения асимметрии рассеяния при возбуждении атомов электронным ударом [4.27].

Помня свою основную задачу, мы сосредоточим внимание на процессах, в которых используются поляризованные электроны. В этом подразделе мы остановимся на простейшем случае атомов с одним валентным электроном в s -состоянии и рассмотрим возбуждения из основного состояния в резонансные состояния, т. е. переходы $S \rightarrow P$. Как и в случае упругого обменного рассеяния, мы будем пренебрегать спин-орбитальным взаимодействием несвязанных электронов, которое является причиной поляризационных эффектов в моттовском рассеянии.

Состояние P может иметь три различные ориентации по отношению к некоторому выбранному направлению, которые определяются квантовым числом $m_l = 0, \pm 1$. Следовательно, для описания прямого рассеяния, приводящего к возбуждению одного из этих состояний, необходимы три амплитуды рассеяния f_0, f_1 и f_{-1} . Соответственно этому для описания обменного рассеяния необходимы также три амплитуды рассеяния g_0, g_1 и g_{-1} . Из соображений симметрии можно написать $|f_1|^2 = |f_{-1}|^2$ и $|g_1|^2 = |g_{-1}|^2$. Если бы это было не так, то два состояния $m_l = \pm 1$ заселялись бы по-разному даже при возбуждении в обычных столкновениях с неполяризованными сталкивающимися частицами. В результате возникал бы момент, направленный вдоль оси квантования, который вместе с проекцией на это направление импульса, передаваемого в процессе рассеяния, задавал бы правый или левый винт. При зеркальном отображении эксперимента характер винта изменялся бы, что, как объяснялось в разд. 3.4.4, приводило бы к несохранению четности.

Применяя к неупругому случаю результаты (4.8—13), получаем

Процесс	Амплитуды	Сечение
$\left. \begin{array}{l} e\downarrow + A\uparrow \rightarrow e\downarrow + A(2P)\uparrow \\ e\uparrow + A\downarrow \rightarrow e\uparrow + A(2P)\downarrow \end{array} \right\}$	f_0, f_1, f_{-1}	$\begin{aligned} & f_0 ^2 + f_1 ^2 + f_{-1} ^2 = \\ & = f_0 ^2 + 2 f_1 ^2, \end{aligned} \quad (4.47)$

$\left. \begin{array}{l} e\downarrow + A\uparrow \rightarrow e\uparrow + A(2P)\downarrow \\ e\uparrow + A\downarrow \rightarrow e\downarrow + A(2P)\uparrow \end{array} \right\}$	$-g_0, -g_1, -g_{-1}$	$ g_0 ^2 + 2 g_1 ^2, \quad (4.48)$
---	-----------------------	------------------------------------

$\left. \begin{array}{l} e\uparrow + A\uparrow \rightarrow e\uparrow + A(2P)\uparrow \\ e\downarrow + A\downarrow \rightarrow e\downarrow + A(2P)\downarrow \end{array} \right\}$	$f_0 - g_0, f_1 - g_1, f_{-1} - g_{-1}$	$ f_0 - g_0 ^2 + 2 f_1 - g_1 ^2, \quad (4.49)$
---	---	--

где символом $A(^2P)$ обозначен атом в возбужденном состоянии 2P . Кинематический множитель k'/k в выражениях для сечений опущен. Для дифференциального сечения рассеяния в случае, когда хотя бы один из сталкивающихся пучков неполяризован, получаем выражение, аналогичное выражению (4.14) для упругого рассеяния:

$$\sigma_0(^2P) = \frac{k'}{k} \left(\frac{1}{2} |f_0|^2 + |f_1|^2 + \frac{1}{2} |g_0|^2 + |g_1|^2 + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} |f_0 - g_0|^2 + |f_1 - g_1|^2 \right). \quad (4.50)$$

В дальнейшем при обсуждении испускания света и экспериментов по рассеянию электронов с высоким энергетическим разрешением нам потребуется учитывать тонкую структуру уровней P . Переходы в состояние $^2P_{1/2}$, которые происходят при различных начальных поляризациях, показаны на рис. 4.10. Возбужденные состояния можно характеризовать квантовыми числами m_s и m_l только в том случае, если время возбуждения мало по сравнению с временем спин-орбитальной релаксации и, следовательно, нет необходимости в процессе возбуждения рассматривать состояния со связанными спиновыми и орбитальными моментами. Это условие выполняется для легких атомов щелочных металлов, в которых время релаксации порядка 10^{-12} с, а время возбуждения порядка 10^{-15} с. В случае же процессов, которые требуют $\sim 10^{-12}$ с и более, мы должны учитывать, что из-за наличия спин-орбитальной связи квантовые числа m_s и m_l нельзя считать хорошими квантовыми числами. Из квантовых чисел возбужденных состояний, приведенных на рис. 4.10, только j и m_j являются интегралами движения.

Используя коэффициенты Клебша — Гордана $C(slm_s m_l, jm_j)$, таблицы которых приводятся в учебниках по квантовой механике, можно записать состояние с определенными значениями j и m_j как суперпозицию состояний¹⁾ $|m_s, m_l\rangle$, которые характеризуются определенными значениями m_s и m_l , где $m_s + m_l = m_j$. Например, волновая функция, соответствующая проекции $m_j = 1/2$ состояния $^2P_{1/2}$, дается выражением²⁾

$$\sqrt{\frac{1}{3}} \left| \frac{1}{2}, 0 \right\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} \left| -\frac{1}{2}, 1 \right\rangle. \quad (4.51)$$

т. е. она является суперпозицией волновых функций, соответствующих значениям $m_s = +1/2$, $m_l = 0$ и $m_s = -1/2$, $m_l = 1$. Коэффициенты Клебша — Гордана $\sqrt{1/3}$ и $-\sqrt{2/3}$ выбраны

¹⁾ Так как здесь мы рассматриваем состояния с фиксированным спином s и орбитальным моментом l , мы опускаем эти квантовые числа в векторах состояния.

²⁾ О выборе знаков коэффициентов Клебша — Гордана (см. [4.28, с. 123]).

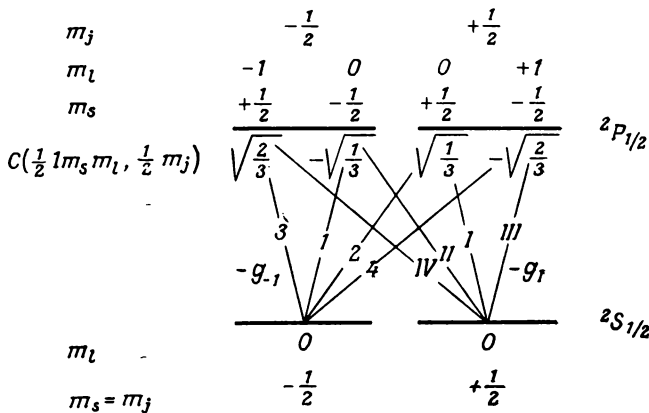


Рис. 4.10. Переходы в состояние $2P_{1/2}$ при столкновениях полностью поляризованных частиц. Обозначения а—г соответствуют следующим процессам:

- а) $e\uparrow + A\uparrow \rightarrow A(^2P_{1/2})$; б) $e\downarrow + A\downarrow \rightarrow A(^2P_{1/2})$;
 в) $e\downarrow + A\uparrow \rightarrow A(^2P_{1/2})$; г) $e\uparrow + A\downarrow \rightarrow A(^2P_{1/2})$.

Амплитуда для переходов 3 и III указаны для примера.

Переход		Сечение	Направление спина рассеянного электрона		Циркулярная поляризация света, испускаемого при переходах с $\Delta m_j = \pm 1$	
а)	б)		а)	б)	а)	б)
I	1	$(1/3) f_0 - g_0 ^2$	\uparrow	\downarrow	σ^+	σ^-
II	2	0				
III	3	0				
IV	4	$(2/3) f_1 - g_1 ^2$	\uparrow	\downarrow	σ^-	σ^+
в)	г)		в)	г)	в)	г)
I	1	$(1/3) f_0 ^2$	\downarrow	\uparrow	σ^+	σ^-
II	2	$(1/3) g_0 ^2$	\uparrow	\downarrow	σ^-	σ^+
III	3	$(2/3) g_1 ^2$	\uparrow	\downarrow	σ^+	σ^-
IV	4	$(2/3) f_1 ^2$	\downarrow	\uparrow	σ^-	σ^+

так, что функция (4.51) есть собственная функция не только оператора j_z , но и оператора j^2 , поскольку полный момент тоже является интегралом движения (см. также разд. 5.2.1 и задачу (5.1)).

Если использовать волновые функции в представлении полного момента, то соотношения (4.5)—(4.7) позволяют сделать

следующий вывод: чтобы найти вклад переходов в состояния с несвязанными моментами $|m_s, m_l\rangle$ в возбуждение состояния $|jm_j\rangle$ со связанными моментами, необходимо амплитуды этих переходов умножить на коэффициенты Клебша — Гордана, которые даны на рис. 4.10. Этим объясняется появление числовых множителей в выражениях для сечения на рис. 4.10, относящихся к основным процессам, которые указаны в подписи к рисунку, где символами $e\uparrow$ и $e\downarrow$ обозначены состояния $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ и $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$

соответственно. Последний столбец, в котором указывается поляризация испускаемого излучения, мы рассмотрим позже.

В такой же форме на рис. 4.11 показаны переходы на уровни $^2P_{3/2}$.

Обсудим теперь экспериментальные возможности определения введенных выше величин и рассмотрим в качестве примера случай возбуждения неполяризованных атомов поляризованными электронами $e\uparrow$ с поляризацией P_e . Предположим, что измеряется поляризация P'_e электронов после процесса возбуждения. Рассмотрим сначала случай, когда тонкое расщепление уровней не разрешается. Так как половина столкновений происходит с атомами $A\uparrow$, а вторая половина с атомами $A\downarrow$ (множитель $1/2$), мы получаем на основании формул (4.47, 49) для соответствующих процессов сечение, отвечающее появлению электрона $e\uparrow$:

$$\sigma_e^{\uparrow}(^2P) = \frac{k'}{k} P_e \left(\frac{1}{2} |f_0|^2 + |f_1|^2 + \frac{1}{2} |f_0 - g_0|^2 + |f_1 - g_1|^2 \right) + \frac{1}{2} (1 - P_e) \sigma_0(^2P), \quad (4.52)$$

где $\sigma_0(^2P)$ — величина, определяемая выражением (4.50). Здесь, как и при выводе соотношения (4.22), частично поляризованный первичный пучок разделен на полностью поляризованную и неполяризованную части. Аналогично, как следует из формулы (4.48), сечение, отвечающее появлению электрона $e\downarrow$, имеет вид

$$\sigma_e^{\downarrow}(^2P) = \frac{k'}{k} P_e \left(\frac{1}{2} |g_0|^2 + |g_1|^2 \right) + \frac{1}{2} (1 - P_e) \sigma_0(^2P). \quad (4.53)$$

Таким образом:

$$P'_e = \frac{\sigma_e^{\uparrow} - \sigma_e^{\downarrow}}{\sigma_e^{\uparrow} + \sigma_e^{\downarrow}} = P_e \frac{\sigma_0(^2P) - \frac{k'}{k} (|g_0|^2 + 2|g_1|^2)}{\sigma_0(^2P)}. \quad (4.54)$$

Отсюда, измерив $P'_e(\theta)$, мы можем найти величину

$$\frac{k'}{k} (|g_0(\theta)|^2 + 2|g_1(\theta)|^2) = \sigma_0(^2P) \left(1 - \frac{P'_e}{P_e} \right), \quad (4.55)$$

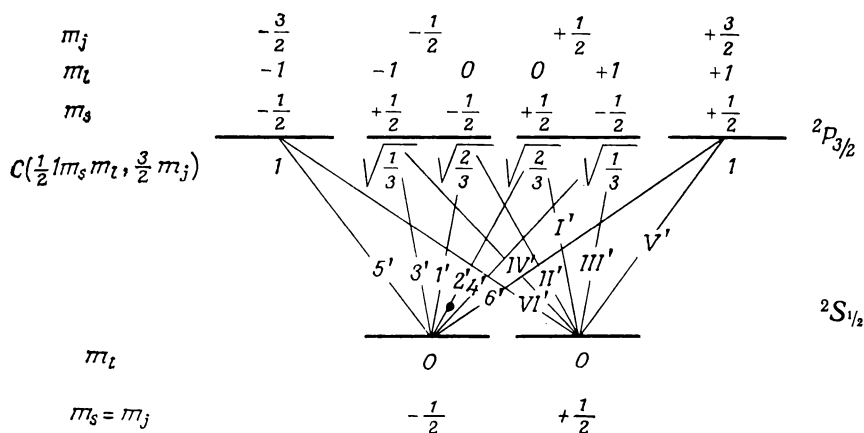


Рис. 4.11. Переходы в состояние $2P_{3/2}$ из $2S_{1/2}$ при столкновениях полностью поляризованных частиц. Обозначения а—г соответствуют следующим процессам:

- а) $e\uparrow + A\uparrow \rightarrow A(2P_{3/2})$; б) $e\downarrow + A\downarrow \rightarrow A(2P_{3/2})$;
 в) $e\downarrow + A\uparrow \rightarrow A(2P_{3/2})$; г) $e\uparrow + A\downarrow \rightarrow A(2P_{3/2})$.

Переход		Сечение	Направление спина рассеянного электрона		Циркулярная поляризация света, испускаемого при переходах с $\Delta m_j = \pm 1$	
а)	б)		а)	б)	а)	б)
I'	1'	$(2/3) f_0 - g_0 ^2$	\uparrow	\downarrow	σ^+	σ^-
II'	2'	0				
III'	3'	0				
IV'	4'	$(1/3) f_1 - g_1 ^2$	\uparrow	\downarrow	σ^-	σ^+
V'	5'	$ f_1 - g_1 ^2$	\uparrow	\downarrow	σ^+	σ^-
VI'	6'	0				
в)	г)		в)	г)	в)	г)
I'	1'	$(2/3) f_0 ^2$	\downarrow	\uparrow	σ^+	σ^-
II'	2'	$2/3 g_0 ^2$	\uparrow	\downarrow	σ^-	σ^+
III'	3'	$(1/3) g_1 ^2$	\uparrow	\downarrow	σ^+	σ^-
IV'	4'	$(1/3) f_1 ^2$	\downarrow	\uparrow	σ^-	σ^+
V'	5'	$ f_1 ^2$	\downarrow	\uparrow	σ^+	σ^-
VI'	6'	$ g_1 ^2$	\uparrow	\downarrow	σ^-	σ^+

если известны начальная поляризация P_e и дифференциальное сечение возбуждения $\sigma_0(2P)$.

Определив поляризацию электронов P'_e после неупругого рассеяния первоначально неполяризованных электронов на поляризованных атомах с поляризацией P_A , получим

$$\frac{k'}{k} (|f_0(\theta)|^2 + 2|f_1(\theta)|^2) = \sigma_0(2P) \left(1 - \frac{P'_e}{P_A}\right). \quad (4.56)$$

Это равенство выводится так же, как и равенство (4.55).

На основании результатов, полученных до сих пор, можно прийти к выводу, что обменное рассеяние неполяризованных электронов на неполяризованных мишенях не может привести к поляризации спина. Но, вообще говоря, это неверно! Если электроны, возбуждившие различные уровни тонкой структуры, отделены друг от друга, то они могут обладать значительной поляризацией, даже если предположить, как и всюду в данной главе, что спин-орбитальное взаимодействие в состоянии непрерывного спектра (являющееся причиной возникновения поляризации в моттовском рассеянии) отсутствует [4.29, 30]. Для прямого расчета поляризации необходимо только применить формализм, описанный выше. Рассмотрим случай, когда поляризованные электроны неупруго рассеиваются на неполяризованных атомах, возбуждая состояние $^2P_{1/2}$. Так как прямой поляризационный анализ возбужденных атомов труден, мы ограничимся рассмотрением поляризации электронов и поэтому рассмотрим задачу в спиновом пространстве 2×2 электрона, а не в объединенном спиновом пространстве электрона и мишени, что было бы более строго, но потребовало бы больше труда. Выберем направление налетающего пучка за ось квантования z , а плоскость $x - z$ за плоскость рассеяния.

Чтобы применить наш формализм, нужно знать матрицы рассеяния для процессов, показанных на рис. 4.10. Амплитуды рассеяния можно взять с этого рисунка, учитывая данные там же коэффициенты Клебша—Гордана. Для перехода $A \uparrow \rightarrow A(^2P_{1/2}, m_j = 1/2)$, как нетрудно видеть, матрица рассеяния записывается в форме

$$S = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} f_0 - g_0 & \sqrt{2} g_1 \\ 0 & f_0 \end{pmatrix}, \quad (4.57)$$

поскольку процесс может идти либо по пути I, либо по пути III и может приводить к состояниям $e \uparrow$ и $e \downarrow$ в случаях реакций a и b . При выводе выражения (4.57) мы учли (см. разд. 3.23), что расположение матричных элементов S -матрицы таково:

$$\begin{pmatrix} S_{\uparrow\uparrow} & S_{\uparrow\downarrow} \\ S_{\downarrow\uparrow} & S_{\downarrow\downarrow} \end{pmatrix}.$$

где $S_{\uparrow\downarrow}$ обозначает переворачивание спина рассеянного электрона, т. е. переход из состояния \downarrow в состояние \uparrow и т. д.

Чистое начальное состояние $\begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$ переводится матрицей рассеяния в чистое конечное состояние:

$$\begin{pmatrix} a'_1 \\ a'_2 \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} (f_0 - g_0)a_1 + \sqrt{2}g_1a_2 \\ f_0a_2 \end{pmatrix}.$$

Это отличается от ситуации в рассеянии без анализа тонкой структуры, где рассеянный пучок есть смесь электронов с различными направлениями спинов, потому что содержит электроны, спины которых не перевернулись. В рассматриваемом случае нельзя сказать, идет ли процесс по пути I или III, так как возбужденное состояние не имеет определенного спинового квантового числа m_s . Все атомы возбуждаются в одно и то же чистое состояние m_j . Следовательно, поскольку электроны и атомы были первоначально в чистом состоянии, рассеянные электроны оказываются тоже в чистом состоянии [4.2].

Матрицы рассеяния для остальных переходов

$$A\uparrow \rightarrow A \left({}^2P_{1/2}, m_j = -\frac{1}{2} \right), \quad A\downarrow \rightarrow A \left({}^2P_{1/2}, m_j = \frac{1}{2} \right),$$

$$A\downarrow \rightarrow A \left({}^2P_{1/2}, m_j = -\frac{1}{2} \right)$$

приводятся в задаче 4.3, где находится, что поляризация неупруго рассеянного пучка, возбуждившего состояние ${}^2P_{1/2}$, равна

$$\mathbf{P}^{(1/2)} = \frac{i\sqrt{2}}{3} \frac{(f_1g_0^* - f_1^*g_0) - (f_0g_1^* - f_0^*g_1)}{|f_1 - g_1|^2 + \frac{1}{3}|f_1 + g_1|^2 + \frac{1}{2}|f_0 - g_0|^2 + \frac{1}{6}|f_0 + g_0|^2} \hat{\mathbf{n}}, \quad (4.58)$$

если начальный пучок не поляризован ($\hat{\mathbf{n}}$ — единичный вектор нормали к плоскости рассеяния).

Аналогичный расчет для возбуждения состояния ${}^2P_{3/2}$ дает

$$\mathbf{P}^{(3/2)} = -\frac{1}{2} \mathbf{P}^{(1/2)}.$$

Вычисление этих величин в зависимости от угла рассеяния θ проведено для возбуждения состояний $6^2P_{1/2}$ и $6^2P_{3/2}$ цезия [4.31]. Отношение сечений рассеяния с возбуждением состояний ${}^2P_{3/2}$ и ${}^2P_{1/2}$ равно $\sigma_{3/2}/\sigma_{1/2} = 2$, в чем нетрудно убедиться, сложив сечения, приведенные на рис. 4.10 и 4.11. Следовательно, в сделанных нами приближениях поляризация первоначально неполяризованных электронов, которые возбуждают не-

разрешенное состояние 2P , равна нулю:

$$P = \frac{\sigma_{1/2} P^{(1/2)} + \sigma_{3/2} P^{(3/2)}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}} = 0$$

в соответствии с соотношением (4.54). Это показывает, что расщепление тонкой структуры, вызываемое спин-орбитальным взаимодействием атомных электронов, имеет очень важное значение для возникновения поляризации. Поляризация есть результат совместного действия обменного рассеяния и спин-орбитального взаимодействия в связанном состоянии: и то и другое требуется для возникновения спиновой ориентации рассеянных электронов.

Из приведенных результатов можно получить и другие поляризационные эффекты в неупругом рассеянии с возбуждением уровней тонкой структуры. Если взять в задаче 4.3 матрицу плотности ρ [формула (2.19)] для поляризованного пучка, то можно получить (таким же прямым расчетом, как это мы делали ранее для других процессов рассеяния) асимметрию рассеяния [4.30] и изменение вектора поляризации, вызванное процессом рассеяния. Рассмотренные наблюдаемые величины могут служить для вычисления различных амплитуд рассеяния по экспериментальным данным.

Поляризационные эффекты, обусловленные тонким расщеплением, наблюдаются не только в одноэлектронных атомах. Экспериментальные исследования проводились главным образом с атомами ртути, для которых расщепление уровней тонкой структуры достаточно велико и рассеянные электроны могут быть разделены с помощью спектрометров. На рис. 3.35 и 3.36 (разд. 3.9) ясно видны поляризационные эффекты, связанные с расщеплением уровней тонкой структуры, и их можно сравнить с эффектами, вызванными спин-орбитальным взаимодействием только в несвязанных электронных состояниях, которые проявляются при возбуждении состояния 6^1P_1 . Хотя последний механизм тоже эффективен, когда возбуждаются триплетные уровни, эффекты тонкой структуры очевидны, поскольку результаты, полученные для различных уровней тонкой структуры, различаются знаком. Поляризационные явления, которые вызываются только тонким расщеплением, взаимно уничтожаются, если тонкая структура не разрешена. При энергиях, выбранных в эксперименте, эффекты тонкой структуры являются, очевидно, важным поляризационным механизмом [4.32].

В сверхупругом рассеянии (т. е. в процессе, обратном во времени неупругому рассеянию) на атомах натрия, возбужденных с помощью лазера, тоже наблюдалось, что «тонкоструктур-

ная поляризация» рассеянных электронов дает противоположную поляризацию для тушения возбуждения уровней $3^2P_{1/2}$ и $3^2P_{3/2}$ [4.33].

Задача 4.3. Найдите поляризацию первоначально неполяризованного пучка электронов после возбуждения уровня $2P_{1/2}$ одноэлектронных атомов неполяризованной мишени. Спин-орбитальным взаимодействием для несвязанных электронов, т. е. механизмом, эффективным в моттовском рассеянии, пренебрегите.

Решение. Матрица рассеяния для перехода из основного состояния атома $A\uparrow$ в возбужденное состояние с $m_j = 1/2$ дана выражением (4.57). Точно так же, как и эта матрица, на основании данных рис. 4.10 могут быть записаны матрицы для трех переходов $A\uparrow \rightarrow A(^2P_{1/2}, m_j = -1/2)$, $A\downarrow \rightarrow A(^2P_{1/2}, m_j = 1/2)$, $A\downarrow \rightarrow A(^2P_{1/2}, m_j = -1/2)$:

$$\frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} \sqrt{2} (f_{-1} - g_{-1}) & g_0 \\ 0 & \sqrt{2} f_{-1} \end{pmatrix}, \quad \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} -\sqrt{2} f_1 & 0 \\ -g_0 & -\sqrt{2} (f_1 - g_1) \end{pmatrix},$$

$$\frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} -f_0 & 0 \\ -\sqrt{2} g_{-1} & -(f_0 - g_0) \end{pmatrix}.$$

Пользуясь соотношениями $f_{-1} = -f_1$ и $g_{-1} = -g_1$, которые следуют из закона сохранения четности [4.34], и соотношением $\rho' = 1/2 S S^\dagger \text{tr} \{\rho\}$, которое следует из соотношения (3.71) в отсутствие поляризации, можно найти матрицы плотности рассеянных электронов

$$\rho'_1 = \frac{1}{12} \begin{pmatrix} |f_0 - g_0|^2 + 2|g_1|^2 & \sqrt{2} f_0^* g_1 \\ \sqrt{2} f_0 g_1^* & |f_0|^2 \end{pmatrix},$$

$$\rho'_2 = \frac{1}{12} \begin{pmatrix} 2|f_1 - g_1|^2 + |g_0|^2 & -\sqrt{2} f_1^* g_0 \\ -\sqrt{2} f_1 g_0^* & 2|f_1|^2 \end{pmatrix},$$

$$\rho'_3 = \frac{1}{12} \begin{pmatrix} 2|f_1|^2 & \sqrt{2} f_1 g_0^* \\ \sqrt{2} f_1^* g_0 & 2|f_1 - g_1|^2 + |g_0|^2 \end{pmatrix},$$

$$\rho'_4 = \frac{1}{12} \begin{pmatrix} |f_0|^2 & -\sqrt{2} f_0 g_1^* \\ -\sqrt{2} f_0^* g_1 & |f_0 - g_0|^2 + 2|g_1|^2 \end{pmatrix}$$

для четырех соответствующих переходов. Добавочный множитель $1/2$ включен, как и ранее [формула (4.52)], с учетом того, что половина столкновений происходит с атомами $A\uparrow$, а другая половина — с атомами $A\downarrow$. Рассеянный пучок электронов есть некогерентная смесь четырех поляризованных пучков, соответствующих отдельным переходам, поскольку рассматриваемые атомные состояния есть некогерентная смесь состояний с определенным моментом. Какой из четырех путей реализуется, это может быть в принципе определено для каждого акта рассеяния. (Строгое рассмотрение когерентных и некогерентных переходов можно найти в работе [4.2].) Поэтому матрица плот-

ности рассеянного пучка дается выражением

$$\rho' = \sum_{n=1}^4 \rho'_n.$$

Расчет поляризации $\mathbf{P}' = \text{tr} \{\rho'\sigma\} / \text{tr} \{\rho'\}$ не вызывает затруднений и дает $P_x = P_z = 0$. Для компоненты P_y получается выражение (4.58), в котором величина $\text{tr} \{\rho'\}$, равная сумме сечений, представленных на рис. 4.10, записана в удобной форме. То, что имеется только одна компонента поляризации — нормальная к плоскости рассеяния — есть следствие закона сохранения четности, как было показано в разд. 3.4.4.

4.5.3. Испускание циркулярно поляризованного света вследствие возбуждения поляризованными электронами

Дополнительную информацию о сечениях возбуждения различных подуровней дает наблюдение циркулярно поляризованного света, который испускается атомами. Расщепление тонкой структуры необходимо учитывать, поскольку оно легко разрешается оптическими спектрометрами. Мы предположим, что сверхтонкое взаимодействие не сказывается в экспериментальных данных. Так как время жизни возбужденных состояний 10^{-8} с велико по сравнению с временем релаксации спин-орбитальной связи, анализ испускаемого излучения мы будем проводить в базисе состояний $|j, m_j\rangle$.

Если свет регистрируется независимо от угла рассеяния электронов в процессе возбуждения, то мы получаем информацию не о дифференциальных, а об интегральных сечениях

$$|F_0|^2 = 2\pi \frac{k'}{k} \int_0^\pi |f_0(\theta)|^2 \sin \theta d\theta \text{ и т. д.}, \quad (4.59a)$$

$$Q = 2\pi \int_0^\pi \sigma(\theta) \sin \theta d\theta. \quad (4.59b)$$

Испускаемый свет имеет линейно и циркулярно поляризованные компоненты. Отношение их интенсивностей I^π/I^σ для переходов из состояний с проекцией $m_j = \pm 1/2$ равно $1/2$ для перехода $^2P_{1/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$ и равно 2 для перехода $^2P_{3/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$. Это показывает вычисление соответствующих матричных элементов (см., например, [4.35, разд. 48]).

Сосредоточим наше внимание на переходе из состояния $^2P_{1/2}$. Если все возбужденные атомы возвращаются в основное состояние, испуская свет, то сечения испускания поляризованного излучения таковы:

$$I^\pi(^2P_{1/2}) = \frac{1}{3} Q(^2P_{1/2}), \quad (4.60)$$

$$I^\sigma(^2P_{1/2}) = I^{\sigma+}(^2P_{1/2}) + I^{\sigma-}(^2P_{1/2}) = \frac{2}{3} Q(^2P_{1/2}), \quad (4.61)$$

где $Q(^2P_{1/2})$ — полное сечение возбуждения состояния $^2P_{1/2}$. В последнем столбце таблицы на рис. 4.10 показан характер циркулярной поляризации испускаемого света, причем полагалось, что в переходах с $\Delta m_i = -1$ и $\Delta m_i = +1$ с уровней $m_j = +1/2$ и $m_j = -1/2$ испускается свет с циркулярной поляризацией σ^+ и σ^- вдоль оси квантования (оси z), которая снова определяется как направление налетающего пучка электронов. Мы будем рассматривать здесь циркулярно поляризованный свет, поскольку такой свет типичен для возбуждения поляризованными электронами [формула (4.64)]. Мы знаем, что в силу закона сохранения четности циркулярно поляризованный свет не может испускаться при рассеянии неполяризованных электронов в экспериментах, о которых здесь идет речь, так как отражение изменит характер поляризации (спиральность), не изменив начального состояния электронов (разд. 4.6).

В случае возбуждения неполяризованных атомов в столкновении с электронами, полностью поляризованными вдоль оси z , т. е. в случае перехода

$$e\uparrow + A\downarrow \rightarrow A(^2P_{1/2}),$$

который описывается процессами a и g рис. 4.10, мы видим, что

$$\begin{aligned} I^{\sigma^+} &= \frac{1}{9} |F_0 - G_0|^2 + \frac{1}{9} |G_0|^2 + \frac{2}{9} |F_1|^2, \\ I^{\sigma^-} &= \frac{2}{9} |F_1 - G_1|^2 + \frac{1}{9} |F_0|^2 + \frac{2}{9} |G_1|^2, \end{aligned} \quad (4.62)$$

где включены множитель $2/3$, взятый из соотношения (4.61), и множитель $1/2$, связанный с рассеянием на неполяризованной мишени. Отсюда в случае возбуждения частично поляризованным пучком электронов с поляризацией P_e получаем

$$\begin{aligned} I^{\sigma^+} &= \frac{1}{9} P_e (|F_0 - G_0|^2 + |G_0|^2 + 2|F_1|^2) + \frac{1}{2} (1 - P_e) \frac{2}{3} Q(^2P_{1/2}), \\ I^{\sigma^-} &= \frac{1}{9} P_e (2|F_1 - G_1|^2 + |F_0|^2 + 2|G_1|^2) + \frac{1}{2} (1 - P_e) \frac{2}{3} Q(^2P_{1/2}). \end{aligned} \quad (4.63)$$

Если доля испущенной интенсивности, наблюдаемая вдоль оси z , есть Δ^σ , то циркулярная поляризация света, испускаемого в переходе $^2P_{1/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$, такова:

$$\begin{aligned} P^\sigma &= \frac{\Delta^{\sigma^+} - \Delta^{\sigma^-}}{\Delta^{\sigma^+} + \Delta^{\sigma^-}} = \frac{I^{\sigma^+} - I^{\sigma^-}}{I^{\sigma^+} + I^{\sigma^-}} = \\ &= P_e \frac{\frac{1}{9} (|F_0 - G_0|^2 + |G_0|^2 + 2|F_1|^2 - 2|F_1 - G_1|^2 - |F_0|^2 - 2|G_1|^2)}{\frac{2}{3} Q(^2P_{1/2})}. \end{aligned} \quad (4.64)$$

Так как, согласно выражениям (4.61) и (4.62),

$$Q(^2P_{1/2}) = \frac{1}{6} |F_0 - G_0|^2 + \frac{1}{3} |F_1 - G_1|^2 + \frac{1}{6} |F_0|^2 + \frac{1}{3} |F_1|^2 + \frac{1}{6} |G_0|^2 + \frac{1}{3} |G_1|^2, \quad (4.65)$$

мы имеем

$$P^\sigma Q(^2P_{1/2}) = P_e \left[Q(^2P_{1/2}) - \frac{1}{3} |F_0|^2 - \frac{2}{3} |G_1|^2 - \frac{2}{3} |F_1 - G_1|^2 \right], \quad (4.66)$$

или

$$\frac{1}{3} |F_0|^2 + \frac{2}{3} |G_1|^2 + \frac{2}{3} |F_1 - G_1|^2 = Q(^2P_{1/2}) (1 - P^\sigma/P_e). \quad (4.67)$$

Если мы знаем поляризацию P_e налетающих электронов и сечение $Q(^2P_{1/2})$, которое находится путем измерения полной интенсивности излучения при переходе $^2P_{1/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$, то, измерив циркулярную поляризацию испускаемой линии, мы можем найти сумму трех неизвестных сечений. Следовательно, оказывается известной и сумма оставшихся слагаемых в сечении Q . Из соотношений (4.65) и (4.66) мы получаем

$$P^\sigma Q(^2P_{1/2}) = P_e \left[\frac{2}{3} |F_1|^2 + \frac{1}{3} |G_0|^2 + \frac{1}{3} |F_0 - G_0|^2 - Q(^2P_{1/2}) \right],$$

или

$$\frac{2}{3} |F_1|^2 + \frac{1}{3} |G_0|^2 + \frac{1}{3} |F_0 - G_0|^2 = Q(^2P_{1/2}) (1 + P^\sigma/P_e). \quad (4.68)$$

Дополнительные соотношения между сечениями могут быть получены аналогичным путем из рис. 4.11, если рассматривать циркулярную поляризацию света, испускаемого при переходе из состояния $^2P_{3/2}$ (задача 4.4).

Чтобы определить различные неизвестные сечения из эксперимента, необходимы другие независимые комбинации этих величин. Такие соотношения могут быть получены, если рассматривать возбуждение вблизи порога. Тогда рассеянный электрон покидает атом с исчезающе малой энергией и, следовательно, с нулевым орбитальным моментом. Так как ось квантования выбрана параллельно налетающему пучку электронов, мы можем утверждать, что налетающие электроны тоже имеют нулевой орбитальный момент вдоль оси квантования. Значит, электроны не приносят и не уносят момента, параллельного оси квантования, так что $\Delta m_l = 0$. Следовательно, при пороговой энергии $E_{\text{пор}}$ переходы из основного состояния щелочных атомов ($l = 0$, $m_l = 0$) могут происходить только в состоянии с $m_l = 0$. Иначе обстоит дело, если начальная энергия значительно выше пороговой энергии. В этом случае

рассеянные электроны вылетают с большой энергией и, следовательно, с большим орбитальным моментом. Если только электроны не рассеиваются на угол 0 или 180° , их орбитальный момент имеет компоненту вдоль направления оси квантования. Это означает, что при более высоких энергиях обычно происходит передача компоненты орбитального момента, параллельной оси квантования.

Соответственно этому при пороговой энергии все сечения для $m_l = \pm 1$ обращаются в нуль, а сечения для $m_l = 0$ стремятся к нулю при возрастании энергии. Например, из соотношений (4.67) и (4.68) можно получить

$$\begin{aligned} \frac{1}{3} |F_0|^2 &= \lim_{E \rightarrow E_{\text{пор}}} Q(^2P_{1/2}) (1 - P^\sigma/P_e), \\ \frac{2}{3} |F_1|^2 &= \lim_{E \rightarrow \infty} Q(^2P_{1/2}) (1 + P^\sigma/P_e) \end{aligned} \quad (4.69)$$

для переходов $^2P_{1/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$.

Дополнительные возможности определения сечений возникают при измерениях, в которых оба сталкивающихся партнера поляризованы. Такие эксперименты трудно проводить, но они имеют то преимущество, что в них число возможных переходов дополнительно уменьшено, так что различные слагаемые могут быть легко разделены. Более того, можно наблюдать рассеянные электроны, регистрируя их «на совпадение» с испущенным светом, о чем кратко будет сказано в разд. 4.6 и 4.7. Правда, поляризацию электронов в таких экспериментах по схеме совпадения невозможно определять при современной экспериментальной технике. Но в принципе все отдельные сечения можно определить [4.36], комбинируя различные возможные варианты, указанные на рис. 4.10 и 4.11.

Задача 4.4. Формула (4.67) дает комбинацию сечений, которую можно получить, измерив циркулярную поляризацию света, испускаемого при переходе $^2P_{1/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$, если неполяризованные атомы возбуждаются поляризованными электронами. Найдите соответствующее выражение для циркулярной поляризации света, испускаемого при переходе $^2P_{3/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$.

Решение. В этом процессе переходы из состояния $m_l = \pm 3/2$ дают только циркулярно поляризованный свет, тогда как при переходе из состояний $m_l = \pm 1/2$ в силу соотношения $I^\pi/I^\sigma = 2$ лишь одна треть испущенного света оказывается циркулярно поляризованной. Таким образом, в случае полностью поляризованных электронов e^\uparrow , учитывая процессы a и g рис. 4.11, получаем

$$\begin{aligned} I^{\sigma+} &= \frac{1}{9} |F_0 - G_0|^2 + \frac{1}{2} |F_1 - G_1|^2 + \frac{1}{9} |G_0|^2 + \frac{1}{18} |F_1|^2 + \frac{1}{2} |G_1|^2, \\ I^{\sigma-} &= \frac{1}{18} |F_1 - G_1|^2 + \frac{1}{9} |F_0|^2 + \frac{1}{18} |G_1|^2 + \frac{1}{2} |F_1|^2. \end{aligned}$$

Отсюда в случае частично поляризованных электронов получается следующее:

$$I^{\sigma+} = P_e \left(\frac{1}{9} |F_0 - G_0|^2 + \frac{1}{2} |F_1 - G_1|^2 + \frac{1}{9} |G_0|^2 + \frac{1}{18} |F_1|^2 + \frac{1}{2} |G_1|^2 \right) + \frac{1}{2} (1 - P_e) I^{\sigma},$$

$$I^{\sigma-} = P_e \left(\frac{1}{18} |F_1 - G_1|^2 + \frac{1}{9} |F_0|^2 + \frac{1}{18} |G_1|^2 + \frac{1}{2} |F_1|^2 \right) + \frac{1}{2} (1 - P_e) I^{\sigma},$$

где величина

$$I^{\sigma} = I^{\sigma+} + I^{\sigma-} = \frac{1}{9} |F_0 - G_0|^2 + \frac{5}{9} |F_1 - G_1|^2 + \frac{1}{9} |F_0|^2 + \frac{5}{9} |F_1|^2 + \frac{1}{9} |G_0|^2 + \frac{5}{9} |G_1|^2$$

не зависит от поляризации налетающих электронов. Это дает

$$P^{\sigma} = \frac{I^{\sigma+} - I^{\sigma-}}{I^{\sigma+} + I^{\sigma-}} = \frac{P_e}{9I^{\sigma}} (|F_0 - G_0|^2 + 4|F_1 - G_1|^2 + |G_0|^2 + 4|G_1|^2 - 4|F_1|^2 - |F_0|^2). \quad (4.70)$$

В противоположность тому, что можно было ожидать, исходя из соотношения (4.64), величины $I^{\sigma}({}^2P_{3/2})$ и $Q({}^2P_{3/2})$ не связаны фиксированным численным множителем. Дело в том, что доля возбуждений, которые приводят к состоянию $m_l = \pm 3/2$ (только σ -излучение) и к состоянию $m_l = \pm 1/2$ ($1/3$ σ -излучения), не определяется величиной $Q({}^2P_{3/2})$. Она зависит от величины отдельных слагаемых в $Q({}^2P_{3/2})$, которыми, следовательно, определяется доля циркулярно поляризованного света. Из соотношения (4.70) следует, что

$$P^{\sigma} I^{\sigma} = P_e \left(I^{\sigma} - \frac{1}{9} |F_1 - G_1|^2 - \frac{2}{9} |F_0|^2 - |F_1|^2 - \frac{1}{9} |G_1|^2 \right), \text{ т. е.}$$

$$\frac{1}{9} |F_1 - G_1|^2 + \frac{2}{9} |F_0|^2 + |F_1|^2 + \frac{1}{9} |G_1|^2 = I^{\sigma} \left(1 - \frac{P^{\sigma}}{P_e} \right).$$

Чтобы определить левую часть последнего равенства, нужно измерить величины P^{σ} , P_e и полное сечение испускания циркулярно поляризованного света при возбуждении состояния ${}^2P_{3/2}$.

Заметим, что для получения циркулярно поляризованного света не требуется разрешение уровней тонкой структуры. Действительно, добавив выражения для $I^{\sigma+}$ и $I^{\sigma-}$ к соответствующим выражениям (4.62) для возбуждения состояния ${}^2P_{1/2}$, мы найдем, что поляризация $P^{\sigma} = (I^{\sigma+} - I^{\sigma-}) / (I^{\sigma+} + I^{\sigma-})$, вообще говоря, отлична от нуля.

4.6. Общие законы для поляризации света, испускаемого после возбуждения поляризованными электронами

На основании соображений симметрии выводятся соотношения между поляризацией света и поляризацией электронов, вызывающих его испускание. Результаты зависят от того, регистрируются ли только фотоны или фотоны на совпадение с рассеянными электронами.

Теперь мы покажем, что результаты, полученные выше для поляризации света, испускаемого при ударном возбуждении поляризованными электронами, не ограничиваются частным случаем, который обсуждался в разд. 4.5.3. Мы покажем, опираясь на соображения симметрии, что имеются общие соотношения, тесно связывающие поляризацию света с поляризацией электронов, вызывающих его испускание.

Вспомним сначала известный из учебников оптики набор четырех независимых измерений, которые необходимо выполнить, чтобы полностью определить свойства светового пучка [4.37, 38]. Пусть направление на фотодетектор на рис. 4.12 задается вектором \hat{n} , причем \hat{n} , \hat{e}_1 и \hat{e}_2 — три ортогональных вектора. Пусть $I(\alpha)$ — интенсивность света, прошедшего через линейно поляризационный фильтр, ориентированный под углом α к направлению \hat{e}_1 . Для полного определения свойств светового пучка необходимо измерить «параметры Стокса»:

1) полную интенсивность пучка, наблюдаемого в направлении \hat{n} ;

2) степень линейной поляризации вдоль вектора \hat{e}_1 :

$$\eta_3 = \frac{I(0^\circ) - I(90^\circ)}{I}; \quad (4.71)$$

3) степень линейной поляризации вдоль оси, ориентированной под углом 45° к вектору \hat{e}_1 :

$$\eta_1 = \frac{I(45^\circ) - I(135^\circ)}{I}; \quad (4.72)$$

4) степень циркулярной поляризации

$$\eta_2 = \frac{I^{\sigma+} - I^{\sigma-}}{I}. \quad (4.73)$$

где $I^{\sigma+}$ и $I^{\sigma-}$ — интенсивность света, прошедшего через поляризационный фильтр для света с циркулярной поляризацией σ^+ и σ^- . В последующем мы будем всегда предполагать, что первичный пучок электронов распространяется вдоль направления оси z , и мы определим вектор \hat{e}_1 так, чтобы он лежал в плоскости, задаваемой вектором \hat{n} и осью z .

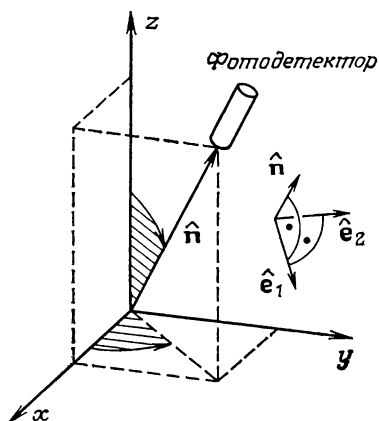


Рис. 4.12. Геометрическая схема измерения параметров светового пучка.

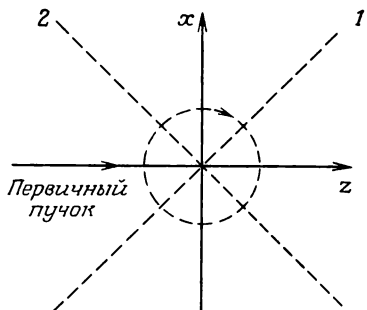


Рис. 4.13. Измерение поляризации света, возникающего при рассеянии пучка электронов, направленного вдоль оси z . Фотодетектор направлен по нормали к плоскости $x-z$.

Предположим сначала, что свет регистрируется в направлении оси y . Тогда, согласно нашему определению, вектор \mathbf{e}_1 по направлению совпадает с осью z . Легко показать, что $\eta_1 = 0$, если начальный пучок электронов не поляризован. Для измерения параметра η_1 поляризационный фильтр ориентируют сначала вдоль оси 1, а затем вдоль оси 2 (штриховые линии на рис. 4.13). Предположим, что $\eta_1 \neq 0$, поскольку испущенный свет линейно поляризован вдоль оси 1. Отражение в плоскости $y-z$ оставило бы начальное состояние неизменным, тогда как знак величины η_1 изменился бы, потому что поляризация вдоль оси 1 преобразовалась бы в поляризацию вдоль оси 2. Различия результатов, полученных в лабораторной и зеркально отраженной системах отсчета, означало бы несохранение четности, как было показано в разд. 3.4.4. Следовательно, $\eta_1 = 0$. По той же причине в случае неполяризованного начального пучка мы имеем $\eta_2 = 0$. Иначе отражение в плоскости $y-z$ изменило бы знак величины η_2 из-за изменения спиральности, тогда как начальное состояние осталось бы неизменным. В то же время закон сохранения четности допускает значения $\eta_3 \neq 0$. В данном случае мы имеем $\eta_3 = [I(z) - I(x)]/I$, где $I(z) = I(0^\circ)$ и $I(x) = I(90^\circ)$ — интенсивности света, измеренные при ориентации фильтра вдоль осей z и x соответственно. В отличие от $I(45^\circ)$ и $I(135^\circ)$ величины $I(0^\circ)$ и $I(90^\circ)$ не преобразуются друг в друга при отражении в плоскости $y-z$, так что величина η_3 остается неизменной. Следовательно, закон сохранения четности

совместим с неравенством $\eta_3 \neq 0$. Более того, такая поляризация света весьма обычна. Она вызывается различием сечений возбуждения разных подуровней m_l ; такая ситуация обобщается в конце разд. 4.5.3. Когда распадаются различные состояния m_l с различной заселенностью, мы получаем разную интенсивность для переходов с $\Delta m_l = 0$ и $\Delta m_l = \pm 1$, которые дают свет, поляризованный соответственно параллельно и перпендикулярно оси z .

Если начальный пучок электронов обладает поперечной поляризацией вдоль оси y , проведенные выше рассуждения оказываются уже неверными, так как начальное состояние тоже изменяется при отражении (ср. разд. 3.4.4). Поэтому свет, наблюдаемый в направлении оси y , будет, вообще говоря, поляризованным не только в направлениях (x, z) , что выражается неравенством $\eta_3 \neq 0$, но и вдоль осей $(1, 2)$ на рис. 4.13 ($\eta_1 \neq 0$), а кроме того, он будет циркулярно поляризованным ($\eta_2 = 0$).

По той же причине поляризация света не может быть исключена на основании закона сохранения четности, если электронный пучок продольно поляризован. Однако можно показать, что в силу аксиальной симметрии относительно оси z мы имеем $\eta_1 = \eta_2 = 0$ для дипольного излучения¹⁾. В силу ак-

Таблица 4.1. Связь между поляризацией света и поляризацией электронов. Параметры Стокса η_1 и η_3 характеризуют два независимых типа линейной поляризации света, а параметр η_2 — циркулярную поляризацию света. Пучок электронов падает вдоль оси z , направление поперечной поляризации электронов совпадает с направлением оси y .

Поляризация электронов	Ось, в направлении которой расположен фотодетектор	Поляризация света		
		η_1	η_2	η_3
0		0	0	$\neq 0$
Продольная	y	0 ^a	0 ^a	$\neq 0$
Поперечная		$\neq 0$	$\neq 0$	$\neq 0$
0		0	0	$\neq 0$
Продольная	x	0 ^a	0 ^a	$\neq 0$
Поперечная		0	0	$\neq 0$
0		0	0	0
Продольная	z	0	$\neq 0$	0
Поперечная		0	0	0

^a Предполагается, что излучение дипольное.

¹⁾ Так как речь здесь идет об оптических переходах, только дипольное излучение и нужно рассматривать. Те результаты, которые не могут быть перенесены на переходы более высоких мультипольностей (например, на тор-мозное излучение) из-за различия в их поляризационных характеристиках, указаны в табл. 4.1.

сиальной симметрии процесса возбуждения поле излучения тоже должно быть аксиально-симметричным, так что сигнал фотодетектора не может изменяться, если поворачивать последний вокруг оси z . Предположим, что $\eta_1 \neq 0$ в связи с тем, что дипольное излучение атома линейно поляризовано вдоль оси 1. Фотодетектор, помещенный в направлении y с поляризационным светофильтром вдоль оси 1, регистрирует некоторую интенсивность. Поворот фотодетектора на 180° до направления $-y$ поменяет оси светофильтра с 1 на 2, так что регистрируемая интенсивность уменьшится. Поскольку измеряемая интенсивность меняется при повороте фотодетектора вокруг оси z , испускание дипольного излучения с параметром $\eta_1 \neq 0$ ведет к нарушению аксиальной симметрии. Следовательно, параметр η_1 должен быть равен нулю. По той же причине не может существовать циркулярная поляризация света η_2 . Предположим, что $\eta_2 \neq 0$ вследствие того, что моментом, передаваемым фотону при атомном дипольном переходе, определяется направление вращения, указанное на рис. 4.13. Свет, регистрируемый фотодетектором в направлении y , не будет регистрироваться в направлении $-y$, поскольку направление вращения, выделяемое фильтром циркулярной поляризации, при повороте детектора на 180° меняется на противоположное. Изменение измеряемой интенсивности света, вызванное поворотом фотодетектора, противоречит аксиальной симметрии, так что параметр η_2 должен быть равен нулю. В то же время условие $\eta_3 \neq 0$ совместимо с аксиальной симметрией, так как ориентации светофильтров $\alpha = 0$ и 90° , которые совпадают с направлениями осей z и x , соответственно, не меняются при вращении вокруг оси z .

Результаты, полученные выше для случая наблюдения вдоль оси y , сведены в табл. 4.1 (первые три строки) вместе с другими результатами, о которых ниже будет сказано более кратко, так как схема рассуждения в основном такая же, как и выше. В случае неполяризованного или продольно поляризованного пучка электронов поляризация света, наблюдаемого в направлении x , та же, что и в направлении y , поскольку в силу аксиальной симметрии эти два направления эквивалентны. Следовательно, мы имеем $\eta_1 = \eta_2 = 0$, $\eta_3 \neq 0$. В случае первичного пучка с поперечной поляризацией P_y находим, рассматривая отражение в плоскости $x-z$, что $\eta_1 = \eta_2 = 0$ (рис. 4.14). Такое отражение не меняет первичного процесса возбуждения, так как аксиальным вектором поляризации задается некоторое направление вращения вокруг оси y . Соответственно этому отражение не может изменить результата эксперимента, а поэтому поляризация света вдоль оси 1 может быть исключена, так как она преобразовалась бы при отражении в поляризацию вдоль оси 2. Значит, $\eta_1 = 0$. Аналогично, наблюдаемый свет не может

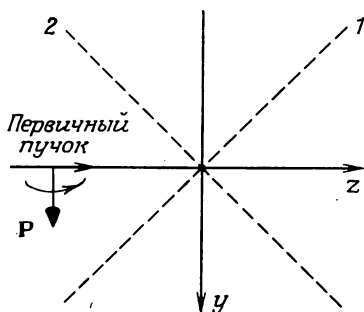


Рис. 4.14. Измерение поляризации света, возникающего при рассеянии пучка электронов, направленного вдоль оси z и поперечно поляризованного вдоль оси y . Фотодетектор направлен по оси x .

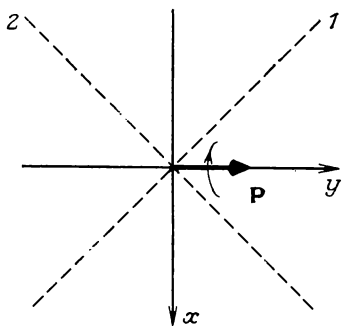


Рис. 4.15. То же, что и на рис. 4.14, но фотодетектор направлен по оси z .

характеризоваться некоторым направлением вращения вокруг оси x , так как при отражении оно менялось бы на обратное. Значит, $\eta_2 = 0$. В то же время $\eta_3 \neq 0$, так как отражение не приводит к обмену осей y и z ¹⁾.

Аналогичные рассуждения дают результаты, приведенные в табл. 4.1 для случая наблюдения в направлении z (рис. 4.15). Из аксиальной симметрии следует, что в случае неполяризованных и продольно поляризованных электронов мы имеем $\eta_1 = \eta_3 = 0$. Величина η_2 обращается в нуль в случае неполяризованных электронов в силу требований сохранения четности. Поскольку такие требования не относятся к случаю продольно поляризованных электронов (см. разд. 3.4.4), величина η_2 в этом случае может быть отлична от нуля, о чем подробно говорилось в разд. 4.5.3. В случае поперечно поляризованного пучка с поляризацией P_y (этот случай представлен на рис. 4.15) отражение в плоскости $x-z$ показывает, что $\eta_1 = \eta_2 = 0$. Равенство нулю параметра η_3 становится очевидным при отражении в плоскости $y-z$. Отражение не меняет величины η_3 , так как оно действует на поляризацию света вдоль оси x или y , но изменяет поляризацию налетающих электронов P_y на $-P_y$. В силу закона сохранения четности зеркальное изображение есть также процесс, который может существовать в природе. Следовательно, одно и то же значение величины η_3 наблюдается независимо от того, равна ли начальная поляризация P_y

¹⁾ При наблюдении в направлении оси x обозначения $I(0^\circ)$ и $I(90^\circ)$ согласно определению направлений, данному в начале этого раздела, относятся к ориентации фильтра вдоль осей z и y соответственно.

или $-P_y$. Это значит, что параметр η_3 не может иметь значения, отличного от того, которое получается в случае неполяризованного пучка, составленного из электронов с поляризациями P_y и $-P_y$, и которое, как мы видели раньше, равно нулю.

Результаты, полученные здесь, носят более общий характер, чем в разд. 4.5.3. Они показывают, что возбуждение поляризованными электронами дает дополнительно к линейной поляризации света η_3 , наблюдаемой также и в случае неполяризованного пучка, циркулярную поляризацию η_2 , если первичные электроны продольно поляризованы. Если же электроны поляризованы поперечно, то наряду с циркулярной поляризацией η_2 свет может иметь также линейную поляризацию η_1 , независимую от η_3 .

Путем подобных рассуждений, основанных на соображениях симметрии, мы можем установить, когда возможны различные типы поляризации света, но не можем оценить, сколь велика поляризация. Последнее определяется динамикой конкретного рассматриваемого процесса. Ранее в этой книге мы встречались с подобной ситуацией для поляризации электронов после рассеяния неполяризованного электронного пучка. Условия симметрии позволили существовать поляризации, перпендикулярной плоскости рассеяния, но только взаимодействием определялось, возникнет ли поляризация и сколь велика она будет. Соответственно этому было показано, что параметр η_1 может быть отличен от нуля только в том случае, если спин-орбитальное взаимодействие играет роль в процессе возбуждения [4.39]. При одинаковых условиях поляризация η_3 света, возбуждаемого поперечно поляризованными электронами, отличается от поляризации η_3 света, возбуждаемого неполяризованными электронами (чтобы выявить это различие, свет нужно наблюдать в направлении, отличном от направления осей x , y и z [4.40]). Важным следствием этого является то, что измерение поляризации света может служить методом исследования механизма взаимодействия (основанным на сравнении экспериментальных данных с результатами теоретических расчетов).

Эксперименты, в которых используется этот новый метод, были проведены лишь в последние годы. Примеры будут даны в следующем разделе. Метод дает гораздо больше информации, если поляризация света наблюдается в экспериментах по схеме совпадений с рассеянными электронами, которые возбудили излучение (рис. 4.16). Поскольку начальным пучком электронов и направлением на детектор рассеянных электронов задается теперь определенная плоскость рассеяния (которую мы примем за плоскость $x-z$), фотодетектор, поворачиваемый вокруг оси z , не будет больше находиться в условиях аксиальной симметрии. К тому же симметрия по отношению к отражениям

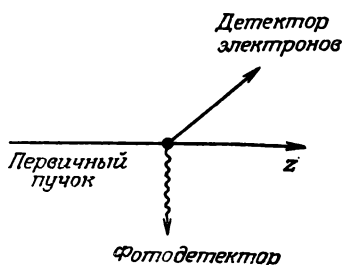


Рис. 4.16. Электрон-фотонные совпадения.

в плоскости $x - z$ теперь будет нарушаться не только продольной поляризацией P_z первичного электронного пучка, но и поперечной поляризацией P_z , лежащей в плоскости рассеяния (поскольку оси теперь определяются самим процессом рассеяния, мы более не можем предполагать, что поперечная поляризация всегда направлена вдоль оси y). Эта ситуация совершенно отлична от

той, которую мы анализировали в табл. 4.1, и многие рассуждения, приводившие к выводу, что определенные параметры Стокса равны нулю, в этой ситуации неверны. Таким образом, в экспериментах по схеме совпадений наблюдаемый свет обычно поляризован, как показано в табл. 4.2, что может легко проверить читатель путем рассуждений, основанных на соображениях симметрии, тех же, что и ранее. Если свет наблюдается не вдоль одной из трех осей x , y , z , а в произвольном направлении, то все параметры Стокса η_i в общем случае отличны от нуля и все они зависят от всех компонент поляризации электронов. Вследствие этого эксперименты по схеме совпадений

Таблица 4.2. Связь между поляризацией света и поляризацией электронов, в случае, когда фотон регистрируется по схеме совпадений с рассеянным электроном, который вызвал испускание фотона (см. рис. 4.16). Плоскостью рассеяния электрона является плоскость $x - z$.

Поляризация электронов	Ось, в направлении которой расположен фотодетектор	Поляризация света		
		η_1	η_2	η_3
0		$\neq 0$	$\neq 0$	$\neq 0$
$P_x \hat{e}_x + P_z \hat{e}_z$	y	$\neq 0$	$\neq 0$	$\neq 0$
$P_y \hat{e}_y$		$\neq 0^a$	$\neq 0^a$	$\neq 0^a$
0		0	0	$\neq 0$
$P_x \hat{e}_x + P_z \hat{e}_z$	x	$\neq 0^a$	$\neq 0^a$	$\neq 0$
$P_y \hat{e}_y$		0	0	$\neq 0^a$
0		0	0	0
$P_x \hat{e}_x + P_z \hat{e}_z$	z	0	$\neq 0^a$	0
$P_y \hat{e}_y$		0	0	0

^a В этих случаях параметр η отличается от того, который был получен с неполяризованными электронами. (При произвольном направлении фотодетектора все параметры η , полученные с поляризованными электронами, отличаются от тех, которые были получены с неполяризованными электронами.)

дают больше информации о динамике процесса возбуждения, чем эксперименты без совпадений. Адекватное и удобное описание экспериментов по схеме совпадений дает метод мульти-полей состояний, введенный Фано и Мачеком [4.41]. За более подробным обсуждением этого вопроса отсылаем читателя к оригинальной литературе [4.40].

4.7. Неупругие обменные процессы с двухэлектронными атомами

Хотя двухэлектронные атомы с насыщенными спинами не могут быть поляризованы, обменное взаимодействие можно изучать в экспериментах с поляризованными электронами. Обсуждаются эксперименты по деполяризации, которые дают энергетическую зависимость обменного возбуждения, и измерения поляризации света, характерной для возбуждения поляризованными электронами. Такие измерения позволяют выделять различные атомные взаимодействия (кулоновское, обменное, спин-орбитальное), эффективные в процессе возбуждения, поскольку определенные наблюдаемые величины чувствительны только к тому или другому виду взаимодействия.

Эксперименты с поляризованными атомами, подобные тем, которые обсуждались выше в данной главе, не могут быть проведены с атомами, которые имеют два внешних электрона и насыщенные спины (спиновое квантовое число $S = 0$). Такие атомы находятся в синглетном состоянии, которое не может быть поляризовано. Тем не менее эксперименты с поляризованными электронами дают ценную информацию об обменных процессах с такими атомами. В разд. 3.9 и 4.5.2 мы видели, как в случае атомов ртути обменное взаимодействие может влиять и на поляризацию после рассеяния первоначально неполяризованного пучка электронов и на асимметрию рассеяния поляризованного пучка. Теперь мы рассмотрим измерения других наблюдаемых величин: деполяризации электронного пучка при возбуждении и поляризации света, испускаемого после столкновений атомов с поляризованными электронами.

Рассмотрим возбуждение триплетного состояния ($S = 1$) двухэлектронного атома поляризованными электронами $e\uparrow$. Как и раньше, мы сначала исключим из рассмотрения силы, которые явно зависят от спина; тогда полный спин и его проекция на ось квантования не будут меняться в процессе столкновения. Это хорошее приближение в случае легких атомов типа гелия. При таких условиях возбуждение триплетного состояния из синглетного основного состояния может произойти только за счет обмена налетающего электрона с одним из атомных электронов, как показано на рис. 4.17. Из этого рисунка видно, что в таком процессе квантовые числа проекций спиновых моментов имеют следующие значения:

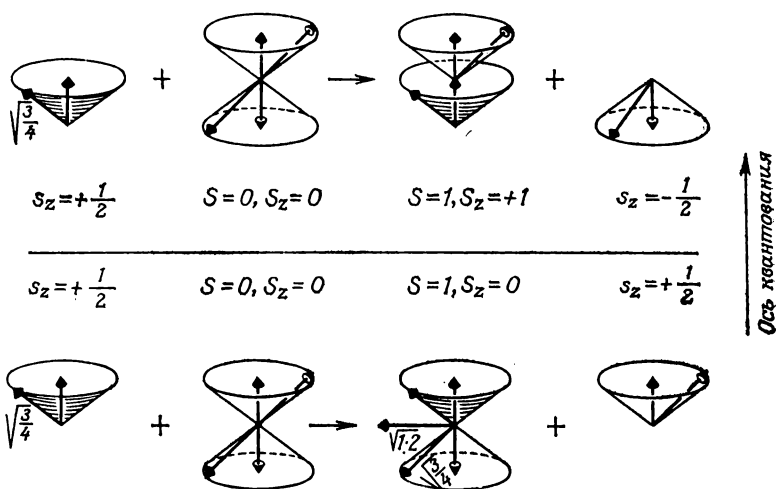


Рис. 4.17. Возбуждение триплетных состояний при обменном рассеянии.

	m_s (электрон)	M_s (атом)
До столкновения	$+\frac{1}{2}$	0
После столкновения	либо $+\frac{1}{2}$	0
	либо $-\frac{1}{2}$	1

Направление поляризации электронов выбрано за ось квантования. Мы видим, что в случае электронов $e\uparrow$ состояние $M_s = -1$ не может быть получено без нарушения закона сохранения спинового момента.

Рассмотрим теперь поляризацию рассеянных электронов. Сечение возбуждения состояния $M_s = 1$ в 2 раза больше сечения возбуждения состояния $M_s = 0$, что можно показать путем простых вычислений (см. задачу 4.5). Это наглядно представлено на рис. 4.18, где показан случай возбуждения неполяризованным пучком электронов. Электроны $e\uparrow$ этого пучка возбуждают уровни $M_s = +1, 0$, тогда как электроны $e\downarrow$ возбуждают уровни $M_s = -1, 0$. Поскольку уровень $M_s = 0$ может возбуждаться как электронами $e\uparrow$ неполяризованного пучка, так и электронами $e\downarrow$, заселенности уровней $M_s = 0$ и $M_s = \pm 1$ были бы неодинаковы, если бы сечение возбуждения уровней $M_s = +1$ и -1 не было в 2 раза больше сечения возбуждения уровня $M_s = 0$. При возбуждении же неполяризованным пучком нет никаких причин, которые могли бы привести к такому

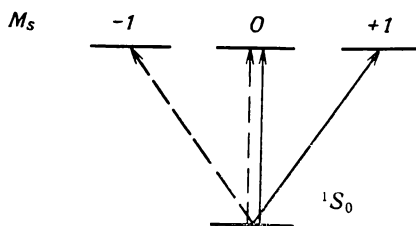


Рис. 4.18. Возбуждение подуровней $M_s = 0, \pm 1$ (которые могут быть частью подуровней M_j , как на рис. 4.10 и 4.11) неполяризованными электронами: сплошные линии — возбуждение электронами $e\uparrow$; штриховые линии — возбуждение электронами $e\downarrow$.

выстраиванию спинов. Из рис. 4.17 видно, что при возбуждении состояния $M_s = +1$ происходит переворот спина свободного электрона, а при возбуждении состояния $M_s = 0$ направление спинов налетающего и рассеянного электронов одинаково. Следовательно, при возбуждении полностью поляризованным пучком электронов $e\uparrow$ рассеянный пучок содержит две трети электронов $e\downarrow$ и одну треть $e\uparrow$; другими словами, поляризация рассеянного пучка равна $P' = -1/3$.

Поскольку этот вывод сделан на основании простых рассуждений, экспериментальная его проверка не представляла особого интереса, так как результат ее известен заранее. В случае гелия, например, для которого основное предположение (отсутствие сил, явно зависящих от спинов) хорошо обосновано, представляется совершенно очевидным, что измерение отношения поляризаций рассеянного пучка P' и налетающего пучка P должно дать $P'/P = -1/3$. При этом предполагается, конечно, что нет никаких других влияний на поляризацию, которые не учитывались здесь (например, влияния составных состояний). Поэтому первый поляризационный эксперимент такого рода был проведен с мишенью, которая не оставляла сомнений, что мы узнаем нечто новое.

Хорошо известно, что в атоме ртути силы, зависящие от спина (спин-орбитальные силы), не малы. В этом случае возбуждение триплетного состояния может произойти не только в результате процесса обмена электронами, но и в результате прямого процесса, в котором спин одного из атомных электронов переворачивается при возбуждении атома. Это влияет, конечно, на отношение P'/P , только что полученное, так что измерение этого отношения дает возможность оценить область энергий, в которой обменные процессы, обсуждавшиеся выше, дают вклад в возбуждение. Это было исследовано в экспериментах по тройному рассеянию [4.42, 43].

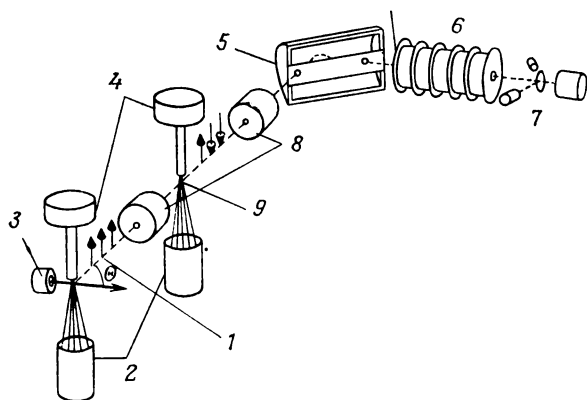


Рис. 4.19. Эксперимент по тройному рассеянию, в котором непосредственно наблюдается обменное возбуждение атомов ртути [4.42]. 1 — пучок поляризованных электронов; 2 — конденсеры; 3 — электронная пушка; 4 — термические источники атомов Hg; 5 — энергетический анализатор; 6 — ускоритель (120 кэВ); 7 — моттовский детектор (с фольгой Au); 8 — линзовые системы; 9 — зона обменного рассеяния.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 4.19. В результате рассеяния на пучке атомов ртути получается пучок поляризованных электронов (см. разд. 3.7.1) с энергией 80 эВ и поляризацией $P = 0,22$. Поляризованные электроны замедляются до энергий 5—15 эВ и фокусируются на второй ртутной мишени. Из рассеянных здесь электронов энергетический анализатор выделяет те, которые рассеялись вперед с возбуждением состояний 6^3P атомов ртути (потеря энергии ~ 5 эВ). Поляризация этих электронов измеряется при помощи моттовского детектора.

Можно указать две причины, по которым было отдано предпочтение электронам, рассеянным вперед. Во-первых, в этом направлении расположен максимум интенсивности рассеянных электронов, что облегчает проведение эксперимента по тройному рассеянию, который, как известно, затрудняется низкой интенсивностью. Во-вторых, на спины электронов, рассеянных вперед, не влияет спин-орбитальное взаимодействие (см. разд. 3.6, где говорилось, что электроны, рассеивающиеся на малые углы, проходят мимо атома на очень больших расстояниях от него, на которых спин-орбитальное взаимодействие пренебрежимо мало). Было неясно, будет ли отличаться поляризация P' электронов, рассеянных вперед, от начальной поляризации P , так как теоретический анализ обменного рассеяния в этом направлении особенно труден [4.44, 45] и не дает надежных результатов. Поскольку именно обменные процессы вы-

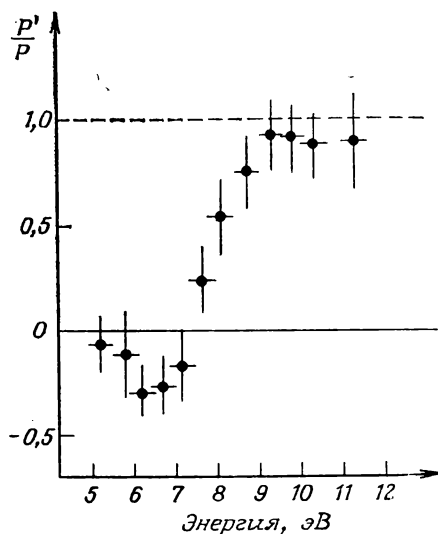


Рис. 4.20. Экспериментальная зависимость деполаризации от начальной энергии для перехода $6^1S_0 \rightarrow 6^3P$ (направление вперед) [4.42].

зывают изменение ориентации спина свободного электрона, величина P' должна была бы быть равна P только в том случае, если эти процессы не играют роли в рассеянии на малых углах.

Экспериментальные данные, представленные на рис. 4.20, показывают, что при начальных энергиях ниже 8 эВ существует много процессов, которые изменяют поляризацию, а при энергии 6 эВ наблюдается даже предельное значение $P'/P = -1/3$ (с точностью до экспериментальных ошибок). Это значит, что при данной энергии почти весь процесс возбуждения уровня 6^3P происходит за счет обменного рассеяния. В то же время обменное возбуждение, о котором говорилось выше, не играет заметной роли при энергиях выше 10 эВ. Рис. 4.21 прямо показывает это на примере состояния 6^3P_1 . Приведенные на рисунке данные — результат анализа измерения, в котором была разрешена тонкая структура уровня 6^3P . Теоретическое описание этих результатов в приближении Бонхэма — Очкура показывает сильную энергетическую зависимость вклада обменных процессов [4.46, 47].

Не приходится и говорить, что эксперименты такого типа очень тонкие и требуют тщательной проверки, чтобы быть уверенным, что наблюдаемая деполаризация не является ложной. Результаты убедительной проверки рассматриваемого эксперимента представлены на рис. 4.22. На той же установке

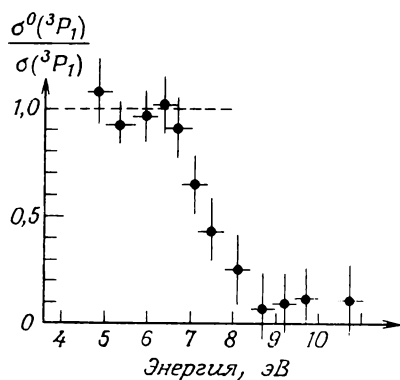


Рис. 4.21. Вклад рассмотренных выше обменных процессов в возбуждение состояния 6^3P_1 ($6^1S_0 \rightarrow 6^3P_1$, $\Delta E = 4,89$ эВ) [4.42]. σ^0 — дифференциальное сечение возбуждения за счет обменных процессов, σ — полное дифференциальное сечение возбуждения состояния 6^3P_1 . Все результаты — для направления вперед.

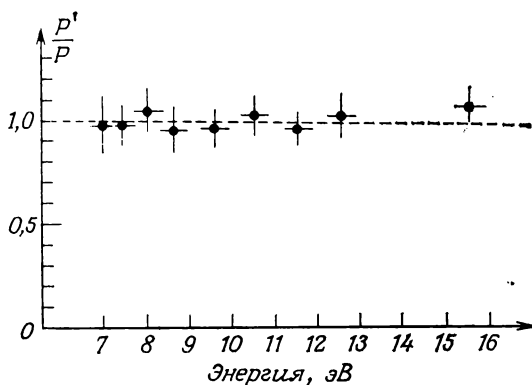


Рис. 4.22. Экспериментальная зависимость деполаризации от начальной энергии для перехода $6^1S_0 \rightarrow 6^1P_1$ при $\Delta E = 6,7$ эВ (направление вперед) [4.42].

изучалось возбуждение уровня 6^1P_1 (потеря энергии 6,7 эВ). При возбуждении синглетного состояния из синглетного основного состояния не может произойти никакого изменения ориентации спина независимо от того, происходит ли возбуждение в прямом или обменном процессе¹⁾. (Напомним, что мы рассматриваем случаи, когда поляризационные эффекты, связанные со

¹⁾ То же самое, конечно, верно и для упругого рассеяния на атомах в синглетном основном состоянии; бессмысленно изучать упругое обменное рассеяние на таких атомах с помощью поляризованных электронов.

спин-орбитальным взаимодействием несвязанных электронов, пренебрежимо малы.) Именно это наблюдалось в данном эксперименте, что свидетельствует об отсутствии ложных эффектов деполаризации.

Вывод формул, выражающих поляризацию конечного пучка через амплитуды прямого и обменного рассеяния, можно выполнить с помощью методов, обсуждавшихся в разд. 4.5.2, и поэтому мы не будем приводить его здесь [4.30].

Другое явление, которое исследовалось на двухэлектронных атомах, это поляризация света, возбуждаемого в столкновении с поляризованными электронами. Чтобы объяснить основной механизм, ответственный за возникновение циркулярной поляризации света, испускаемого в направлении оси квантования z , можно опираться на картину, нарисованную в начале данного раздела. Мы видели, что подуровень $M_S = -1$ не заселяется при обменном возбуждении электронами $e\uparrow$. На диаграммах, аналогичных рис. 4.10 и 11, где проекция M_I выражается через проекции M_S и M_L ($M_S + M_L = M_I$), подуровень $M_S = -1$ расположен преимущественно в левой части, т. е. возникает существенное неравенство заселенностей подсостояний с положительными и отрицательными проекциями M_I . Другими словами, ориентация спина налетающих электронов $e\uparrow$ вызывает ориентацию возбужденных атомов и поэтому может привести к преимущественному испусканию света с поляризацией σ^+ . Для электронов $e\downarrow$ ситуация обратная, так что в основном испускается свет с поляризацией σ^- .

Если свет возбуждается электронами с поперечной поляризацией P_y и наблюдается в направлении y , то, как было показано в предыдущем разделе, он может быть не только циркулярно, но и линейно поляризован [$\eta_1 \neq 0$, формула (4.72)]. Причины возникновения поляризации света можно объяснить с помощью схемы, приведенной на рис. 4.18, следующим образом. Согласно изложенному в гл. 2, поперечное спиновое состояние есть (когерентная) суперпозиция продольных спиновых состояний, параллельного \uparrow и антипараллельного \downarrow оси квантования z , которую, как обычно, мы выберем в направлении пучка налетающих электронов. Поэтому возбуждение атома поперечно поляризованными электронами описывается когерентной суперпозицией переходов, вызванных электронами $e\uparrow$ и $e\downarrow$, так что три подуровня M_S на рис. 4.18 возбуждаются когерентно. Когда такой возбужденный атом испускает свет, возникает когерентная суперпозиция полей излучения, соответствующая рис. 4.23. Следовательно, свет, испускаемый в направлении y , ствующих переходам $\Delta M = \pm 1$ и $\Delta M = 0$, как показано на рис. 4.23. Следовательно, свет, испускаемый в направлении y , имеет в общем случае и циркулярно, и линейно поляризованные компоненты, т. е. эллиптически поляризован.

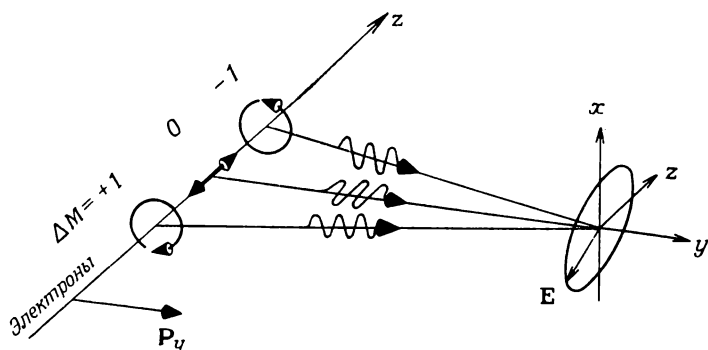


Рис. 4.23. Испускание света атомом, подуровни которого возбуждены когерентно.

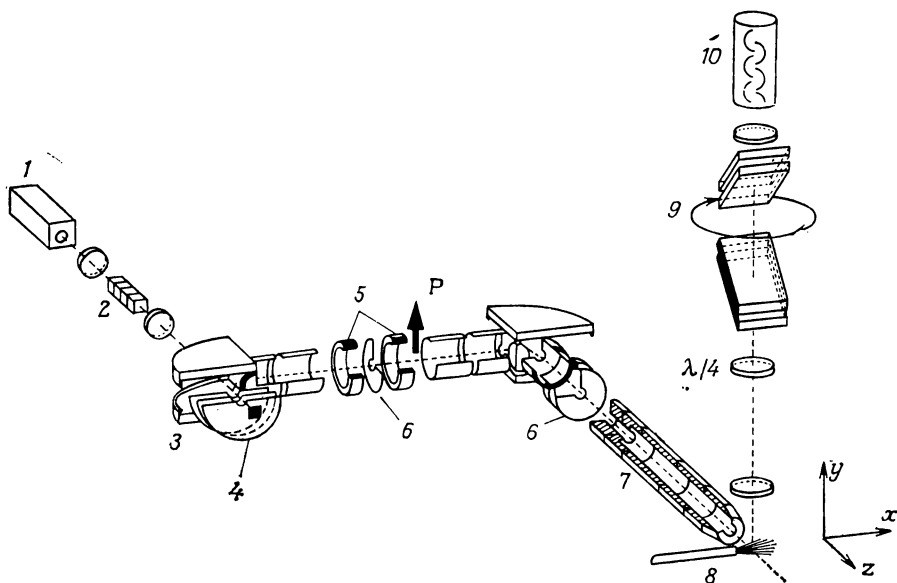


Рис. 4.24. Схема установки для измерения поляризации света, испускаемого при рассеянии поляризованных электронов [4.48]. 1 — криптоновый ионный лазер; 2 — модулятор света ($\lambda/4$); 3 — дефлектор (90°); 4 — катод из GaAs; 5 — магнитные катушки; 6 — диафрагмы; 7 — электронные линзы; 8 — атомный пучок; 9 — анализатор поляризации (стопка пластинок); 10 — ФЭУ.

Схема установки, которая применялась для обширных исследований поляризации света, возбуждаемого поляризованными электронами, показана на рис. 4.24. Поляризованные электроны с поляризацией от 0,35 до 0,45 получают при помощи источника с GaAs (см. разд. 8.2). За счет электростати-

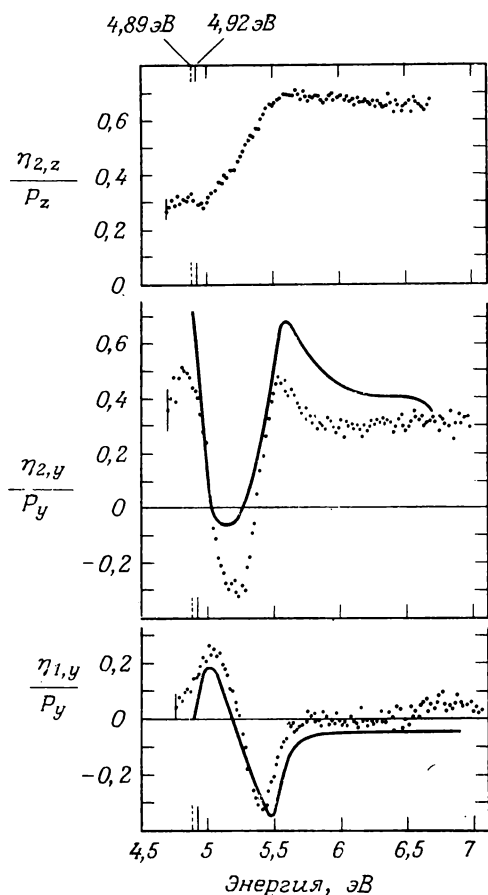


Рис. 4.25. Экспериментальные данные (отдельные точки) по поляризации света [параметры Стокса, определенные формулами (4.72) и (4.73)], испускаемого при рассеянии поляризованных электронов [4.48]. Переход $6^3P_1 \rightarrow 6^1S_0$ (254 нм) в ртути. Все представленные параметры Стокса отличны от нуля только в том случае, если электроны поляризованы. Линейная и циркулярная поляризации $\eta_{1,y}$ и $\eta_{2,y}$ получены с поперечно поляризованными электронами, когда фотодетектор был направлен по оси y ; циркулярная поляризация $\eta_{2,z}$ получена с продольно поляризованными электронами, когда фотодетектор был направлен вдоль оси z . Поляризация света нормировалась на поляризацию электронов. Указаны порог возбуждения света (4,89 эВ), положение резонанса при энергии 4,92 эВ и типичные ошибки. Сплошные линии — теоретические кривые [4.49].

ческого отклонения и вращения в магнитном поле (см. разд. 8.1.1) поляризация превращается в поперечную (в направлении y) или продольную, после чего электроны направляются на мишень. Результаты, представленные ниже, получены с ртутной мишенью. Резонансная линия ртути $6^3P_1 - 6^1S_0$ (254 нм) возбуждается электронным пучком при токе 10 нА с разбросом по энергии 140 мэВ. Для анализа поляризации света взят анализатор в виде стопки пластинок, расположенных под углом Брюстера к направлению падения света. Для измерения циркулярной поляризации света перед анализатором помещается пластинка $1/4$ волны. Фотоны регистрируются фотомножителем с многоканальным анализатором.

На рис. 4.25 представлены некоторые данные, полученные при энергиях электронов от порога возбуждения от 7 эВ в нескольких случаях, перечисленных в табл. 4.1: линейная и циркулярная поляризация света $\eta_{1,y}$ и $\eta_{2,y}$, регистрируемого в направлении y , когда электроны поперечно поляризованы, циркулярная поляризация света $\eta_{2,z}$, регистрируемого в направлении z , при продольной поляризации электронов. Поляризация света нормирована на поляризацию электронов, которые этот свет возбуждают. Все эти поляризационные параметры должны быть строго равны нулю в случае неполяризованных электронов. Это следует из соображений симметрии, обсуждавшихся в предыдущем разделе, и это было подтверждено в данном эксперименте. При использовании поляризованных электронов поляризация света становится значительной. Заметная структура в зависимости параметров $\eta_{1,y}$ и $\eta_{2,y}$ от энергии вызвана наличием резонансов, связанных с образованием составных состояний отрицательного иона ртути, которые наблюдались при этих энергиях. Теоретические результаты очень чувствительны к выбору полного момента, приписываемого резонансам, так что становится возможной идентификация резонансов [4.49] (см. также разд. 3.8). Помня о приближениях, которые приходится делать в этих расчетах, и замечая, что иной выбор квантовых чисел резонансов может привести к поляризации света, отличающейся даже по знаку, мы можем рассматривать согласие теоретических и экспериментальных результатов на рис. 4.25 как хорошее.

Первый эксперимент, в котором поляризация электронов определялась путем измерения циркулярной поляризации испущенного света [4.50, 51], был проведен с нерезонансным излучением атомов цинка [4.52]. Продольно поляризованные электроны возбуждали триплетное состояние $5s^3S_1$ из основного состояния $4s^2^1S_0$. Свет, испускаемый при переходе $5s^3S_1 \rightarrow 4p^3P_J$, наблюдался в направлении z . По измеренному значению (14 %) циркулярной поляризации света для перехода на уровень 4^3P_0

была получена поляризация электронов, равная $(28 \pm 2) \%$. Были приняты меры к тому, чтобы избежать возбуждения уровней, более высоких по энергии, чем уровень 5^3S_1 . Иначе данный уровень мог бы заселяться в результате высвечивания вышележащих возбужденных уровней (каскад). Это могло бы приводить к изменению различия заселенностей его подуровней, а значит, к изменению поляризации испущенного света. Поэтому метод оптического детектирования электронной поляризации ограничен малой областью энергии между порогами возбуждения интересующего нас уровня и первого из состояний, с которого возможен каскадный переход на этот уровень.

Сравнительно недавно были изучены с высокой точностью аналогичные переходы $7^3S_1 \rightarrow 6^3P_1$ в ртути. Поляризационные кривые $\eta_{2,y}/P_y$ типа тех, которые показаны на рис. 4.25, наблюдались от порога возбуждения до 21 эВ [4.53]. Вблизи порога была подтверждена предсказанная теорией [4.51] для перехода на уровень 6^3P_0 поляризация 88 %, тогда как при больших энергиях кривая поляризации имеет заметную резонансную структуру, опускаясь с 88 до 15 % в энергетическом интервале 1 эВ выше порога. Из-за такой сложной зависимости поляризации света от энергии электронов предложенный в работе [4.51] метод использования этой поляризации для анализа электронной поляризации без предварительной калибровки может быть пригоден лишь в узкой области над порогом. Использование обсуждавшихся здесь переходов для поляризационного анализа дает то преимущество, что свет не поглощается атомами Hg, находящимися в основном состоянии, так что нет проблемы самопоглощения. Однако интенсивность этих переходов гораздо меньше, чем линии 254 нм (рис. 4.25), соответствующей переходу в основное состояние.

Более детальный анализ кривых поляризации света увел бы нас в сторону от основной цели этой книги. Вместо этого мы поясним в более общем плане, какова физическая значимость таких исследований. Как подчеркивалось ранее, совместимость некоторых наблюдаемых величин с принципами симметрии не означает, что эти величины будут действительно наблюдаться в эксперименте. Напротив, они оказываются отличными от нуля только тогда, когда это реально обусловлено динамикой рассматриваемого процесса. Примеры тому встречаются всюду в нашей книге. Скажем, поляризация электронов, обусловленная рассеянием первоначально неполяризованного электронного пучка, и поляризация фотоэлектронов возникают только в том случае, если существенно спин-орбитальное взаимодействие. Более сложный пример — поляризация света η_1 . Как было показано, отличное от нуля значение величины η_1 возможно только при том условии, что спин-орбитальной связью нельзя

пренебречь в процессе столкновения [4.39, 54]. Эти примеры показывают, что простое присутствие или отсутствие определенных наблюдаемых величин в эксперименте уже позволяет судить о механизме изучаемого процесса. Конечно, численные значения этих величин дают более количественную информацию. Если, например, доминирующим механизмом являются обменные процессы, то тогда при возбуждении атомов электронами с поперечной поляризацией P_y циркулярная поляризация света $\eta_{2,y}$ имеет тот же знак, что и P_y . Изменение знака поляризации $\eta_{2,y}$ может быть вызвано только сильным спин-орбитальным взаимодействием при рассеянии [4.39].

В силу сказанного измерения параметров η_1 и η_2 оказываются ценным методом выделения вклада различных видов взаимодействия, таких, как кулоновское, обменное, спин-орбитальное взаимодействие, вовлеченных в процесс рассеяния. Если, например, $\eta_2 \neq 0$, то, как показано выше, можно сделать вывод, что здесь играет некоторую роль обменное взаимодействие. Различие знаков величин $\eta_{2,y}$ и P_y или отличие от нуля величины η_1 указывают на наличие сильного спин-орбитального взаимодействия. Это дает возможность избирательно проверять предположения о различных механизмах, положенные в основу теоретической модели, тогда как обычное сравнение теоретических и экспериментальных результатов позволяет проверить только теоретическую модель в целом со всеми ее приближениями, касающимися динамики рассеяния и атомных волновых функций. Если даже столь неполная информация, как знак наблюдаемой величины или равенство ее нулю, позволяет судить о динамике процесса, то более детальная информация, например кривые энергетической зависимости наблюдаемых величин, обсуждавшиеся выше, может служить жестким количественным критерием правильности теоретических моделей. Это особенно верно в том случае, если рассеянные поляризованные электроны регистрируются по схеме совпадений с фотонами, поляризация которых анализируется [4.55]. Подобные измерения были проведены на установке, показанной на рис. 4.24, где рассеянные вперед электроны регистрировались на совпадение с фотонами [4.56]. Первые теоретические попытки рассчитать поляризацию света в таких экспериментах, проводимых по схеме совпадений, оказались успешными.

Как мы видели в предыдущих разделах, эксперименты с поляризованными электронами добавляют новые независимые наблюдаемые величины к обычно исследуемым. Кроме обычных величин (полного или дифференциального сечения, линейной поляризации света η_3), такие эксперименты позволяют измерять другие величины: поляризацию P , возникающую при рассеянии неполяризованного пучка, асимметрию рассеяния поляризован-

ного пучка (которая в неупругом рассеянии, вообще говоря, отличается от величины P), изменение поляризации электронов, вызванное рассеянием, поляризацию света η_1 и η_2 , причем эти новые величины дают еще больше информации, если их анализировать при регистрации фотонов по схеме совпадений с рассеянными электронами. Поэтому сложный характер неупругих процессов, рассматривавшихся в данной главе, не исключает возможности их экспериментального анализа, так как эксперимент позволяет измерять очень много разных величин. Изучение этих наблюдаемых величин открывает новые перспективы в атомной физике, ведущие к более глубокому пониманию атомных взаимодействий.

В заключение отметим, что исследования обменного рассеяния частично проводились в поисках возможностей создания источников поляризованных электронов. Об этом будет сказано в разд. 8.2 [4.57—60].

Задача 4.5. Покажите, что сечение возбуждения электронами $e\uparrow$ триплетного состояния с проекцией $M_S = 1$ из синглетного состояния в 2 раза больше сечения возбуждения состояния $M_S = 0$ при условии, что остальные квантовые числа этих состояний одинаковы.

Решение. Вычислим амплитуду рассеяния (4.4) с антисимметризованными волновыми функциями

$$\begin{aligned}\psi_i &= \frac{1}{\sqrt{3}} [\exp(ik \cdot r_1) \eta(1) u(r_2, r_3) \chi_A(2, 3) + \\ &+ \exp(ik \cdot r_2) \eta(2) u(r_3, r_1) \chi_A(3, 1) + \exp(ik \cdot r_3) \eta(3) u(r_1, r_2) \chi_A(1, 2)], \\ \psi_f &= \frac{1}{\sqrt{3}} [\exp(ik' \cdot r_1) \eta'(1) u'(r_2, r_3) \chi_S(2, 3) + \\ &+ \exp(ik' \cdot r_2) \eta'(2) u'(r_3, r_1) \chi_S(3, 1) + \\ &+ \exp(ik' \cdot r_3) \eta'(3) u'(r_1, r_2) \chi_S(1, 2)],\end{aligned}$$

где приняты те же обозначения, что и в разд. 4.1; функция χ_S дается выражениями (4.15а, б) для конечных подуровней $M_S = +1$ и $M_S = 0$ соответственно. Перемножение дает девять слагаемых. Три из них, соответствующие прямому рассеянию (падающий и рассеянный электроны имеют один и тот же индекс), равны нулю, так как функция $\chi_A(\lambda, \mu)$ ортогональна функции $\chi_S(\lambda, \mu)$. Рассмотрим сначала переходы на уровень $M_S = +1$; тогда шесть отличных от нуля слагаемых имеют вид

$$\begin{aligned}\frac{g(\theta)}{3\sqrt{2}} \{ \eta'(2) \alpha(3) \alpha(1) \eta(1) [\alpha(2) \beta(3) - \beta(2) \alpha(3)] \}, \text{ где} \\ g(\theta) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \langle \exp(ik' \cdot r_2) u'(r_3, r_1) | T | \exp(ik \cdot r_1) u(r_2, r_3) \rangle, \quad (4.74)\end{aligned}$$

причем остальные получаются перестановкой¹⁾. Спиновая функция налетающих электронов $e\uparrow$ есть $\eta = \alpha$. Если спиновая функция η' рассеянных электронов тоже равна α , то указанное выше произведение спиновых функций

¹⁾ При перестановках электронов нужно учитывать, что функция u симметрична, а функция u' антисимметрична.

равно нулю. Это согласуется с рис. 4.17, из которого явствует, что ориентация спина свободного электрона изменяется при возбуждении состояния $M_S = +1$. При $\eta' = \beta$ произведение спиновых функций равно -1 . Так как у нас шесть слагаемых указанного типа, амплитуда рассеяния оказывается равной $-6 [g(\theta)/3\sqrt{2}] = -\sqrt{2} g(\theta)$.

Для уровня $M_S = 0$ шесть не исчезающих слагаемых имеют вид

$$\frac{g(\theta)}{3 \cdot 2} \{ \eta'(2) [\alpha(3)\beta(1) + \beta(3)\alpha(1)] \alpha(1) [\alpha(2)\beta(3) - \beta(2)\alpha(3)] \},$$

причем остальные получаются перестановкой. На этот раз спиновое произведение равно нулю при $\eta' = \beta$ в соответствии с рис. 4.17, который показывает, что при возбуждении уровня $M_S = 0$ не происходит изменения ориентации спина. При $\eta' = \alpha$ спиновое произведение равно 1, так что сумма шести не исчезающих слагаемых дает амплитуду рассеяния $g(\theta)$.

Выражение (4.74) для амплитуды $g(\theta)$ одинаково в случаях возбуждения уровней $M_S = 1$ и $M_S = 0$, если пространственная часть волновых функций конечного состояния одинакова. Поэтому отношение амплитуд рассеяния равно $-\sqrt{2} g(\theta)/g(\theta) = -\sqrt{2}$, а отношение сечений равно двум.

4.8. Рассеяние Мёллера

Электрон-электронное рассеяние зависит от спинов, и это можно использовать для поляризационного анализа. Проводится сравнение с моттовским анализатором.

Один из немногих случаев, когда расчеты поляризационных эффектов в неупругом рассеянии сравнительно просты, — рассеяние электронов на электронах, энергия связи которых мала по сравнению с энергией, передаваемой при столкновении. В этом случае можно пренебречь энергией связи и рассматривать процесс рассеяния как упругое столкновение со свободными электронами. Это дает простую связь между амплитудами f и g , которая обычно выводится в учебниках по квантовой механике и которую можно получить, исходя из выражений (4.7). Так как мы считаем электроны не связанными, волновые функции u и u' можно заменить волновыми функциями свободных электронов, и тогда мы получим в первом борновском приближении

$$f \sim \langle \exp(i\mathbf{k}'_1 \cdot \mathbf{r}_1) \exp(i\mathbf{k}'_2 \cdot \mathbf{r}_2) | \frac{e^2}{r_{12}} | \exp(i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_1) \exp(i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_2) \rangle, \quad (4.75)$$

$$g \sim \langle \exp(i\mathbf{k}'_1 \cdot \mathbf{r}_2) \exp(i\mathbf{k}'_2 \cdot \mathbf{r}_1) | \frac{e^2}{r_{12}} | \exp(i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_1) \exp(i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_2) \rangle,$$

где введен рассеивающий потенциал e^2/r_{12} , а общий множитель опущен. В системе центра масс мы имеем $\mathbf{k}_1 = -\mathbf{k}_2$, $\mathbf{k}'_1 = -\mathbf{k}'_2$, так что после отделения движения центра масс получаем

$$f \sim \int \exp[i(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}'_1) \cdot \mathbf{r}] \frac{e^2}{r} d^3r, \quad g \sim \int \exp[i(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}'_1) \cdot \mathbf{r}] \frac{e^2}{r} d^3r, \quad (4.76)$$

где $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$. Поскольку $|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}'_1| = 2k_1 \sin \theta_c/2$ и $|\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}'_1| = 2k_1 \cos \theta_c/2$, где θ_c — угол рассеяния в системе центра масс, как нетрудно видеть, если выбрать полярную ось в направлении векторов $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}'_1$ и $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}'_1$, соответственно, что выполняется равенство

$$g(\theta_c) = f(\pi - \theta_c).$$

Предположим, что полностью поляризованный пучок электронов рассеивается на полностью поляризованной мишени, причем угол между направлениями поляризации мишени и налетающего пучка равен ϑ . Тогда сечение можно вычислить по формуле (4.36):

$$\sigma(\theta_c) = \frac{1}{2} [(1 + \cos \vartheta) |f(\theta_c) - f(\pi - \theta_c)|^2 + (1 - \cos \vartheta) (|f(\theta_c)|^2 + |f(\pi - \theta_c)|^2)]. \quad (4.77)$$

При угле рассеяния $\theta_c = 90^\circ$ получаем

$$\sigma(90^\circ) = (1 - \cos \vartheta) |f(90^\circ)|^2,$$

т. е. сечение равно нулю в случае параллельных спинов ($\vartheta = 0$) и величине $2|f(90^\circ)|^2$ в случае антипараллельных спинов ($\vartheta = 180^\circ$). Такое различие в сечениях можно объяснить следующим образом. Электроны с параллельными спинами имеют симметричную спиновую функцию, но антисимметричную пространственную часть волновой функции, а потому вероятность найти электроны близко друг к другу стремится к нулю при уменьшении расстояния. Следовательно, в среднем они находятся дальше друг от друга, чем электроны с антипараллельными спинами, и поэтому с меньшей вероятностью рассеиваются друг на друге.

Если энергия связи электрона пренебрежимо мала по сравнению с передаваемой энергией, то его можно считать покоящимся в лабораторной системе. Поскольку в этом случае угол θ_c и угол рассеяния в лабораторной системе θ связаны соотношением $\theta_c = 2\theta$, при $\theta = 45^\circ$ мы имеем $\sigma_p/\sigma_a = 0$, где σ_p и σ_a — дифференциальные сечения для параллельных и антипараллельных спинов. Такой случай, когда половина начальной энергии передается электрону мишени (рис. 4.26), наиболее удобен для поляризационного анализа: поляризованные электроны могут рассеиваться на магнетике, спины электронов которого ориентированы сначала параллельно, а затем антипараллельно поляризации налетающего пучка. Относительная разность интенсивностей рассеяния дает неизвестную поляризацию.

Релятивистское рассмотрение электрон-электронного рассеяния в принципе не влияет на асимметрию рассеяния, которая

связана с обменом, но численные результаты изменяются. Только при малых скоростях электронов их взаимодействие в каждый момент времени определяется статическим взаимодействием. При более высоких же скоростях возникают эффекты запаздывания электромагнитного взаимодействия, связанные с тем, что скорость света конечна. Становится существенным обмен фотонами между двумя электронами, т. е. задача должна решаться не методами квантовой механики, а методами квантовой электродинамики.

Решение этой задачи в интересующем нас аспекте было дано в работе [4.61], где была рассчитана спиновая зависимость сечения рассеяния двух дираковских электронов. В первом рассмотрении задачи рассеяния релятивистских электронов Мёллер [4.62] не рассматривал поляризационные явления. Результаты работы [4.61] для продольно поляризованных электронов представлены на рис. 4.27: это зависимость отношения σ_p/σ_a от переданной энергии $\omega = W/T$. [W — кинетическая энергия, теряемая налетающим электроном при столкновении, а $T = mc^2(\gamma - 1)$ — его кинетическая энергия до столкновения.] Как было показано выше, в нерелятивистском пределе мы имеем $\sigma_p/\sigma_a = 0$ при $\omega = 0,5$. В случае более высоких энергий отношение σ_p/σ_a также имеет минимум при $\omega = 0,5$, хотя его значение в минимуме в ультрарелятивистском пределе ($\gamma \rightarrow \infty$) равно не 0, а $1/8$. Угол рассеяния θ , соответствующий значению $\omega = 0,5$, уменьшается от 45° в нерелятивистском пределе $\gamma = 1$ до нуля при $\gamma \rightarrow \infty$.

При обсуждении спиновой зависимости сечения в нерелятивистском случае мы не делали никаких предположений о направлении спина относительно импульса. Поэтому результаты справедливы как для продольной, так и для поперечной поляризации. В релятивистской же области, как показано на рис. 4.28, дело обстоит иначе. Смысл коэффициентов асимметрии, представленных на этом графике, станет ясен, если напи-

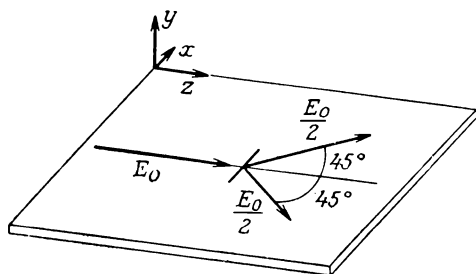


Рис. 4.26. Электрон-электронное рассеяние с симметричной передачей энергии (нерелятивистский предел).

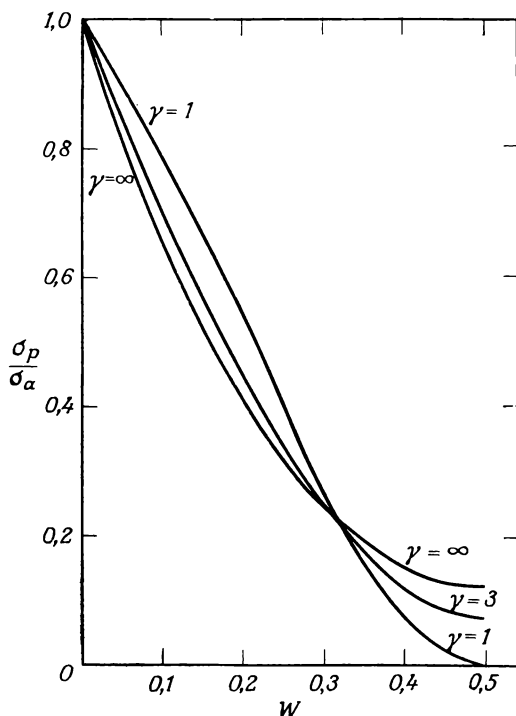


Рис. 4.27. Отношение дифференциальных сечений рассеяния продольно поляризованных электронов с параллельными (σ_p) и антипараллельными (σ_a) спинами [4.61].

сать сечение в виде

$$\sigma(\theta) = I(\theta) (1 + a_{ij}) P_i P_j^{(i)}, \quad (4.78)$$

где $I(\theta)$ — мёллеровское сечение для неполяризованных электронов, а P_i и $P_j^{(i)}$ ($i, j = x, y, z$) — компоненты векторов поляризации налетающего электрона и электрона мишени соответственно. Направление осей такое, как на рис. 4.26.

Контур $a_{zz} = \text{const}$ иллюстрируют спиновую зависимость сечения рассеяния продольно поляризованных электронов. В нерелятивистской области спиновая зависимость для поперечно поляризованных электронов такая же, что явствует из сравнения контуров $a_{zz} = \text{const}$ с контурами $a_{xx} = \text{const}$ и $a_{yy} = \text{const}$. Однако в интервале энергий от 100 кэВ до 1 МэВ наблюдается значительное уменьшение коэффициентов a_{xx} и a_{yy} , так что выше 1 МэВ спиновая зависимость рассеяния поперечно поляризован-

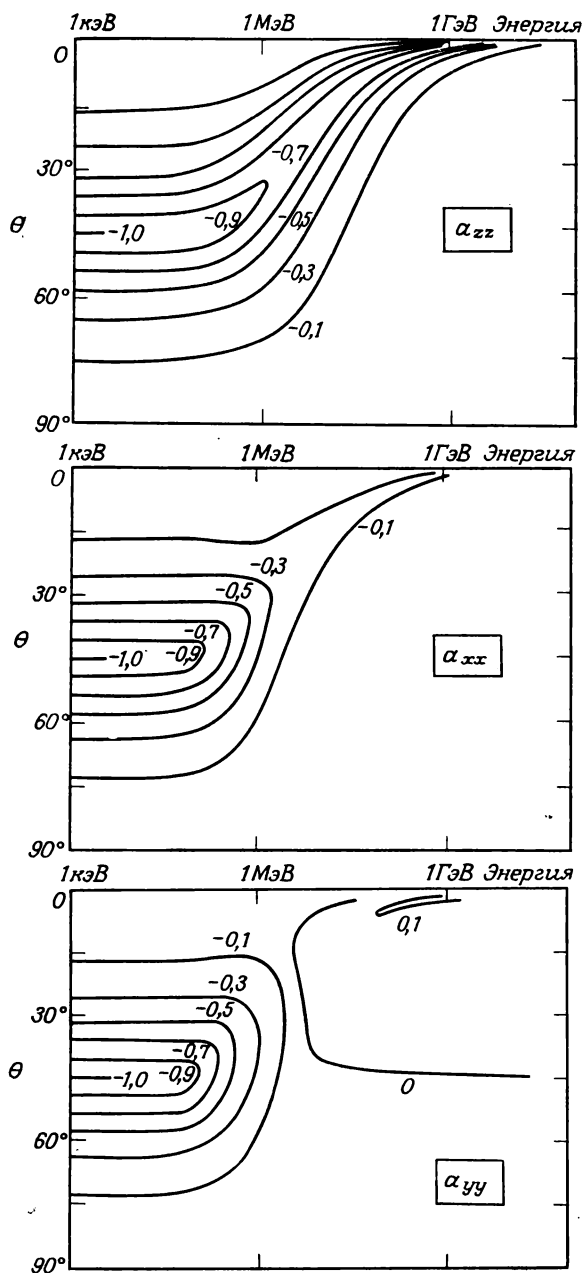


Рис. 4.28. Контуры постоянных коэффициентов асимметрии для рассеяния электронов на электронах, см. формулу (4.78) [4.63].

ных электронов существенно слабее, чем продольно поляризованных.

Коэффициенты a_{ij} ($i \neq j$), которые описывают рассеяние поперечно поляризованных электронов на продольно поляризованных и наоборот, при всех энергиях и углах либо меньше 0,1, либо равны нулю. Это значит, что в этих случаях спиновой зависимостью рассеяния можно пренебречь, особенно если учесть экспериментальные условия, в которых эти эффекты могут исследоваться: даже в железной мишени, намагниченной до насыщения, только примерно 8 % ($\sim 2/26$) электронов ориентированы. Поляризация мишени $P^{(i)} = \pm 8\%$ при оптимальном значении $a_{ii} = -1$ в соотношении (4.78) дает асимметрию рассеяния, равную лишь 8 %. При намного меньшем значении коэффициента асимметрии наблюдаемые эффекты становятся меньше 1 %, что сильно затрудняет проведение экспериментов.

Малостью наблюдаемых эффектов объясняется тот факт, что мёллеровское рассеяние не стало основным методом измерения поляризации электронов, хотя оно, конечно, имеет ряд преимуществ в этом отношении. Во многих исследованиях спиновой поляризации при β -распаде использовалось то преимущество данного метода, что продольную поляризацию электронов не требуется преобразовывать в поперечную (как в методе моттовского рассеяния), если мишень намагничивать в направлении спинов налетающих электронов. Очень малое число событий электрон-электронного рассеяния можно выделить из большого фона электронов, рассеянных главным образом на кулоновском поле ядер¹⁾, если регистрировать совпадения двух вылетающих электронов. Для этого нужно установить два счетчика под соответствующими углами (45° в нерелятивистской области, как показано на рис. 4.26, меньшие углы при более высоких энергиях). Далее амплитудный анализатор отличит два электрона, поделивших начальную энергию, от электронов, рассеянных кулоновским полем. При таком методе уменьшается и влияние многократного рассеяния, поскольку электроны, претерпевшие многократное рассеяние, не будут зарегистрированы.

Тем не менее эксперименты, описываемые в различных главах нашей книги, демонстрируют, что моттовское рассеяние чаще применяется для поляризационного анализа, чем мёллеровское рассеяние. Дело в том, что в первом из названных методов больше эффекты асимметрии и, кроме того, проведены точные абсолютные измерения асимметрии, так что при калибровке анализатора не нужно полагаться на теорию. Хотя

¹⁾ Интенсивность рассеяния в электрон-электронном столкновении пропорциональна числу Z электронов, приходящихся на один атом, тогда как интенсивность рассеяния на кулоновском поле ядра, грубо говоря, пропорциональна Z^2 .

аккуратные измерения мёллеровского сечения для неполяризованных частиц проводились [4.64—66], абсолютные измерения коэффициентов асимметрии автору не известны, а поэтому приходится более или менее полагаться на теоретические результаты типа представленных на рис. 4.28, которые основаны на низшем порядке теории возмущений. В то же время метод моттовского рассеяния неприменим в ультрарелятивистской области, тогда как метод мёллеровского рассеяния свободен от этого недостатка. Поскольку $\sigma_p/\sigma_a = 1/8$ даже при $\gamma \rightarrow \infty$, поляризационный анализатор, основанный на мёллеровском рассеянии, работает при всех энергиях (разд. 8.4).

Из сказанного нами совершенно очевидно, что на принципе мёллеровского рассеяния не может быть создан эффективный источник поляризованных электронов. Даже с железной мишенью поляризация никогда не превысит 8 %, а необходимость выделять эти электроны из огромного числа фоновых электронов делает такой источник еще менее привлекательным.

5. Поляризация электронов в ионизационных процессах

5.1. Фотоионизация поляризованных атомов

Поляризованные электроны могут быть получены путем фотоионизации интенсивных поляризованных атомных пучков, создаваемых при помощи шестиполюсного магнита. Такой метод исследовался в основном как метод получения поляризованных электронов.

В гл. 1 было показано, что магнит Штерна — Герлаха не может служить поляризационным фильтром для выделения свободных электронов с определенным направлением спина. Однако таким способом могут быть поляризованы электроны, связанные с атомами. Если же затем ориентированные атомные электроны оторвать от таких атомов, не изменив направления их спина, то получатся поляризованные свободные электроны. Этого можно достигнуть, например, за счет фотоионизации.

Хотя идея такого эксперимента была предложена [5.1] еще в 1930 г., он был проведен гораздо позднее [5.2—4]. Вместо обычных магнитов Штерна — Герлаха для поляризации атомов щелочных металлов были применены шестиполюсные магниты (рис. 5.1). В таком устройстве атомы с требуемой спиновой ориентацией, выходящие из термического источника в виде расходящегося пучка, могут быть сфокусированы в пучок большой интенсивности.

В самом деле, предположим, что некое поле действует на магнитные диполи с силой, пропорциональной $\mp \mu \mathbf{r}$, где знак минус относится к направлению спина электрона, параллельному, а знак плюс — антипараллельному магнитному полю; \mathbf{r} — расстояние от оси. Такое поле отклоняет от оси те атомы, спины которых антипараллельны полю, действуя на них как рассеивающая линза. Атомы же с противоположным направлением спина отклоняются в направлении к оси. Они совершают гармонические колебания с постоянной частотой относительно оси и фокусируются в одной точке, если их аксиальные скорости одинаковы. На эти атомы поле действует как собирающая линза.

Поясним, почему шестиполюсный магнит, изображенный на рис. 5.1, обладает такими свойствами линзы. Вблизи оси величина $|\mathbf{B}|$ магнитного поля с хорошей точностью пропорциональна r^2 (конечно, сам вектор \mathbf{B} ни в коем случае не аксиально-

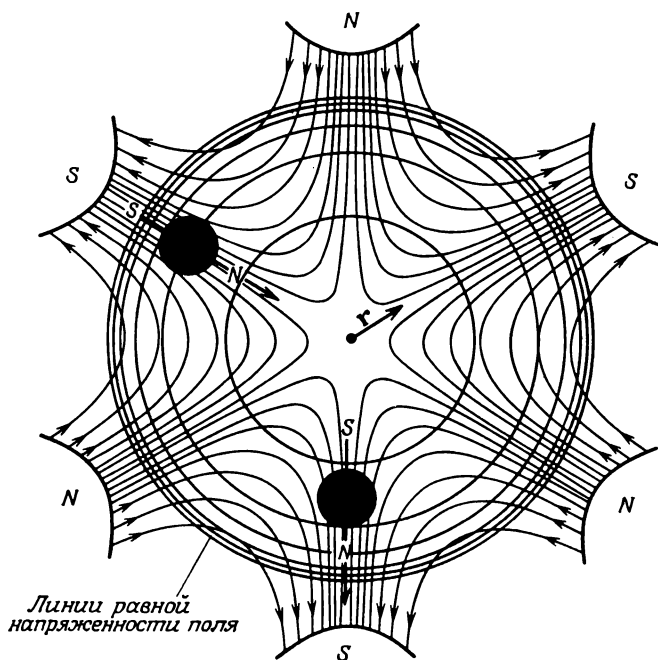


Рис. 5.1. Магнитный диполь в поле шестиполюсного магнита (магнитный момент антипараллелен спину электрона).

симметричен, как видно из рис. 5.1). Таким образом, потенциальная энергия диполей для двух направлений спина равна

$$V = \pm \mu |\mathbf{B}| \sim \pm \mu r^2,$$

а действующая на них сила равна $-\nabla V \sim \mp \mu r$. Магнитное поле, а следовательно, и параллельные ему спины имеют все возможные направления. Но если создать дополнительное магнитное поле, направленное вдоль оси шестиполюсного магнита, то суммарное поле, а также параллельные ему спины будут постепенно поворачиваться в аксиальном направлении при переходе от внутренних к наружным областям магнита. Изменение направления магнитного поля, действующего на движущуюся частицу, будет происходить медленно по сравнению с лармовской частотой, а потому спины будут следовать за изменением магнитного поля адиабатически.

Таким образом, шестиполюсный магнит создает продольно-поляризованный, хорошо сфокусированный пучок атомов щелочных металлов. Ориентированные валентные электроны затем

отрываются от атомов в результате фотоионизации. Она происходит в области действия упомянутого аксиального магнитного поля, которое делают достаточно сильным для разрыва связи спина электрона s с ядерным спином I ($j = s = 1/2$ для основного состояния атомов щелочных металлов). Без этого в магнитном поле ориентировался бы не спин электрона, а полный момент $F = s + I$ ¹⁾. Тогда среднее значение спина в направлении ориентации атомов уменьшилось бы, т. е. уменьшилась бы наблюдаемая поляризация.

В вышеупомянутых экспериментах после вытягивания электронов из области магнитного поля они пропускались через преобразователь поляризации, который превращал их продольную поляризацию в поперечную, что необходимо для анализа при помощи моттовского детектора. Максимальная полученная поляризация была равна 85 %. Эксперименты проводились в основном не для исследования соответствующих физических процессов самих по себе, а в поисках возможностей создания интенсивного источника поляризованных электронов. Поэтому подробнее о данном методе будет сказано в разд. 8.2.

Для полноты упомянем, что поляризованные атомы получались также методом оптической накачки циркулярно поляризованным светом, хотя в цели таких экспериментов не входило получение поляризованных электронов в результате последующей фотоионизации. В этом методе, пример применения которого будет дан в разд. 5.5.2, атомам передается ориентация спина фотонов в циркулярно поляризованном световом пучке накачки. Метод не раз применялся для получения поляризованных атомов в исследованиях зависящего от спина электронно-атомного рассеяния типа рассмотренных в предыдущей главе [5.5—8].

5.2. Эффект Фано и последствия его открытия

Поляризованные электроны могут быть получены в результате фотоионизации неполяризованных атомов циркулярно поляризованным, линейно поляризованным и даже неполяризованным светом. В этом случае поляризация фотоэлектронов обусловлена спин-орбитальным взаимодействием в состояниях непрерывного спектра или в связанных атомных состояниях. Данные измерения поляризации совместно с данными измерения сечения позволяют полностью определить матричные элементы, характеризующие процесс фотоионизации.

¹⁾ Это аналогично связи спина s и орбитального момента l в полный момент j , о которой будет подробнее сказано в разд. 5.2.

5.2.1. Теория эффекта Фано

Мысль о том, что поляризованные электроны могут быть получены путем фотоионизации поляризованных атомов, довольно очевидна и была выдвинута очень давно. Труднее увидеть то, что той же цели можно достичь с меньшими усилиями, используя неполяризованные атомы и циркулярно поляризованный свет. На эту возможность впервые указал Фано [5.9] в 1969 г.

Мы объясним эффект Фано, ссылаясь на рис. 5.2, где приводятся энергетические уровни атома щелочного металла¹⁾. Неполяризованный пучок атомов представляет собой смесь равного числа атомов $A\uparrow$ и $A\downarrow$ со спинами, параллельными и антипараллельными оси квантования, которую мы выберем в направлении распространения света. Это значит, что уровни $m_j = m_s = +1/2$ и $-1/2$ основного состояния $^2S_{1/2}$ заселены одинаково.

Под действием падающего света происходят переходы в состоянии P , так как должно выполняться правило отбора $\Delta l = \pm 1$. В случае атомов щелочных металлов состояния P имеют полные моменты $j = 1/2, 3/2$. Излучение с длиной волны, достаточно малой, чтобы вызвать ионизацию, приводит к переходам в состояния континуума $P_{1/2}$ и $P_{3/2}$, примыкающие

¹⁾ Влиянием сверхтонкого взаимодействия на поляризацию можно пренебречь [5.9].

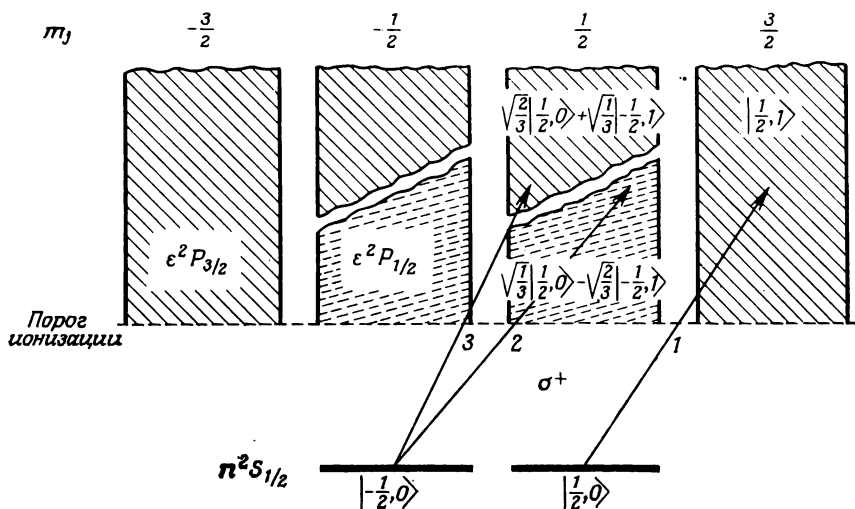


Рис. 5.2. Схема уровней к вопросу о фотоионизации атомов щелочных металлов. Спин-угловые свойства состояний характеризуются векторами состояний $|m_s, m_l\rangle$.

к связанным состояниям $P_{1/2}$ и $P_{3/2}$ на пороге ионизации. Если пучок неполяризованных атомов ионизуется светом с циркулярной поляризацией σ^+ , то нужно учитывать дополнительное правило отбора $\Delta m_j = +1$. Тогда возможны переходы 1, 2 и 3, показанные на рис. 5.2. Моменты конечных состояний, которые представляют для нас главный интерес, могут быть прямо получены из спиновой и орбитальной частей волновых функций. Для конечного состояния, получаемого путем перехода 1, эта часть функции равна

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} Y_{1,1}(\theta, \phi) \quad (5.1)$$

(см. задачу 5.1), где $Y_{lm}(\theta, \phi)$ — сферические гармоники. Спинорная функция $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ показывает, что компонента спина в направлении оси z (оси квантования) равна $+1/2$; собственные значения, соответствующие функции $Y_{1,1}$, таковы: $l = m_l = 1$. Поэтому мы обозначаем это состояние на рис. 5.2 символом $|m_s, m_l\rangle = |1/2, 1\rangle$. Его представление в векторной модели дано на рис. 5.3, а.

Направления спинов в состояниях, получаемых при переходах 2 и 3, не могут быть охарактеризованы одним квантовым

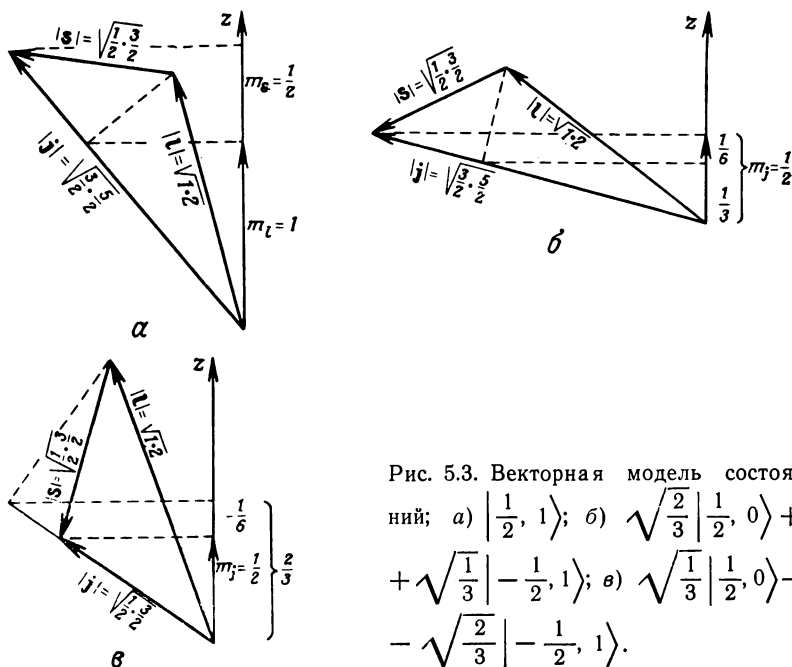


Рис. 5.3. Векторная модель состояний; а) $|\frac{1}{2}, 1\rangle$; б) $\sqrt{\frac{2}{3}}|\frac{1}{2}, 0\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}}|-\frac{1}{2}, 1\rangle$; в) $\sqrt{\frac{1}{3}}|\frac{1}{2}, 0\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}}|-\frac{1}{2}, 1\rangle$.

числом. Например, состояние $m_j = 1/2$ может быть реализовано либо при $m_s = 1/2$, $m_l = 0$, либо при $m_s = -1/2$, $m_l = +1$. Однако ни одна из соответствующих собственных функций $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} Y_{1,0}(\theta, \phi)$ и $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} Y_{1,1}(\theta, \phi)$ проекции момента j_z не является одновременно собственной функцией квадрата момента j^2 , чего требует от реальной волновой функции закон сохранения полного момента. Используя коэффициенты Клебша — Гордана, можно построить правильные волновые функции в виде линейных комбинаций указанных двух функций. Для состояния ${}^2P_{3/2}(m_j = 1/2)$ найдем

$$\sqrt{\frac{2}{3}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} Y_{1,0}(\theta, \phi) + \sqrt{\frac{1}{3}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} Y_{1,1}(\theta, \phi). \quad (5.2)$$

Читатель, мало знакомый с коэффициентами Клебша — Гордана, может легко убедиться, выполнив вычисления, что функция (5.2) есть собственная функция операторов j^2 и j_z с собственными значениями $j(j+1) = (3/2) \cdot (5/2)$ и $m_j = 1/2$ (задача 5.1).

Согласно квантово-механической интерпретации разложения волновой функции, измерение даст для состояния (5.2) спин $+1/2$ с вероятностью $(2/3) |Y_{1,0}(\theta, \phi)|^2$ и спин $-1/2$ с вероятностью $(1/3) |Y_{1,1}(\theta, \phi)|^2$. Если нас не интересует угловое распределение фотоэлектронов (которое описывается сферическими гармониками), то, выполнив интегрирование по телесному углу, с учетом нормированности функций Y_{lm} мы получим среднее значение компоненты спина в направлении z , равное $(2/3)(1/2) + (1/3)(-1/2) = 1/6$. Соответственно этому среднее значение z -компоненты орбитального момента равно $(2/3)0 + (1/3)1 = 1/3$. Эти значения могут быть также получены с помощью векторной модели, как показано на рис. 5.3, б. (Конечно, нельзя прямо проецировать моменты l и s на направление z из произвольных положений, показанных на рисунке. Сначала нужно найти проекции на фиксированное направление вектора j . Усредненные по времени величины l и s , полученные таким образом, затем проецируются на ось z .)

Ситуация с состоянием ${}^2P_{1/2}$ совершенно аналогична. При $m_j = 1/2$ мы имеем собственную функцию¹⁾

$$\sqrt{\frac{1}{3}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} Y_{1,0} - \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} Y_{1,1}. \quad (5.3)$$

Ее представление в векторной модели дано на рис. 5.3, в.

¹⁾ См. примечание 2 на с. 139.

Что можно узнать о поляризации фотоэлектронов, исходя из полученных собственных функций? Прежде всего мы видим, что переход 1 (рис. 5.2) не изменяет направления спина, так как $m_s = +1/2$ и в начальном, и в конечном состояниях. Однако для переходов 2 и 3 из состояния $m_s = -1/2$ имеется определенная вероятность переворачивания спина, т. е. перехода в состояние $m_s = +1/2$. Чтобы определить долю фотоэлектронов с проекциями $m_s = +1/2$ и $-1/2$ и тем самым найти поляризацию, нам нужно знать вероятности различных переходов. Они определяются дипольными матричными элементами.

Чтобы вычислить матричные элементы, нужны полные волновые функции, включая их радиальные части, которые точно не известны. Мы обозначим радиальные части символами $F(r)$, $F_1(r)$ и $F_3(r)$, соответствующими основному состоянию, состоянию ${}^2P_{1/2}$ и состоянию ${}^2P_{3/2}$. Функция $F_1(r)$ в общем случае отлична от $F_3(r)$, так как радиальные части гамильтониана для состояний $P_{1/2}$ и $P_{3/2}$ различаются знаком спин-орбитального потенциала $[(1/2) m^{-2} c^{-2}] (1/r) (dV/dr) (1 \cdot s)$. Скалярное произведение $1 \cdot s$ отрицательно при $j = 1/2$ и положительно при $j = 3/2$ (см. рис. 5.3, б и в и разд. 3.2). Поскольку радиальные части гамильтониана различны, и радиальные собственные функции оказываются различными. Различия между $F_1(r)$ и $F_3(r)$ возрастают с ростом спин-орбитальной связи, т. е. с увеличением атомного номера.

Используя обозначения $\alpha = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ и $\beta = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$, $R_{1,3} = \langle F_{1,3}(r) | r | F(r) \rangle$ и взяв дипольный оператор для света с циркулярной поляризацией σ^+ в виде $x + iy$, мы получим матричные элементы для переходов 1, 2, 3 на рис. 5.2:

$$b_1 = \langle \epsilon^2 P_{3/2}, m_j = \frac{3}{2} | x + iy |^2 S_{1/2}, m_j = \frac{1}{2} \rangle = \\ = \langle F_3(r) \alpha Y_{1,1} | x + iy | F(r) \alpha Y_{0,0} \rangle = - \sqrt{\frac{2}{3}} R_3, \quad (5.4)$$

$$b_2 = \langle \epsilon^2 P_{1/2}, m_j = \frac{1}{2} | x + iy |^2 S_{1/2}, m_j = -\frac{1}{2} \rangle = \\ = \langle F_1(r) \left(\frac{1}{\sqrt{3}} \alpha Y_{1,0} - \sqrt{\frac{2}{3}} \beta Y_{1,1} \right) | x + iy | F(r) \beta Y_{0,0} \rangle = + \frac{2}{3} R_1, \quad (5.5)$$

$$b_3 = \langle \epsilon^2 P_{3/2}, m_j = \frac{1}{2} | x + iy |^2 S_{1/2}, m_j = -\frac{1}{2} \rangle = \\ = \langle F_3(r) \left(\sqrt{\frac{2}{3}} \alpha Y_{1,0} + \sqrt{\frac{1}{3}} \beta Y_{1,1} \right) | x + iy | F(r) \beta Y_{0,0} \rangle = \\ = - \frac{\sqrt{2}}{3} R_3. \quad (5.6)$$

Проведенные интегрирования весьма просты, так как под знаком интеграла встречаются только низшие сферические гармоники (т. е. просто синусы и косинусы). Кроме того, мы воспользовались ортогональностью функций α и β (задача 5.2).

Волновая функция электронов, совершивших переходы 2 и 3 из одного и того же состояния, представляет собой когерентную суперпозицию

$$b_2 \left| \epsilon^2 P_{1/2}, m_I = \frac{1}{2} \right\rangle + b_3 \left| \epsilon^2 P_{3/2}, m_I = \frac{1}{2} \right\rangle \quad (5.7)$$

(здесь опущены общие множители, которые сокращаются при расчетах поляризации, такие, как интенсивность ионизирующего света). Для перехода 1, который описывает ионизацию другого атома в нашей некогерентной смеси атомов $A\uparrow$ и $A\downarrow$, соответствующее выражение таково:

$$b_1 \left| \epsilon^2 P_{3/2}, m_I = \frac{3}{2} \right\rangle. \quad (5.8)$$

Подставив выражение (5.1—6) в (5.7 и 8) и сгруппировав члены по их спиновым функциям, мы получим для переходов 2 и 3 часть волновой функции, определяющую угловые моменты, в следующем виде:

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{3}} [\sqrt{2} (R_3 - R_1) Y_{1,0} \alpha + (2R_1 + R_3) Y_{1,1} \beta] = \\ & = -\frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{pmatrix} \sqrt{2} (R_3 - R_1) Y_{1,0} \\ (2R_1 + R_3) Y_{1,1} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (5.9)$$

В случае перехода 1 получаем

$$-\sqrt{\frac{2}{3}} \begin{pmatrix} R_3 Y_{1,1} \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (5.10)$$

Согласно сказанному в разд. 2.3, матрицы плотности конечных состояний, соответствующих функциям (5.9) и (5.10), имеют вид

$$\begin{aligned} \rho_{2+3} &= C \times \\ & \times \begin{pmatrix} 2(R_3 - R_1)^2 |Y_{1,0}|^2 & \sqrt{2}(R_3 - R_1)(2R_1 + R_3) Y_{1,0} Y_{1,1}^* \\ \sqrt{2}(R_3 - R_1)(2R_1 + R_3) Y_{1,0}^* Y_{1,1} & (2R_1 + R_3)^2 |Y_{1,1}|^2 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (5.11)$$

$$\rho_1 = C \begin{pmatrix} 9R_3^2 |Y_{1,1}|^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (5.12)$$

где через C обозначен общий множитель, не существенный для нас.

Эти матрицы плотности можно использовать для расчета поляризации, возникающей при фотоионизации атомов $A\downarrow$ и $A\uparrow$. Чтобы вычислить поляризацию смешанного электронного пучка, который получается при фотоионизации неполяризованного атомного пучка, мы сформируем матрицу плотности смешанного состояния, которая, согласно формуле (2.22), равна сумме матриц (5.11), (5.12):

$$\rho = C \times \begin{pmatrix} 9R_3^2 |Y_{1,1}|^2 + 2(R_3 - R_1)^2 |Y_{1,0}|^2 & \sqrt{2}(R_3 - R_1)(2R_1 + R_3)Y_{1,0}Y_{1,1}^* \\ \sqrt{2}(R_3 - R_1)(2R_1 + R_3)Y_{1,0}^*Y_{1,1} & (2R_1 + R_3)^2 |Y_{1,1}|^2 \end{pmatrix}. \quad (5.13)$$

Так как по определению (2.21) компоненты вектора поляризации равны $P_i = \text{tr}\{\rho\sigma_i\}/\text{tr}\{\rho\}$, например, для z -компоненты мы получим выражение, зависящее от угла:

$$P_z = \frac{9R_3^2 |Y_{1,1}|^2 + 2(R_3 - R_1)^2 |Y_{1,0}|^2 - (2R_1 + R_3)^2 |Y_{1,1}|^2}{9R_3^2 |Y_{1,1}|^2 + 2(R_3 - R_1)^2 |Y_{1,0}|^2 + (2R_1 + R_3)^2 |Y_{1,1}|^2}. \quad (5.14)$$

В результате преобразования, выполненного в задаче 5.3, получаем

$$\begin{aligned} P_z &= \frac{\frac{9}{2} R_3^2 \sin^2 \theta + 2(R_3 - R_1)^2 \cos^2 \theta - \frac{1}{2} (2R_1 + R_3)^2 \sin^2 \theta}{2(R_3 - R_1)^2 + (6R_1 R_3 + 3R_3^2) \sin^2 \theta} = \\ &= \frac{2(R_3 - R_1)^2 + 2(R_3^2 + R_1 R_3 - 2R_1^2) \sin^2 \theta}{2(R_3 - R_1)^2 + (6R_1 R_3 + 3R_3^2) \sin^2 \theta}. \end{aligned} \quad (5.15)$$

В данном подразделе мы будем рассматривать случай, когда регистрируются все фотоэлектроны независимо от направления их вылета. Следовательно, нас будет интересовать поляризация \bar{P} , усредненная по всем углам. При таком усреднении поляризация должна браться с весом, равным соответствующей интенсивности I . Согласно решению задачи 5.3, величины \bar{P}_x и \bar{P}_y равны нулю. Таким образом,

$$\bar{P} = \bar{P}_z = \frac{\iint I P_z \sin \theta \, d\theta \, d\phi}{\iint I \sin \theta \, d\theta \, d\phi}. \quad (5.16)$$

Взяв формулу для поляризации в виде $P_z = (N_\uparrow - N_\downarrow)/(N_\uparrow + N_\downarrow) = \text{tr}\{\rho\sigma_z\}/\text{tr}\{\rho\}$, мы видим, что величина $\text{tr}\{\rho\}$ пропорциональна интенсивности фотоэлектронов. Поэтому из равенств (5.14) и (5.16) с учетом нормированности сферических гармо-

ник легко получить

$$\bar{P}_z = \frac{9R_3^2 + 2(R_3 - R_1)^2 - (2R_1 + R_3)^2}{9R_3^2 + 2(R_3 - R_1)^2 + (2R_1 + R_3)^2} = \frac{1 + 2X}{2 + X^2}, \quad (5.17)$$

где

$$X = \frac{2R_3 + R_1}{R_3 - R_1}. \quad (5.18)$$

Задача 5.1. Покажите, что величина $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} Y_{1,1}$ есть собственная функция операторов j^2 и j_z с соответствующими собственными значениями $j(j+1)\hbar^2 = (3/2)(5/2)\hbar^2$ и $m_j\hbar = (3/2)\hbar$. Докажите аналогичные соотношения для $|^2P_{3/2}, m_j = 1/2\rangle$.

Решение. Введем обозначения $\alpha = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$, $\beta = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ и напомним

$$j^2 \alpha Y_{1,1} = (l^2 + s^2 + 2l \cdot s) \alpha Y_{1,1} = \left[\left(2 + \frac{3}{4} \right) \hbar^2 + 2l \cdot s \right] \alpha Y_{1,1}.$$

С учетом соотношений

$$\sigma_x \alpha = \beta, \quad \sigma_y \alpha = i\beta, \quad \sigma_z \alpha = \alpha, \quad \sigma_x \beta = \alpha, \quad \sigma_y \beta = -i\alpha, \quad \sigma_z \beta = -\beta,$$

вытекающих из определения (2.2), получим

$$2l \cdot s \alpha Y_{1,1} = \hbar (l_x \sigma_x + l_y \sigma_y + l_z \sigma_z) \alpha Y_{1,1} = \hbar (l_x \beta + il_y \beta + \hbar \alpha) Y_{1,1}.$$

Из следующих соотношений, которые можно найти в учебниках по квантовой механике¹⁾:

$$(l_x + il_y) Y_{lm} = \hbar \sqrt{(l-m)(l+m+1)} Y_{l, m+1}, \quad (5.19)$$

$$(l_x - il_y) Y_{lm} = \hbar \sqrt{(l+m)(l-m+1)} Y_{l, m-1},$$

получается $(l_x + il_y) Y_{1,1} = 0$. Таким образом:

$$j^2 \alpha Y_{1,1} = \left(2 + \frac{3}{4} + 1 \right) \hbar^2 \alpha Y_{1,1} = \frac{3}{2} \cdot \frac{5}{2} \hbar^2 \alpha Y_{1,1}.$$

Кроме того, имеем

$$j_z \alpha Y_{1,1} = (l_z + s_z) \alpha Y_{1,1} = \left(\hbar + \frac{\hbar}{2} \right) \alpha Y_{1,1} = \frac{3}{2} \hbar \alpha Y_{1,1}.$$

Для состояния $|^2P_{3/2}, m_j = 1/2\rangle$ справедливо следующее:

$$\begin{aligned} j^2 \sqrt{\frac{1}{3}} (\sqrt{2} \alpha Y_{1,0} + \beta Y_{1,1}) &= \\ = [l^2 + s^2 + \hbar (l_x \sigma_x + l_y \sigma_y + l_z \sigma_z)] \sqrt{\frac{1}{3}} (\sqrt{2} \alpha Y_{1,0} + \beta Y_{1,1}) &= \\ = \hbar^2 \left(2 + \frac{3}{4} \right) \sqrt{\frac{1}{3}} (\sqrt{2} \alpha Y_{1,0} + \beta Y_{1,1}) + \hbar (l_x \beta + il_y \beta) \sqrt{\frac{2}{3}} Y_{1,0} + \\ + \hbar (l_x \alpha - il_y \alpha - \hbar \beta) \sqrt{\frac{1}{3}} Y_{1,1}. \end{aligned}$$

¹⁾ Различия в знаках в разных публикациях обусловлены разным определением функции Y_{lm} . При наших обозначениях мы имеем $Y_{l, -m} = (-1)^m Y_{lm}^*$.

Два последних члена с учетом соотношений (5.19) дают

$$\frac{2}{\sqrt{3}} \hbar^2 \beta Y_{1,1} + \sqrt{\frac{2}{3}} \hbar^2 \alpha Y_{1,0} - \sqrt{\frac{1}{3}} \hbar^2 \beta Y_{1,1}.$$

Таким образом, получаем

$$\begin{aligned} j^2 \sqrt{\frac{1}{3}} (\sqrt{2} \alpha Y_{1,0} + \beta Y_{1,1}) &= \\ &= \hbar^2 \left(2 + \frac{3}{4}\right) \sqrt{\frac{1}{3}} (\sqrt{2} \alpha Y_{1,0} + \beta Y_{1,1}) + \sqrt{\frac{1}{3}} \hbar^2 \beta Y_{1,1} + \\ &+ \sqrt{\frac{2}{3}} \hbar^2 \alpha Y_{1,0} = \frac{3}{2} \cdot \frac{5}{2} \hbar^2 \sqrt{\frac{1}{3}} (\sqrt{2} \alpha Y_{1,0} + \beta Y_{1,1}). \end{aligned}$$

Кроме того, имеем

$$\begin{aligned} j_z \sqrt{\frac{1}{3}} (\sqrt{2} \alpha Y_{1,0} + \beta Y_{1,1}) &= \sqrt{\frac{1}{3}} \left[\sqrt{2} \left(0 + \frac{\hbar}{2}\right) \alpha Y_{1,0} + \right. \\ &+ \left. \left(\hbar - \frac{\hbar}{2}\right) \beta Y_{1,1} \right] = \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{1}{3}} (\sqrt{2} \alpha Y_{1,0} + \beta Y_{1,1}). \end{aligned}$$

Задача 5.2. Вычислите величину b_2 , определенную равенством (5.5).

Решение. Так как $x = r \sin \theta \cos \phi$, $y = r \sin \theta \sin \phi$ и $\langle \alpha | \beta \rangle = 0$, $\langle \beta | \beta \rangle = 1$, мы имеем

$$\begin{aligned} b_2 &= - \left\langle F_1(r) \sqrt{\frac{2}{3}} Y_{1,1} \middle| r \sin \theta e^{i\phi} \middle| F(r) Y_{0,0} \right\rangle = \\ &= \sqrt{\frac{2}{3}} R_1 \left(\sqrt{\frac{3}{8\pi}} \right) \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \sin \theta e^{-i\phi} \sin \theta e^{i\phi} \sqrt{\frac{1}{4\pi}} \sin \theta d\theta d\phi = \\ &= \frac{2\pi}{4\pi} R_1 \int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta = \frac{2}{3} R_1. \end{aligned}$$

Задача 5.3. Вычислите P_x и покажите, что средние значения \bar{P}_x и \bar{P}_y равны нулю (воспользуйтесь соотношениями $Y_{1,0} = Y_{1,0}^* = \sqrt{3/4\pi} \cos \theta$, $Y_{1,1} = -\sqrt{3/8\pi} \sin \theta e^{i\phi}$).

Решение. Взяв матрицу плотности (5.13), получим

$$\begin{aligned} P_x &= \frac{\text{tr} \left\{ \rho \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \right\}}{\text{tr} \{\rho\}} = \\ &= \frac{\sqrt{2} (R_3 - R_1) (2R_1 + R_3) (Y_{1,0} Y_{1,1}^* + Y_{1,0}^* Y_{1,1})}{9R_3^2 |Y_{1,1}|^2 + 2(R_3 - R_1)^2 |Y_{1,0}|^2 + (2R_1 + R_3)^2 |Y_{1,1}|^2} = \\ &= \frac{\sqrt{2} (R_3 - R_1) (2R_1 + R_3) Y_{1,0} (Y_{1,1}^* + Y_{1,1})}{2(R_3 - R_1)^2 |Y_{1,0}|^2 + (4R_1^2 + 4R_1 R_3 + 10R_3^2) |Y_{1,1}|^2} = \\ &= - \frac{(R_3 - R_1) (2R_1 + R_3) \cos \theta \sin \theta 2 \cos \phi}{2(R_3 - R_1)^2 (1 - \sin^2 \theta) + (2R_1^2 + 2R_1 R_3 + 5R_3^2) \sin^2 \theta} = \\ &= - \frac{2(R_3 - R_1) (2R_1 + R_3) \cos \theta \sin \theta \cos \phi}{2(R_3 - R_1)^2 + (6R_1 R_3 + 3R_3^2) \sin^2 \theta}. \end{aligned} \quad (5.20)$$

Сразу видно, что величина

$$\iint IP_x \sin \theta \, d\theta \, d\phi = \sqrt{2} (R_3 - R_1) (2R_1 + R_3) \times \\ \times \iint (Y_{1,0} Y_{1,1}^* + Y_{1,0}^* Y_{1,1}) \sin \theta \, d\theta \, d\phi$$

равна нулю, так как сферические гармоники взаимно ортогональны. Для величины \bar{P}_y не требуется проводить аналогичных вычислений. В самом деле, в силу аксиальной симметрии рассматриваемого случая направления x и y эквивалентны. Поэтому, если $\bar{P}_x = 0$, то $\bar{P}_y = 0$.

5.2.2. Объяснение эффекта Фано и экспериментальные данные

Согласно полученным выше формулам, достижимая поляризация определяется радиальными матричными элементами R_1 и R_3 . Можно сразу же сделать вывод, что при $R_1 = R_3$ (отсутствует спин-орбитальная связь) поляризация отсутствует. Поэтому не очевидно, что поляризованные электроны возникают из-за ионизации циркулярно поляризованным светом (т. е. фотонами с ориентированными спинами). Возникновение поляризации электронов не может быть просто выведено из баланса угловых моментов. В отсутствие спин-орбитальной связи спин фотона передается орбитальному моменту фотоэлектрона, как это предписывает правило отбора $\Delta m_l = \pm 1$ для циркулярно поляризованного света. Только при наличии взаимодействия между спиновым и орбитальным моментами фотоэлектрона преимущественная ориентация спинов фотонов действительно приводит к преимущественной ориентации спинов электронов.

Чтобы не заблудиться в вычислениях, попытаемся объяснить, как возникает эффект Фано. Сначала рассмотрим поляризацию электронов, которая возникает при фотоионизации атомов $A\downarrow$, т. е. при переходах 2 и 3 на рис. 5.2. Тогда мы должны взять матрицу плотности ρ_{2+3} [формула (5.11)] и вместо равенства (5.17), которое относится к фотоионизации неполяризованного атомного пучка, получим

$$\bar{P}_z = \frac{2(R_3 - R_1)^2 - (2R_1 + R_3)^2}{2(R_3 - R_1)^2 + (2R_1 + R_3)^2} = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} = \frac{Q_e^{\uparrow} - Q_e^{\downarrow}}{Q_e^{\uparrow} + Q_e^{\downarrow}}. \quad (5.21)$$

Величины Q_e^{\uparrow} и Q_e^{\downarrow} — сечения фотообразования электронов e^{\uparrow} и e^{\downarrow} для рассматриваемой мишени. Если спин-орбитальной связи нет ($R_1 = R_3$), то мы получаем $\bar{P}_z = -1$. Это и естественно, так как атомный пучок полностью поляризован в направлении $-z$, а спин электрона не изменяется при фотоионизации, если нет спин-орбитального взаимодействия. Если же $R_3 \neq R_1$, то из соотношения (5.21) видно, что $Q_e^{\uparrow} \neq 0$. Это означает, что

некоторая доля спинов перевернулась в процессе фотоионизации, в связи с чем уменьшилась степень поляризации, возникающая в этих переходах.

Поляризацию фотоэлектронов, образующихся в результате перехода 1, можно вычислить с помощью матрицы (5.12):

$$\bar{P}_z = \frac{Q_e^\uparrow - Q_e^\downarrow}{Q_e^\uparrow + Q_e^\downarrow} = \frac{9R_3^2 - 0}{9R_3^2 + 0} = 1. \quad (5.22)$$

В этом случае переворачивание спина не происходит: величина Q_e^\downarrow всегда равна нулю.

Итак, мы видим, что спин-орбитальное взаимодействие приводит к двум эффектам:

а) оно может вызвать переворачивание спина в переходах 2 и 3;

б) оно ведет к различию сечений фотоионизации атомов $A\uparrow$ и $A\downarrow$:

$$\frac{Q(A\downarrow)}{Q(A\uparrow)} = \frac{2(R_3 - R_1)^2 + (2R_1 + R_3)^2}{9R_3^2}. \quad (5.23)$$

[Величина $Q(A\downarrow)/Q(A\uparrow)$ есть отношение знаменателей выражений (5.21) и (5.22), которые описывают фотоионизацию атомов $A\downarrow$ и $A\uparrow$ соответственно.] В отсутствие спин-орбитальной связи отношение (5.23) равно единице.

Получающаяся поляризация определяется этими двумя эффектами спин-орбитального взаимодействия. Очень легко показать, что средняя поляризация \bar{P}_z не обязательно совпадает по направлению со спином падающих фотонов. Если, например, $R_1 = 4R_3$, то соотношение (5.23) дает $Q(A\downarrow)/Q(A\uparrow) = 11$, а соотношение (5.21) дает

$$Q_e^\uparrow/Q_e^\downarrow = 2(R_3 - R_1)^2/(2R_1 + R_3)^2 = 2/9.$$

Это значит, что вероятность ионизации атомов $A\downarrow$ в 11 раз больше, чем атомов $A\uparrow$, и что большая часть спинов сохраняет свое направление. Поэтому возникает отрицательная поляризация, как следует из равенства (5.17): $\bar{P}_z = -1/2$.

Если же $R_3 = -2R_1$, то выражение (5.21) дает $Q_e^\downarrow = 0$. Это значит, что при ионизации атомов $A\downarrow$ все спины должны повернуться в направлении $+z$. Тогда мы получим только фотоэлектроны со спинами, выстроенными в z -направлении. Соответственно этому выражение (5.17) дает $\bar{P}_z = 1$. Это можно объяснить следующим образом. При образовании выражения (5.9) из функций $|e^2P_{1/2}, m_j = 1/2\rangle$ и $|e^2P_{3/2}, m_j = 1/2\rangle$ члены, содержащие функции, которыми описывается переворот спина, исчезают вследствие интерференции, если $R_3 = -2R_1$. В этом выде-

ленном случае $m_s = +1/2$ и $m_l = 0$ являются хорошими квантовыми числами для состояния, возникающего в результате переходов 2 и 3.

Поскольку спин-орбитальная связь — довольно слабое взаимодействие, столь сильные поляризационные эффекты, как правило, нереальны. Обычно поляризация не отличается существенно от нуля, т. е. от того, что должно быть в отсутствие спин-орбитальной связи. Обстоятельства, благоприятствующие высокой степени поляризации, можно пояснить следующими рассуждениями, которые фактически и привели Фано к сделанным им выводам. Сечение фотоионизации вместе с матричными элементами перехода, а следовательно, и поляризация фотоэлектронов зависят от длины волны падающего света. Для большинства щелочных металлов эта зависимость особенно резко выражена в области удобной для эксперимента. Сечение фотоионизации $Q_e = Q_e^\uparrow + Q_e^\downarrow$ проходит через глубокий минимум вблизи порога. Из-за спин-орбитального взаимодействия мы получаем несколько различающиеся сечения Q_e^\uparrow и Q_e^\downarrow фотообразования электронов e^\uparrow и e^\downarrow (рис. 5.4), так как из соотношения (5.17) следует, что

$$\frac{Q_e^\uparrow}{Q_e^\downarrow} = \frac{9R_3^2 + 2(R_3 - R_1)^2}{(2R_1 + R_3)^2}. \quad (5.24)$$

Хотя в общем небольшое спин-орбитальное взаимодействие не приводит к большой разнице двух сечений, вблизи минимумов их отношение оказывается значительным¹⁾. Если выбирать длины волн вблизи минимумов, то будут возникать фотоэлектроны преимущественно в одном спиновом состоянии, т. е. с высокой степенью поляризации. Эта ситуация аналогична обсуждавшейся в разд. 3.4.2 для электронного рассеяния: форма кривой поляризации определяется кривыми сечений образования электронов e^\uparrow и e^\downarrow .

Для количественного расчета кривых, представленных на рис. 5.4, нужно знать величины R_1 и R_3 . Однако трудно вычислить радиальные части волновых функций, а следовательно, и матричные элементы переходов с такой точностью, чтобы даже разность $R_3 - R_1$, входящая в формулы, была достоверной. Поэтому Фано пытался оценить зависимость поляризации от длины волны $\bar{P}_z(\lambda)$, исходя из того, что спин-орбитальное взаимодействие, ответственное за поляризационные эффекты, приводит

¹⁾ Сильное отклонение отношения R_1/R_3 от единицы в численном примере, приведенном выше, возможно только вблизи нулей функции R_1 и R_3 , поскольку абсолютная разность этих величин очень мала из-за малости спин-орбитальной связи. Так как сечение фотоионизации определяется величинами R_1 и R_3 , минимум сечения и нули функций R_1 и R_3 лежат в одной и той же области длин волн.

и к другим последствиям, которые изучались ранее. Кроме дублетного расщепления энергетических уровней атомов щелочных металлов, спин-орбитальным взаимодействием определяется отношение интенсивностей дублетных линий и точная форма сечения фотоионизации Q_e (даже если не учитывать направление спина фотоэлектронов). Исходя из этих данных, он оценил параметр X , связанный с R_1 и R_3 соотношением (5.18), как функцию длины волны λ . Фано удалось приблизительно предсказать результаты измерений, к которым мы сейчас перейдем.

На рис. 5.5 представлена схема экспериментальной установки для измерения эффекта Фано. Неполаризованный пучок атомов цезия пересекается с пучком монохроматического циркулярно поляризованного ультрафиолетового излучения. Образующиеся фотоэлектроны собираются вытягивающей системой независимо от направления их испускания. Моттовский детектор (разд. 8.1.2), измеряющий затем их поляризацию, дает, следовательно, среднее значение $\bar{P} = \bar{P}_z$. Задача подавления многочисленных электронов фона, которые приходят от стенок камеры и от других частей аппаратуры, решается при помощи соответствующих электронно-оптических потенциальных барьеров. Кроме того, необходимо быть уверенным, что доля молекул Cs_2 в пучке атомов Cs мала. Это достигается выбором подходящей температуры нагревателя. Тогда, несмотря на большое сечение фотоионизации этих молекул, они не дают большого числа фоновых электронов.

На рис. 5.6 представлены результаты таких измерений, проведенных именно в той области длин волн, где сечение имеет минимум. Мы видим, что при 290 нм достигается полная поляризация (в пределах экспериментальных ошибок). Это вызывает интерес к эффекту Фано, как к эффекту, на котором

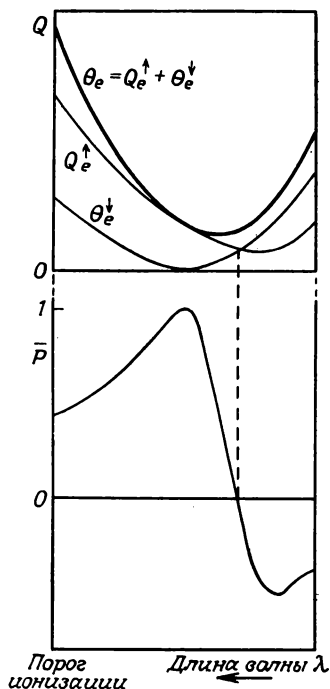


Рис. 5.4. Примерные кривые зависимости сечения фотоионизации и поляризации фотоэлектронов от длины волны для щелочных металлов ($Q_e^{\downarrow} = 0$ при $R_3 = -2R_1$).

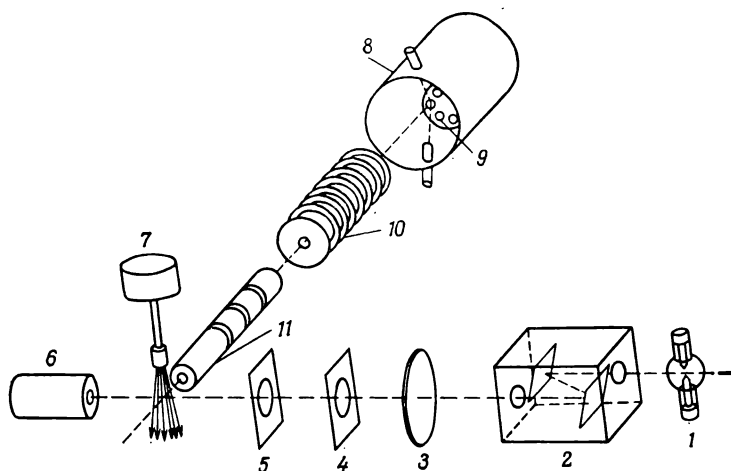


Рис. 5.5. Схема экспериментальной установки для измерения эффекта Фано [5.10]. 1 — газоразрядная лампа высокого давления; 2 — дифракционный УФ-монокроматор; 3 — линза; 4 — линейный поляризатор; 5 — пластинка $\lambda/4$; 6 — поглотитель света; 7 — термический источник атомов Cs; 8 — моттовский детектор; 9 — пленки Au; 10 — ускоритель (120 кэВ); 11 — вытягивающая система.

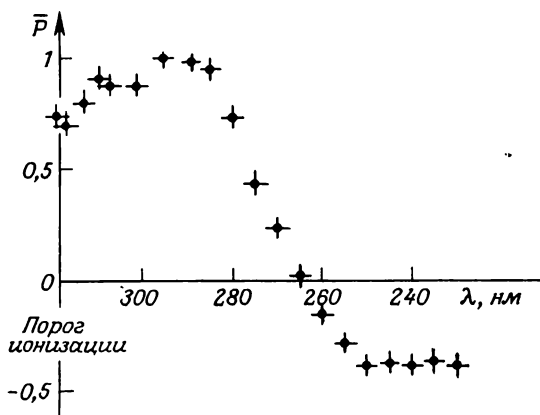


Рис. 5.6. Экспериментальная зависимость поляризации фотоэлектронов от длины волны (эффект Фано) для цезия [5.10].

может быть основан источник поляризованных электронов. Дополнительно такие измерения дают информацию о параметре $X(\lambda)$ [формула (5.18)] и, следовательно, о радиальных матричных элементах. Таким способом мы получаем информацию о влиянии спин-орбитальной связи на вышеупомянутые свойства

атомов щелочных металлов, более точную, чем была доступна ранее [5.11—15].

Хотя непосредственно зависимость поляризации фотоэлектронов от длины волны не исследовалась для атомных пучков других щелочных металлов, кроме Cs, относительно твердых щелочных металлов (см. разд. 7.2), имеются косвенные данные других, эквивалентных экспериментов [5.11], которые проводились с атомами K, Rb и Cs. Атомы $A\uparrow$ и $A\downarrow$ порознь фотоионизовались циркулярно поляризованным светом. Отношение сечений фотоионизации $Q(A\uparrow)/Q(A\downarrow)$ дается формулой (5.23). Сравнение с (5.24) показывает, что информация, полученная из измерений отношения $Q(A\uparrow)/Q(A\downarrow)$, эквивалентна информации, получаемой из измерений поляризации $\bar{P} = (Q_e^\uparrow - Q_e^\downarrow)/(Q_e^\uparrow + Q_e^\downarrow) = [(Q_e^\uparrow/Q_e^\downarrow) - 1]/[(Q_e^\uparrow/Q_e^\downarrow) + 1]$. Поэтому можно сказать, что имеется много количественных данных об эффекте Фано не только для Cs, но также для Rb и K (см. также работу [5.16]).

Одним из последствий открытия эффекта Фано была активизация работ по поляризационным эффектам при фотоионизации. Вскоре после первого сюрприза, открытия Фано, появились сообщения о втором сюрпризе: оказалось, что для получения поляризованных электронов из неполяризованных атомов нет даже необходимости использовать циркулярно поляризованный свет. Этот вопрос мы рассмотрим в следующем разделе.

Задача 5.4. Исходя из результатов разд. 5.2.1, найдите угловую зависимость сечения фотоионизации

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Q}{4\pi} \left[1 - \frac{\beta}{2} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right) \right] \quad (5.25)$$

в случаях циркулярно поляризованного и неполяризованного падающего света. Здесь Q — полное сечение, β — параметр, который нужно определить.

Решение. Интенсивность $I(\theta)$ фотоэлектронов, образующихся под действием света σ , пропорциональна $\text{tr}\{\rho\}$, где ρ — матрица плотности (5.13), описывающая фотоэлектроны. Используя выражения для сферических гармоник, приведенные в задаче 5.3, мы получаем

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} \sim I(\theta) \sim \text{tr}\{\rho\} &= R_1^2 + R_1 R_3 + \frac{5}{2} R_3^2 - \frac{3}{2} (2R_1 R_3 + R_3^2) \cos^2 \theta = \\ &= (R_1^2 + 2R_3^2) \left[1 - \frac{1}{2} \frac{4R_1 R_3 + 2R_3^2}{R_1^2 + 2R_3^2} \frac{3}{2} \cos^2 \theta + \frac{R_1 R_3 + R_3^2/2}{R_1^2 + 2R_3^2} \right]. \end{aligned}$$

Полагая

$$\beta = \frac{4R_1 R_3 + 2R_3^2}{R_1^2 + 2R_3^2} = 2 \frac{X^2 - 1}{X^2 + 2},$$

где X — параметр, определенный формулой (5.18), и находя коэффициент пропорциональности из условия

$$2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta d\theta = Q,$$

мы получаем выражение (5.25). В силу зеркальной симметрии результат справедлив для света с обеими циркулярными поляризациями σ^+ и σ^- . Следовательно, он справедлив и для неполяризованного света.

5.2.3. Поляризованные фотоэлектроны, испускаемые неполяризованными атомами под действием неполяризованного света

Когда неполяризованные электроны рассеиваются на неполяризованной мишени, наблюдается поляризация рассеянных электронов, перпендикулярная плоскости рассеяния, которая обращается в нуль при усреднении по всем азимутальным направлениям. Об этом говорилось в предыдущих главах, и в связи с данным обстоятельством возникает вопрос: а не может ли быть аналогичной ситуация в фотоионизации? И действительно, было теоретически предсказано [5.17—19], что фотоэлектроны, образовавшиеся при воздействии неполяризованного света на неполяризованные мишени и вылетевшие в определенном направлении, должны быть поляризованы. В силу имеющейся симметрии (разд. 3.4.4) поляризация должна быть перпендикулярна плоскости реакции, т. е. плоскости, определяемой направлением падающего света и направлением наблюдаемых фотоэлектронов. В таком случае поляризация, усредненная по всем направлениям испускания, должна быть равна нулю вследствие аксиальной симметрии (рис. 5.7).

Из соображений симметрии можно также указать характер угловой зависимости поляризации. Аксиальная симметрия требует, чтобы, как и в случае электронного рассеяния, электроны, испущенные в направлениях 1 и 2 (рис. 5.8), имели противоположную поляризацию. Говоря о зависимости поляризации от угла θ , мы рассмотрим (нерелятивистский) предел, в котором импульсом фотона можно пренебречь по сравнению с импульсом электрона, так что для наблюдаемой поляризации, например в направлениях 1 и 2, несущественно, налетает ли фотон справа или слева. Тогда, повернув правую часть рис. 5.8 на 180° , мы получим, что поляризация в направлениях 3 и 4 противоположна поляризации в направлениях 2 и 1, соответственно. Мы получаем $P_n(\pi - \theta) = -P_n(\theta)$, где $\mathbf{P} \equiv P_n \hat{\mathbf{n}}$, а $\hat{\mathbf{n}} = \mathbf{k}_l \times \mathbf{k} / |\mathbf{k}_l \times \mathbf{k}|$ (\mathbf{k}_l и \mathbf{k} — это векторы направления падающего света и направления вылета фотоэлектрона, которые составляют угол θ). Эта симметрия находит отражение в числителе формулы, опи-

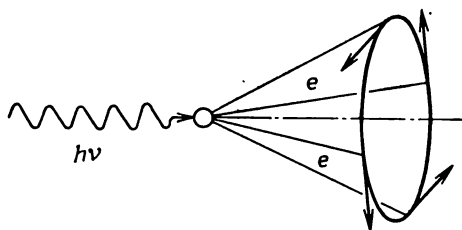


Рис. 5.7. Поляризованные фотоэлектроны, образующиеся при воздействии неполяризованного света на неполяризованные атомы.

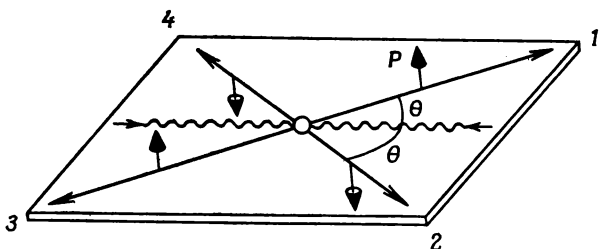


Рис. 5.8. Симметрия поперечной поляризации фотоэлектронов в нерелятивистском случае.

сывающей поляризацию:

$$\mathbf{P}(\theta) = \frac{\xi \sin 2\theta}{1 - \frac{\beta}{2} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right)} \hat{\mathbf{n}}. \quad (5.26)$$

Знаменатель здесь с точностью до постоянного множителя есть хорошо известное выражение для полной интенсивности фотоэлектронов, испускаемых в направлении наблюдения (задача 5.4). Это согласуется с тем, что говорилось ранее [в связи с формулой (5.16)] о выражении для поляризации: его знаменатель равен полному числу электронов $e\uparrow$ и $e\downarrow$.

В то время как свойства симметрии углового распределения следуют из общих принципов, параметры ξ и β определяются матричными элементами конкретного рассматриваемого процесса фотоионизации. Чтобы найти поляризацию, пользуясь методом матрицы плотности, нужно повторить вычисления, проведенные в разд. 5.2.1, для света σ^- . Сложив некогерентно матрицы плотности, полученные для света σ^+ и σ^- , и используя определение (2.18), мы получим выражение (5.26) для поляризации фотоэлектронов в случае неполяризованного света, где величина ξ пропорциональна

$$\frac{|R_1| |R_2| \sin(\delta_1 - \delta_2)}{|R_1|^2 + |R_2|^2}, \quad (5.27)$$

причем $|R_i|$ и δ_i ($i = 1, 2$) — модуль и фазы (приведенных) матричных элементов, описывающих переходы в два непрерывных спектра (по нашему предположению разрешенные правилами отбора). В случае щелочных металлов фазы этих двух матричных элементов различаются только из-за влияния спин-орбитального взаимодействия; оно недостаточно сильно, чтобы вызвать значительное отличие величины $\sin(\delta_1 - \delta_2)$ от нуля [5.14, 15], а потому заметной поляризации не возникает¹⁾. Если же фотоионизуется такое состояние, что освобождаются p -электроны, то электроны могут оказаться в S - и D -состояниях. Тогда разность фаз $\delta_S - \delta_D$ в отношении (5.27) становится значительно больше, так как она связана с кулоновским взаимодействием, которое гораздо сильнее слабого спин-орбитального взаимодействия в непрерывном спектре, ответственного за поляризационные эффекты в щелочных металлах.

Численные данные для ξ представлены на рис. 5.9. Две кривые соответствуют фотоионизации p -оболочки атомов аргона, когда остаточный ион аргона оказывается либо в $^2P_{1/2}$, либо в $^2P_{3/2}$ -состоянии. Электроны, соответствующие этим двум состояниям остаточного иона, различаются по энергии на 180 мэВ и разделялись экспериментально при помощи электростатического спектрометра. Такие эксперименты стали возможны только при высоком уровне развития экспериментальной техники, так как фотоэлектроны необходимо одновременно анализировать по энергии, углу испускания и спину. Данные, представленные на рис. 5.9, получены при измерении поляризации фотоэлектронов, испущенных под углом $\theta_m = 54^\circ 44'$ (магический угол). В этом случае знаменатель выражения (5.26) становится равным единице, так что параметр ξ сразу получается из соотношения $P_n = \xi \sin 2\theta_m$. Измерения такого типа были проведены также с другими инертными газами и с парами металлов, например ртути [5.23, 24].

Схема установки, которая позволяет регистрировать полную угловую зависимость $P_n(\theta)$, представлена на рис. 5.10. В ней используется наличие тесной связи между поляризациями фотоэлектронов, испускаемых под действием неполяризованного и линейно поляризованного света. Как показано в задаче 5.5, поляризация фотоэлектронов $P^{(l)}$, образующихся под действием линейно поляризованного света, дается выражением

$$P^{(l)}(\theta) = \frac{2\xi \sin 2\theta}{1 + \beta \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right)} \hat{n} = P_n^{(l)}(\theta) \hat{n}, \quad (5.28)$$

¹⁾ Когда мы рассматривали эффект Фано для щелочных металлов, то предполагали, что оба матричных элемента действительны и, следовательно, разность фаз точно равна нулю (или π , если один из них отрицателен), причем такое приближение оказалось хорошим.

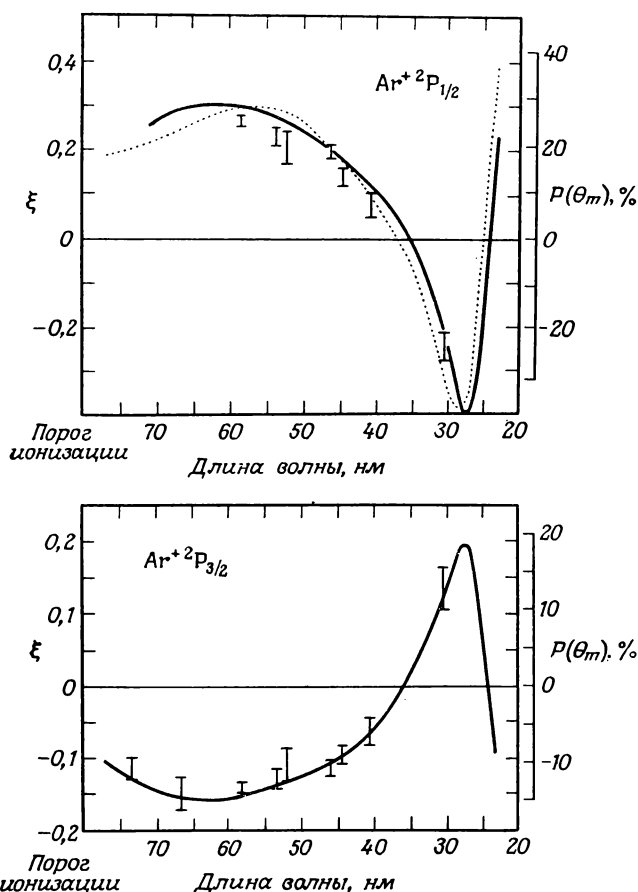


Рис. 5.9. Поперечная поляризация P_n фотоэлектронов, выбиваемых из атомов аргона неполяризованным излучением (мы иногда, как это принято, опускаем индекс компоненты поляризации, если нет других компонент). Угол вылета электронов $\theta_m = 54^\circ 44'$. Слева дана шкала для величины ξ , определенной выражением (5.25). Экспериментальные данные из работы [5.20], теоретические кривые: штриховая линия — работа [5.21]; сплошная линия — работа [5.22].

где теперь θ — угол между вектором поляризации света \mathbf{E} и направлением фотоэлектрона \mathbf{k} , а вектор $\hat{\mathbf{n}}$ дается выражением $\hat{\mathbf{n}} = \mathbf{k} \times \mathbf{E} / |\mathbf{k} \times \mathbf{E}|$. Выражение (5.28) согласуется с выражением (5.26) для поляризации в случае неполяризованного падающего света. Для измерения $P_n^{(j)}(\theta)$ вектор поляризации света \mathbf{E} поворачивают вокруг оси светового пучка поворотом ВУФ-поляризатора, как показано на рис. 5.10. Тем самым изменяют

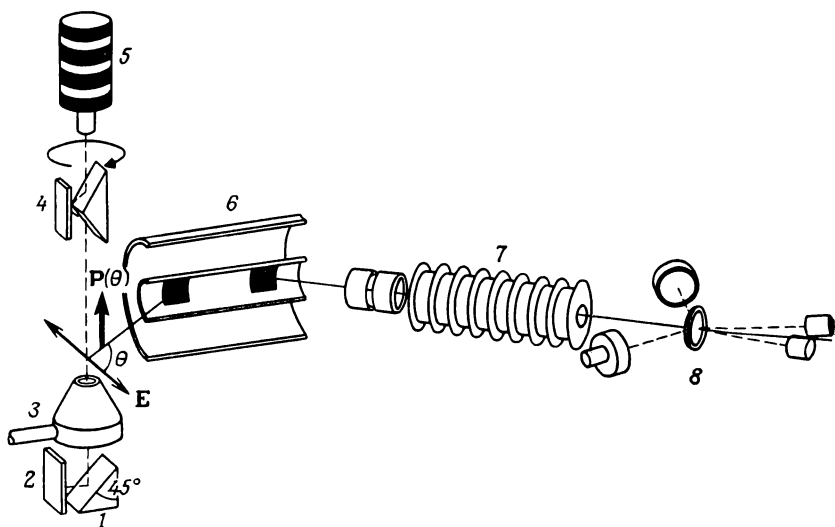


Рис. 5.10. Схема экспериментальной установки для исследования угловой зависимости поляризации $P_n(\theta)$ фотоэлектронов, образующихся при фотоионизации линейно поляризованным светом [5.25]. 1 — анализатор; 2 — фотокатод; 3 — сопло источника атомного пучка; 4 — поляризатор; 5 — источник ВУФ-излучения; 6 — электронный спектрометр; 7 — ускоритель (120 кэВ); 8 — моттовский детектор.

угол θ , тогда как направление поляризации фотоэлектронов остается перпендикулярным плоскости рассеяния моттовского детектора, который служит для анализа поляризации.

ВУФ-излучение поляризуется в результате отражения пучка от трех позолоченных поверхностей, что дает максимальную поляризацию, равную 88 %. Установка состоит из нескольких частей, которые все вместе уменьшают интенсивность электронов, доходящих до счетчиков моттовского детектора, в 10^7 раз: поляризатор света (уменьшение интенсивности света до 4 %), электронный спектрометр (угловая аппертура $\Delta\theta = \pm 5,5^\circ$, энергетическое разрешение 0,7 %), моттовский детектор (ослабление в 1000 раз). Вот почему измерения были возможны только с самой сильной резонансной линией гелия (58,43 нм \approx 21,22 эВ), источником которой служила капиллярная газоразрядная лампа. При начальной интенсивности $\sim 10^{13}$ фотон/с типичная скорость счета моттовского детектора была равна 2—30 импульс/с. Аппаратурную асимметрию удалось исключить благодаря обращению поляризации электронов, которое является следствием зеркальной симметрии, при двух положениях поляризатора, характеризующихся углами θ и $360^\circ - \theta$.

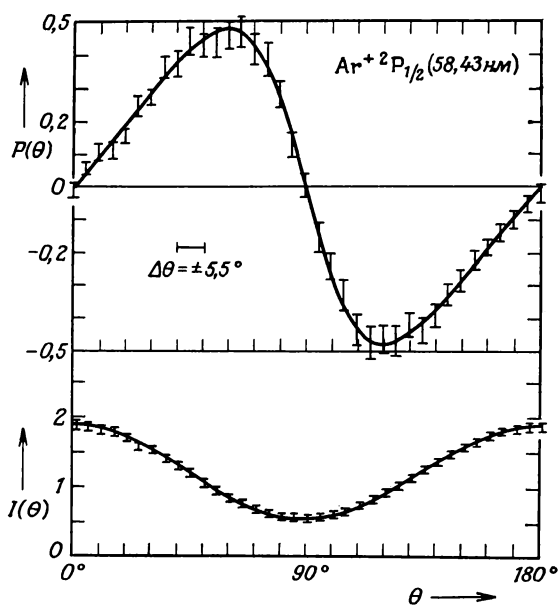


Рис. 5.11. Угловое распределение поляризации $P_n^{(l)}(\theta)$ (верхняя кривая) и относительной интенсивности (нижняя кривая) фотоэлектронов в процессе $\text{Ar} + h\nu(21,22\text{эВ}) \rightarrow \text{Ar}^+ (^2P_{1/2}) + e$ [5.25]. Сплошные линии — аппроксимация по методу наименьших квадратов, которая дает параметры ξ и β выражения (5.28).

Экспериментальные данные, представленные на рис. 5.11, получены для Ar в случае, когда остаточный ион оказывается в $^2P_{1/2}$ -состоянии. Данные нормированы на 100 %-ную поляризацию света. Значения параметров ξ и β выражения (5.28), обеспечивающие наилучшее согласие с экспериментальными данными, оказались такими: $\xi = 0,25 \pm 0,01$, $\beta = 0,89 \pm 0,04$.

Результаты, рассмотренные в данной главе, показывают, что эффекты поляризации в фотоионизации могут быть вызваны спин-орбитальным взаимодействием в связанном состоянии или в континууме. В случаях, представленных на нескольких последних рисунках, для возникновения поляризации существенно спин-орбитальное расщепление p -оболочки аргона. Противоположный знак параметров ξ для состояний $^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$ на рис. 5.9 приводит к поляризации $P \approx 0$, если фотоэлектроны, соответствующие этим двум состояниям, не разделяются. Взяв соответствующие значения поляризации $P^{(1/2)}$ и $P^{(3/2)}$ для оболочек $p_{1/2}$ и $p_{3/2}$, мы получим

$$P = \frac{\sigma_{1/2} P^{(1/2)} + \sigma_{3/2} P^{(3/2)}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}} = 0,$$

если отношение сечений $\sigma_{3/2}/\sigma_{1/2}$ равно своему статистическому значению — двум (4 электрона в оболочке $p_{3/2}$, 2 электрона в оболочке $p_{1/2}$, сечение фотоионизации оболочки пропорционально числу электронов в этой оболочке). Отклонения от нуля могут быть обусловлены спин-орбитальным взаимодействием в континууме, особенно в более тяжелых элементах [5.23]. В тех случаях, когда расщепление тонкой структуры не играет роли, как, например, при фотоионизации s -оболочек, спин-орбитальная связь в континууме является единственным механизмом, вызывающим поляризацию фотоэлектронов. Пример — эффект Фано в атомах щелочных металлов и поляризация, наблюдаемая при фотоионизации $6s^2$ -подоболочки Hg неполяризованным светом [5.24].

В заключение данного раздела укажем на аналогию между результатами, представленными здесь и полученными нами ранее для неупругого рассеяния электронов, где мы также видели, что независимыми факторами, вызывающими поляризацию электронов, являются спин-орбитальное взаимодействие в связанных атомных состояниях и спин-орбитальная связь в состояниях непрерывного спектра несвязанного электрона.

Задача 5.5. Покажите, что выражение (5.26) для поляризации фотоэлектронов, вызванной неполяризованным светом, следует из выражения (5.23) для поляризации фотоэлектронов, вызванной линейно поляризованным светом.

Решение. Неполяризованный свет можно рассматривать (рис. 5.12) как некогерентную смесь линейно поляризованного света с вектором поляризации \mathbf{E}_1 , параллельным плоскости, определяемой векторами \mathbf{k}_i и \mathbf{k} , и света с вектором поляризации \mathbf{E}_2 , нормальным к этой плоскости. Обозначая интенсивности и поляризации фотоэлектронов, возникающих под действием этих двух компонент, через I_1 , I_2 и $\mathbf{P}^{(1)}$, $\mathbf{P}^{(2)}$, соответственно, мы получаем, согласно определению (2.16), для поляризации фотоэлектронов, возникающей под действием неполяризованного света, выражение

$$\mathbf{P} = \frac{I_1}{I_1 + I_2} \mathbf{P}^{(1)} + \frac{I_2}{I_1 + I_2} \mathbf{P}^{(2)}.$$

Второе слагаемое равно нулю согласно формуле (5.28), так как в этом случае угол между поляризацией света и направлением вылета фотоэлектрона составляет 90° и, следовательно, $\mathbf{P}^{(2)} \sim \sin 2\theta = 0$. Как уже говорилось, знаменатель формулы для поляризации пропорционален числу наблюдаемых электронов, а потому из выражения (5.28) мы получаем $I_1(\theta_1) = 1 + \beta[(3/2)\cos^2\theta_1 - (1/2)]$, $I_2(90^\circ) = 1 - \beta/2$. Следовательно,

$$\mathbf{P} = \frac{2\xi \sin 2\theta_1}{2 + \beta \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta_1 - 1 \right)} \hat{\mathbf{n}}, \text{ где}$$

$$\hat{\mathbf{n}} = \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{E}_1}{|\mathbf{k} \times \mathbf{E}_1|} = \frac{\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}}{|\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}|}.$$

Вводя угол $\theta_2 = \pi/2 - \theta_1$ между направлением распространения света и направлением вылета фотоэлектронов, получаем $\sin 2\theta_1 = \sin 2\theta_2$ и $\cos^2 \theta_1 =$

$= 1 - \cos^2 \theta_2$. Итак,

$$\mathbf{P} = \frac{\xi \sin 2\theta_2}{1 - \frac{\beta}{2} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta_2 - \frac{1}{2} \right)} \hat{\mathbf{n}}.$$

Если опустить индекс у угла θ , то мы получим выражение (5.26). На рис. 5.12 мы произвольно направили вектор поляризации света \mathbf{E}_1 вправо. Результат оказывается тем же, если вектор \mathbf{E}_1 обратить, так как при этом изменят знак и вектор $\hat{\mathbf{n}}$, и синус.

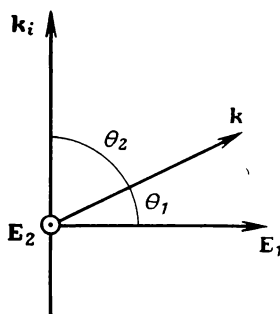


Рис. 5.12. Фотоэлектроны, выбиваемые из атомов неполяризованным светом (\mathbf{k}_i и \mathbf{k} — волновые векторы налетающего фотона и фотоэлектрона).

5.2.4. «Полный» эксперимент по фотоионизации

Там, где речь шла о моттовском и обменном рассеянии электронов, мы говорили об измерениях, необходимых для «полного» эксперимента (см. разд. 3.3.3 и 4.3). Под «полным» экспериментом понимался эксперимент, который дает весь набор параметров (модули и фазы комплексных амплитуд), характеризующих рассматриваемый процесс. Посмотрим теперь, какие измерения необходимы для «полного» эксперимента по фотоионизации.

Легко видеть, что правила отбора для дипольного излучения приводят при фотоионизации не более чем к трем состояниям непрерывного спектра. Если, например, ионизируется состояние с квантовыми числами l и $j = l + 1/2$, то правилами отбора $\Delta l = \pm 1$, $\Delta j = 0, \pm 1$ разрешены только три конечных состояния с квантовыми числами $l' = l - 1$, $j' = l - 1/2$ и $l' = l + 1$, $j' = l + 1/2$, $l + 3/2$. Поэтому процесс описывается тремя матричными элементами, радиальную часть которых мы обозначим через $R_k = |R_k| e^{i\delta_k}$ с тремя значениями k . В отличие от угловых частей, которые определяются сферическими гармониками, радиальные части недостаточно хорошо известны. Так как, согласно принципам квантовой механики, абсолютную фазу нельзя определить, одну из фаз можно выбрать произвольно. Таким образом, остаются пять независимых параметров: три модуля и две фазы, которые должны быть определены, чтобы полностью описать процесс фотоионизации.

Какие наблюдаемые величины позволяют найти эти пять параметров? Обобщение рассмотренного нами ранее метода матрицы плотностей для двух состояний непрерывного спектра на общий случай трех состояний очевидно. Оно показывает, что при фотоионизации неполяризованных атомов можно

наблюдать следующие величины, зависящие в общем случае от указанных матричных элементов:

$Q(|R_k|^2)$ — полное сечение;

$\beta(|R_k|^2, |R_k||R_l|\cos(\delta_k - \delta_l))$ — параметр анизотропии углового распределения;

$\bar{P}(|R_k|^2, |R_{1/2}||R_{3/2}|\cos(\delta_{1/2} - \delta_{3/2}))$ — средняя поляризация фотоэлектронов для падающего света σ , причем индексы 1/2 и 3/2 относятся к спин-орбитальному расщеплению непрерывного спектра $j' = l + 1/2$, $l + 3/2$ (интерференционные члены с $l' = l - 1$ и $l' = l + 1$ исчезают при усреднении в силу ортогональности волновых функций)¹⁾;

$\xi(|R_k|^2, |R_k||R_l|\sin(\delta_k - \delta_l))$ — параметр, характеризующий угловое распределение поляризации (5.26), нормальной к плоскости реакции;

$\gamma(|R_k|^2, |R_k||R_l|\cos(\delta_k - \delta_l))$ — параметр, характеризующий угловое распределение компоненты поляризации P_z для падающего света σ (z — направление спинов фотонов), согласно выражению

$$P_z(\theta) = \frac{\bar{P} - \gamma \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right)}{1 - \frac{\beta}{2} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right)}. \quad (5.29)$$

В случае неполяризованных атомов мишени и падающего света σ параметр γ характеризует также поперечную поляризацию фотоэлектронов, параллельную плоскости реакции (рис. 5.13):

$$P_p(\theta) = \frac{3}{2} \frac{\gamma \sin \theta \cos \theta}{1 - \frac{\beta}{2} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right)} \hat{e}_p, \quad (5.30)$$

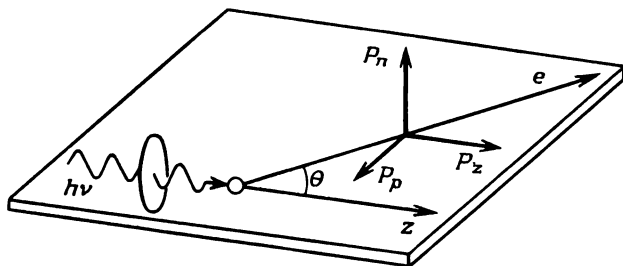


Рис. 5.13. Компоненты поляризации фотоэлектронов в случае циркулярно поляризованного падающего света σ .

¹⁾ Почему в случае эффекта Фано в атомах щелочных металлов не возникает член, содержащий фазы, объяснено в примечании на с. 198.

где $\hat{\mathbf{e}}_p = \hat{\mathbf{e}}_z \times \hat{\mathbf{n}}$, $\hat{\mathbf{e}}_z$ — единичный вектор направления оси z , а $\hat{\mathbf{n}}$ — вектор, определенный в предыдущем разделе.

На первый взгляд пяти независимых измеряемых величин Q , β , \bar{P} , ξ и γ вполне достаточно для определения упомянутых выше пяти независимых параметров (модулей и фаз) матричных элементов. Но измерения не дают прямо разностей фаз. Вместо этого по измеренным величинам вычисляются $\sin(\delta_k - \delta_l)$ и $\cos(\delta_k - \delta_l)$. Для однозначного определения разности фаз недостаточно синуса или косинуса порознь — требуются обе функции. Значит, для получения одной разности фаз нужны два измерения. Они не независимы, но необходимы. Ситуация здесь такая же, как и в рассеянии электронов (см. разд. 3.3.3 и 4.3), где мы показали, что для определения трех независимых параметров необходимы четыре измерения. Так как при фотоионизации должны быть определены две независимые фазы, для их получения необходимы четыре измерения. Следовательно, чтобы определить матричные элементы, описывающие процесс фотоионизации, необходимы не пять, а семь измеряемых величин.

Из полученных до настоящего момента данных не ясно, существуют ли дополнительные величины, которые можно было бы измерить. Однако до сих пор мы рассматривали фотоионизацию неполяризованных атомов. Требуемую дополнительную информацию может дать фотоионизация поляризованных атомов [5.26—28]. Кратко остановимся на этом.

Если речь идет о поляризованных мишенях, то компоненты $P_z(\theta)$ и $P_p(\theta)$ [формулы (5.29), (5.30)] уже не характеризуются одним и тем же параметром γ . Вместо этого компонента $P_p(\theta)$ характеризуется другой величиной ξ_p , которая зависит от параметров $|R_k|^2$ и $|R_k||R_l|\cos(\delta_k - \delta_l)$ иначе, чем величина γ . Далее, четыре величины, зависящие от угла, даваемые формулами (5.26), (5.29), (5.30), и распределение интенсивности зависят не только от $(3/2)\cos^2\theta - 1/2 = P_2(\cos\theta)$ или $\sin 2\theta = (2/3)P_2^{(1)}$, как в случае неполяризованных мишеней, но содержат дополнительные полиномы Лежандра $P_{2l}(\cos\theta)$, $P_{2l}^{(1)}(\cos\theta)$ с множителями, также зависящими от матричных элементов, которые нам требуется определить. Кроме того, отношение $Q(\pi)/Q(\sigma)$ сечений фотоионизации для случаев света с поляризацией σ и π дает еще одно независимое соотношение для получения $|R_k|^2$. Мы вернемся к этому вопросу в разд. 5.4.

Все сказанное показывает, что существует больше, чем нужно, измеряемых величин для полного определения комплексных матричных элементов, если учесть фотоионизацию поляризованных атомов. Таким образом, налицо избыточность, желательная для столь трудных экспериментов. Однако различные

возможные эксперименты неодинаковы по своей сложности. В частности, эксперименты, требующие поляризованного ВУФ-излучения, осложняются тем, что линейные поляризаторы в ВУФ-области неэффективны, а циркулярные поляризаторы и того хуже. Только теперь, с созданием интенсивных источников (поляризованного) синхротронного излучения, появилась возможность измерения даже таких неудобных параметров, как γ [5.29].

Экспериментальное определение матричных элементов до сих пор ограничивалось случаями, в которых требуется меньше наблюдаемых величин, чем полный набор. Так обстоит дело [5.30, 31], когда число требуемых матричных элементов уменьшают, либо делая упрощающие теоретические предположения, либо рассматривая процессы фотоионизации, описываемые только двумя матричными элементами. Например, переходы из начального состояния $P_{1/2}$ свинца могут идти по правилам отбора только в состояния $S_{1/2}$ и $D_{3/2}$ непрерывного спектра. Другие примеры можно найти в следующих разделах [5.32, 33]. Кроме теоретических вычислений, упомянутых выше, проводились численные расчеты поляризационных параметров для некоторых инертных газов [5.34], паров металлов [5.35] и цезия [5.15].

В заключение дадим краткую сводку различных возможных вариантов получения поляризованных фотоэлектронов (табл. 5.1). В случаях неполяризованного и линейно поляризо-

Таблица 5.1. Поляризация фотоэлектронов, испускаемых неполяризованными атомами при различных типах поляризации падающего света. Приведенные параметры характеризуют различные компоненты поляризации

Поляризация света	Поляризация электронов			
	P_z	P_n	P_p	\bar{P}
Нет	—	ξ	—	—
π	—	ξ	—	—
σ	γ	ξ	γ	\bar{P}_z

ванного света поляризация электрона имеет только одну компоненту, перпендикулярную плоскости реакции. Другие компоненты и поляризация, усредненная по направлениям вылета фотоэлектронов, равны нулю, поскольку иначе нарушался бы закон сохранения четности или аксиальная симметрия эксперимента (ср. разд. 3.4.4). Только в случае циркулярно поляризованного падающего света сохранению четности не противоречит отличие от нуля всех компонент поляризации электрона. Сред-

няя же поляризация в силу аксиальной симметрии имеет только одну компоненту в направлении распространения света.

Механизмы поляризации, происходящей при фотоионизации атомов, можно рассматривать и в молекулах, хотя теоретические вычисления здесь значительно труднее [5.36]. Экспериментальные данные, имеющиеся в настоящее время, показывают, что в случае неориентированных молекул поляризация фотоэлектронов намного меньше, чем в случае атомов [5.37].

Из табл. 5.1, подводящей итог всей главе, явствует, что спиновая поляризация фотоэлектронов вовсе не исключительное явление, хотя долгое время существовало убеждение, что поляризация возникает лишь как эффект высшего порядка в запрещенных переходах [5.38] или в релятивистской области, когда энергия фотона сравнима с массой покоя электрона (разд. 6.1). Успехи в теории и эксперименте, достигнутые за последние несколько лет, показали, что спиновая поляризация электронов — явление вполне обычное. Какой бы свет — циркулярно, линейно поляризованный или неполяризованный — ни вызывал фотоионизацию, фотоэлектроны всегда поляризованы.

5.3. Ионизационные переходы из возбужденных атомных состояний

На поляризацию фотоэлектронов могут оказывать существенное влияние автоионизационные резонансы. Резонансное поведение спиновой поляризации обсуждается на примере атомов таллия. Для ряда элементов была обнаружена значительная резонансная структура кривых поляризации, которая использовалась для идентификации резонансов. Оже-электроны оказываются поляризованными не только тогда, когда они испускаются из поляризованных оболочек атомов или выбиваются поляризованными налетающими частицами, но и в том случае, если начальное состояние выстроено, а момент конечного состояния не равен нулю.

5.3.1. Автоионизационные переходы

В предыдущих разделах рассматривались только процессы прямой фотоионизации. Но при определенных длинах волн доминирующую роль играют автоионизационные переходы, вызывающие появление резонансов в сечении фотоионизации. Такие автоионизационные резонансы обнаруживаются и на поляризационных кривых, как мы увидим ниже.

Сначала напомним кратко механизм автоионизации. Когда внешний электрон атома возбуждается выше порога ионизации, его энергетические состояния более не дискретны, а находятся в непрерывном спектре (рис. 5.2). Однако существует возможность возбудить атом в *дискретное* энергетическое состояние, лежащее выше порога ионизации. Так может произойти, например,



Рис. 5.14. Возможные автоионизационные переходы: слева — после возбуждения двух внешних электронов, справа — после возбуждения одного внутреннего электрона.

если возбуждятся два внешних электрона или один внутренний электрон (рис. 5.14). Затем один из электронов, находящихся на внешних орбиталях, переходит на низший незанятый энергетический уровень, а избыток энергии не излучается в виде фотона, но концентрируется на возбужденном электроне. Тогда энергия этого электрона оказывается более чем достаточной для того, чтобы покинуть атом, и мы наблюдаем спонтанную ионизацию, или автоионизацию. Можно также говорить о наличии вырождения между континуумом однократных возбуждений и дискретными атомными состояниями выше порога ионизации. Если разрешают правила отбора, то атом, находящийся в таком дискретном состоянии, может перейти в состояние (с той же энергией) непрерывного спектра.

На рис. 5.15 показана энергетическая диаграмма для атома таллия, в котором впервые были исследованы автоионизационные резонансы кривой поляризации. При фотоионизации основных состояний $6^2P_{1/2}$ неполяризованных атомов таллия, согласно правилам отбора $\Delta l = \pm 1$, $\Delta j = 0, \pm 1$ и $\Delta m_j = \pm 1$ (свет σ^+),

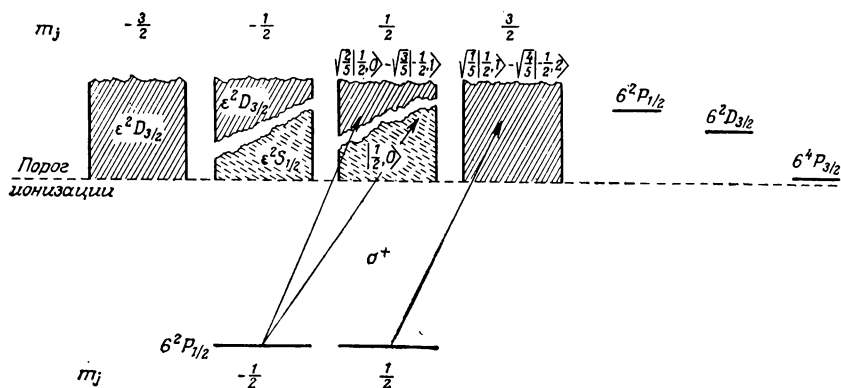


Рис. 5.15. Автоионизационные состояния и состояния непрерывного спектра, которые возбуждаются из основного состояния $6^2P_{1/2}$ таллия циркулярно поляризованным светом.

возможно заселение состояний $\varepsilon^2 S_{1/2}$, $\varepsilon^2 D_{3/2}(m_j = 1/2)$, $\varepsilon^2 D_{3/2}(m_j = 3/2)$.

Спиновую поляризацию фотоэлектронов для конкретного конечного состояния можно сразу же определить, исходя из коэффициентов связи волновых функций $|m_s, m_l\rangle$, которые даны на рис. 5.15. Например, для состояния $\varepsilon^2 D_{3/2}(m_j = 3/2)$ легко найти поляризацию $P = [(1/5) - (4/5)] / [(1/5) + (4/5)] = -0,6$ (задача 5.6). Полная поляризация фотоэлектронов равна среднему поляризаций различных конечных состояний, взятых с весом, равным соответствующим вероятностям переходов. Расчет вероятностей переходов, подобный тому, который был проведен в задаче 5.2, показывает, что два конечных состояния $\varepsilon^2 D_{3/2}$ вместе дают вклад в поляризацию, равный $-0,5$, тогда как состояние $\varepsilon^2 S_{1/2}$ имеет поляризацию, равную $+1$. Из-за различия в знаках этих вкладов полная поляризация

$$\bar{P} = (1 \cdot Q_S - 0,5 \cdot Q_D) / (Q_S + Q_D) \quad (5.31)$$

обычно не очень велика, причем она зависит от отношения Q_S/Q_D сечений переходов в состояния S и D , которое в свою очередь зависит от длины волны λ .

Мы пока что не учитывали автоионизационных состояний таллия, которые тоже показаны на рис. 5.15. Они возникают при возбуждении $6s$ -электрона и через короткое время распадаются, так что в итоге подобные не прямые переходы приводят к тем же самым конечным состояниям. Автоионизационное состояние $6^2 P_{1/2}$ распадается в континуум $\varepsilon^2 S_{1/2}$, а состояния $6^2 D_{3/2}$ и $6^4 P_{3/2}$ — в континуум $\varepsilon^2 D_{3/2}$, так как закон сохранения полного момента J требует, чтобы момент J был одинаковым до и после распада. При длинах волн, соответствующих возбуждению автоионизационных состояний, на кривой сечения Q возникают резонансы, как показано на рис. 5.16, где представлены результаты работ [5.39, 40].

Когда из-за наличия автоионизационного состояния одно из сечений Q_S или Q_D намного больше, поляризация становится близкой к 100 % или -50 % соответственно согласно формуле (5.31). Рассмотрим в качестве примера область длин волн, где доминирует сечение Q_S . Как показывает анализ резонансов в сечении, сечение Q_D обращается в нуль при длинах волн $\sim 49\,730$ и $57\,239$ см $^{-1}$, так что только сечение Q_S дает вклад в поляризацию P . В этом случае поляризация должна быть равна точно 100 %. В то же время вблизи $67\,137$ см $^{-1}$ доминирует сечение Q_S . И в этом случае нужно ожидать увеличения поляризации до 100 %. Аналогично в тех областях длин волн, где доминирует сечение Q_D , возникают отрицательные пики поляризации \bar{P} .

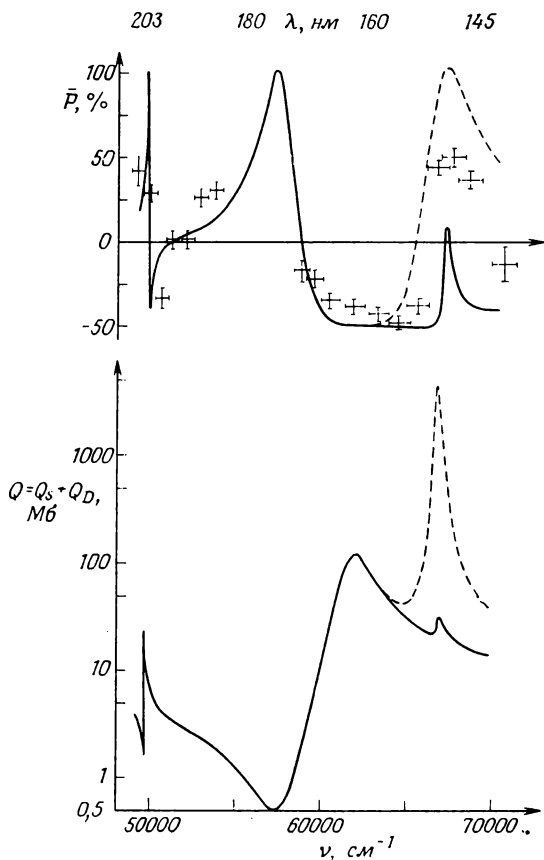


Рис. 5.16. Внизу — сечение фотоионизации таллия (две кривые) по данным работ [5.39] (сплошная линия) и [5.40] (штриховая линия). Вверху — спиновая поляризация фотоэлектронов (экспериментальные данные и кривые, рассчитанные по данным нижнего графика).

Так как резонансы в поляризации вызываются резонансами в сечении, поляризационные пики часто оказываются при тех же длинах волн, где сечение фотоионизации имеет максимум. В других рассмотренных ранее ионизационных явлениях мы часто встречались с ситуацией, когда пики поляризации располагались вблизи минимумов сечений, что затрудняло экспериментальные исследования.

Из изложенного следует, что поляризацию фотоэлектронов можно предсказать, пользуясь формулой (5.31), если может быть вычислен относительный вклад сечений Q_s и Q_D в полное сечение фотоионизации. Результаты одного такого полуэмпи-

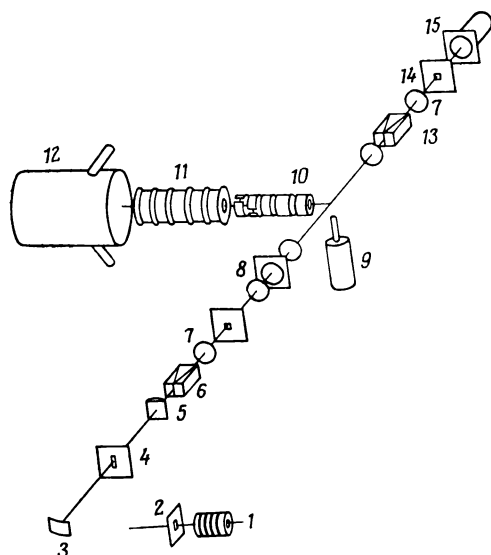


Рис. 5.17. Схема экспериментальной установки для измерения поляризации фотоэлектронов, испускаемых атомами таллия [5.41]. 1 — водородная газоразрядная лампа; 2 — входная щель; 3 — дифракционная решетка; 4 — выходная щель; 5 — цилиндрическая линза из LiF ; 6 — двойная призма Рошона из MgF_2 ; 7 — линза из LiF ; 8 — двойная пластинка $\lambda/4$ из MgF_2 ; 9 — термический источник пучка атомов Tl; 10 — вытягивающая система; 11 — ускоритель (120 кэВ); 12 — моттовский детектор; 13 — призма из MgF_2 ; 14 — малая диафрагма; 15 — ФЭУ со слоем салицилата натрия.

рического расчета представлены в верхней части рис. 5.16. Сплошная и штриховая линии — кривые поляризации, рассчитанные по двум разным экспериментальным кривым сечения. Данные рис. 5.16 показывают также, что для экспериментального исследования этого поляризационного явления необходим диапазон длин волн, в котором до появления источников синхротронного излучения было очень трудно получить циркулярно поляризованный свет достаточной интенсивности.

В эксперименте [5.41], схема которого представлена на рис. 5.17, УФ-излучение водородной газоразрядной лампы циркулярно поляризовалось при помощи призмы из MgF_2 и фазовой пластинки $1/4$ волны, тоже из MgF_2 , и фокусировалось на пучке атомов таллия, выходящем из термического источника с температурой 1100°C . Фотоэлектроны образовывались в центре асимметричного квадрупольного магнита (не показан), благодаря наличию которого в направлении детектора вытягивались все электроны независимо от направления их испускания, кроме образующихся на стенках. Поляризация электронов

измерялась при помощи высокoeffиктивного моттовского детектора, для которого отношение I/I_0 было больше 10^{-3} (разд. 8.1.2). Отметим, что для измерения $\bar{P}(\lambda)$ не нужно знать спектрального распределения интенсивности света $I(\lambda)$. Это связано с тем, что измерение электронной поляризации состоит в измерении *отношения* интенсивностей, регистрируемых двумя счетчиками в моттовском детекторе, и потому не требует знания абсолютных интенсивностей.

Отклонение измеренной поляризации от предсказанной при 150 нм потребовало повторных измерений сечения фотоионизации. Новые данные по сечению [5.42] согласуются с данными поляризации, представленными на рис. 5.16. Наблюдаемое значение $\bar{P} = -50\%$ при $\lambda = 64\,400 \pm 600 \text{ см}^{-1}$ указывает на то, что в этой точке сечение Q_S обращается в нуль. Здесь мы имеем частный случай общего положения о том, что при каждом значении длины волны в результате измерения поляризации определяется отношение сечений Q_S и Q_D . В то же время измерение сечения фотоионизации дает сумму $Q = Q_S + Q_D$, так что у нас имеются два независимых экспериментальных значения, которые позволяют определить порознь сечения Q_S и Q_D . Это еще один пример применения поляризационных методов (подробнее см. в работах [5.43, 44]). Они дают дополнительную информацию об автоионизационных процессах, которую невозможно получить, измеряя одно только сечение. Такая информация помогает идентифицировать и объяснить автоионизационные резонансы в более сложных случаях [5.36], чем рассмотренные нами.

В этой связи исследования поляризации при автоионизации были проведены также для других металлов и для инертных газов. Наиболее подходящим для этих целей видом ВУФ-излучения является синхротронное излучение, так как оно имеет непрерывный спектр. Выделяя с помощью монохроматора определенные длины волн, можно изучать резонансную зависимость характеристик фотоионизации от длины волны. На рис. 5.18 представлен пример сложной резонансной структуры, которая была обнаружена на кривой поляризации фотоэлектронов при фотоионизации атомов ксенона циркулярно поляризованным излучением. Регистрировались все фотоэлектроны независимо от направления их испускания. В этих измерениях использовалось еще одно преимущество синхротронного излучения: высокая степень циркулярной поляризации ВУФ-излучения, испускаемого в определенном направлении. Детальное описание эксперимента, в котором были получены эти данные, а также результаты наблюдения поляризационных явлений в других элементах можно найти в оригинальных статьях [5.30, 32, 47]. Подчеркнем, однако, что подобная резонансная структура об-

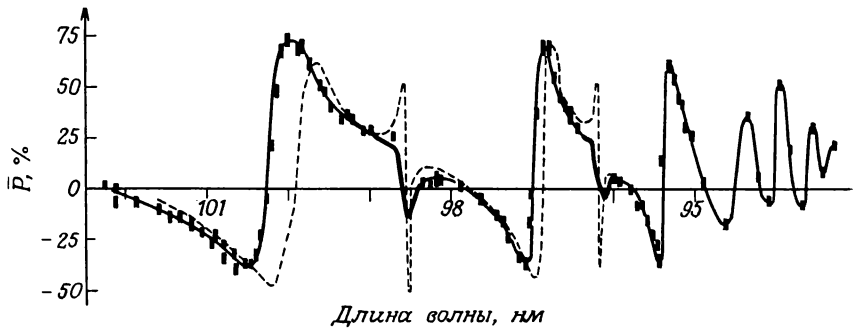


Рис. 5.18. Поляризация \bar{P} фотоэлектронов, возникающих при поглощении циркулярно поляризованного ВУФ-излучения атомами ксенона. Сплошная линия — экспериментальные данные [5.45]; штриховая линия — теоретические результаты [5.19]. Дополнительно теоретические результаты можно найти в работе [5.46].

наруживается не только в усредненной по углу поляризации \bar{P} , но и в других поляризационных параметрах, перечисленных в табл. 5.1. Путем измерения полного набора параметров (см. разд. 5.2.4) определялось резонансное поведение комплексных матричных элементов автоионизации внешней $6s^2$ -оболочки ртути [5.32].

Задача 5.6. Вычислите спиновую поляризацию фотоэлектронов в состоянии $|e^2D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$, используя собственные функции, приведенные на рис. 5.15.

Решение. Нас интересуют все фотоэлектроны независимо от направления их испускания. Так как ось z (направление распространения падающего света) является единственным выделенным направлением, величины P_x и P_y обращаются в нуль при усреднении по всем углам. Из определения компоненты P_z как средней величины оператора спина σ_z следует

$$\begin{aligned} \bar{P}_z = & \left\langle \sqrt{\frac{1}{5}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} Y_{2,1} - \sqrt{\frac{4}{5}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} Y_{2,2} \middle| \sigma_z \middle| \sqrt{\frac{1}{5}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} Y_{2,1} - \right. \\ & \left. - \sqrt{\frac{4}{5}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} Y_{2,2} \right\rangle = \left\langle \sqrt{\frac{1}{5}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} Y_{2,1} - \right. \\ & \left. - \sqrt{\frac{4}{5}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} Y_{2,2} \middle| \sqrt{\frac{1}{5}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} Y_{2,1} + \sqrt{\frac{4}{5}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} Y_{2,2} \right\rangle. \end{aligned}$$

Так как собственные функции ортонормированы, мы получаем

$$\bar{P}_z = \frac{1}{5} - \frac{4}{5} = -0,6.$$

5.3.2. Оже-переходы

Автоионизация происходит в нейтральных атомах, внутренняя энергия которых достаточно велика, чтобы оказался возможным распад с испусканием электрона. Если состояния с

высокой внутренней энергией образуются не в процессе возбуждения, а в процессе ионизации внутренних оболочек, то последующий распад называется оже-переходом.

Очевидно, что в результате оже-перехода из поляризованных состояний могут возникать поляризованные свободные электроны. Первые попытки использовать такие процессы для изучения магнитных твердых тел методом поляризационной оже-спектроскопии дали весьма обнадеживающие результаты [5.48—51]. Оже-электроны могут также становиться поляризованными, если поляризованы налетающие ионизирующие частицы. Мы уже рассматривали много процессов, в которых поляризация налетающих частиц передается продуктам распада: от фотонов электронам в процессах фото- и автоионизации, от электронов фотонам в процессе тормозного излучения и при испускании света атомами после возбуждения электронным ударом и т. д.

Сосредоточим свое внимание на менее очевидном явлении, когда поляризация оже-электронов может возникнуть, хотя ни атом, ни ионизирующие частицы не поляризованы [5.52—55]. Из тех же соображений симметрии, что и в разд. 5.2.3, мы можем сказать, что поляризация должна быть перпендикулярной плоскости реакции, асимметричной по отношению к направлениям «вперед — назад» [т. е. $P(\pi - \theta) = -P(\theta)$] и равной нулю при усреднении по всем направлениям испускания. Аналогично с фотоионизацией можно проследить даже дальше. Рассмотрим частный случай начальной вакансии в L_3 -оболочке ($J = 3/2$), предположив, что существуют два канала распада (два возможных момента оже-электронов). Тогда угловая зависимость поляризации оже-электронов дается выражением (5.26), в котором \hat{n} — единичный вектор нормали к плоскости реакции, а коэффициент ξ снова пропорционален величине (5.27):

$$\xi \sim \frac{|R_1| |R_2| \sin(\delta_1 - \delta_2)}{|R_1|^2 + |R_2|^2} A, \quad (5.32)$$

где $|R_k|$ и δ_k — это теперь модули и фазы матричных элементов, описывающих оже-переходы из начального дырочного состояния в конечное состояние, в котором L_3 -вакансия заполнена, а ионизованы другие оболочки. О параметре A мы скажем ниже. Снова поляризация может возникнуть только при наличии интерференции (по крайней мере) двух переходов, которая описывается множителем $\sin(\delta_1 - \delta_2)$, т. е. правила отбора должны допускать более чем одну парциальную волну для оже-электронов.

Отсюда вытекают различия в поляризации фотоэлектронов и оже-электронов. Оже-эмиссия не подчиняется хорошо извест-

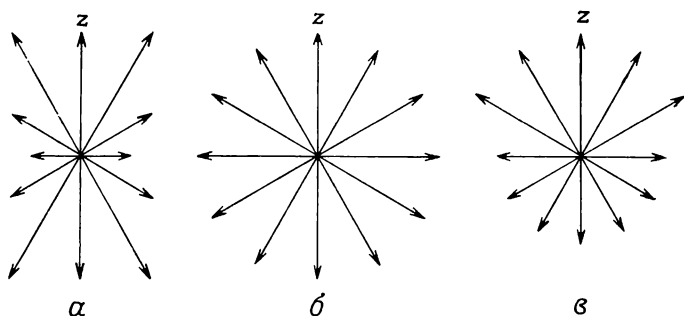


Рис. 5.19. Аксиально-симметричные системы: *a* — выстроенная, *б* — изотропная, *в* — поляризованная. Стрелками представлены угловые моменты J , прецессирующие вокруг оси квантования. Длина стрелки соответствует числу частиц, находящихся в этом состоянии.

ным правилам отбора для дипольных переходов, так как ее причиной является кулоновское взаимодействие между электронами, которые непосредственно участвуют в переходе. Одним из следствий этого является отсутствие поляризации в случае, когда конечное состояние иона имеет нулевой момент $J_f = 0$. Так как момент и четность сохраняются, момент J начальной вакансии во внутренней оболочке передается оже-электрону, и мы получаем только одну парциальную волну, т. е. ситуацию, в которой, как мы только что установили, поляризация оказывается равной нулю.

Другое отличие от фотоионизации заключается в появлении дополнительного множителя A в выражении для параметра ξ . Он характеризует выстроенность начального состояния. Атомы, внутренняя оболочка которых ионизована, могут оказаться выстроенными, т. е. $2J + 1$ подуровней $|J, M\rangle$ могут быть заселены неодинаково, но так, что состояния $|J, M\rangle$ и $|J - M\rangle$ оказываются равнозаселенными. Такая ситуация представлена на рис. 5.19, *a*, где длина вектора, описывающего состояние $|J, M\rangle$, пропорциональна числу частиц в последнем. Мы видим, что средний момент системы равен нулю. Для сравнения на рисунке показаны изотропная система и поляризованная система, у которой в среднем имеется ненулевая компонента момента вдоль оси z . Если $Q(|M|)$ — сечение возбуждения магнитного подуровня, то для упомянутого выше случая начальной L_3 -вакансии ($J = 3/2$) имеем

$$A = \frac{Q\left(\left|\frac{3}{2}\right|\right) - Q\left(\left|\frac{1}{2}\right|\right)}{Q\left(\left|\frac{3}{2}\right|\right) + Q\left(\left|\frac{1}{2}\right|\right)}.$$

В конце разд. 4.5.3 было объяснено, почему при выборе оси квантования вдоль направления движения налетающих частиц сечения возбуждения различных подуровней неодинаковы.

Появление параметра выстроенности в формуле для поляризации налагает дополнительные ограничения на поляризацию оже-электронов. Из-за наличия этого множителя она уменьшается и обращается в нуль при $A = 0$. Выстроенность возможна только при $J > 1/2$; в противном случае существует лишь одно значение величины $|M|$, так что не может быть и неодинаковой заселенности состояний с разными $|M|$. Вследствие этого поляризованные оже-электроны не возникают при заполнении вакансий в оболочках K , L_1 , L_2 , M_1 , M_2 и т. д., для которых момент J слишком мал.

Появление выстроенности в формуле для поляризации можно пояснить следующим образом. Как мы видели, соображения, основанные на сохранении четности, типа изложенных в разд. 3.4.4 требуют, чтобы поляризация была нормальной к плоскости реакции, которая определяется направлениями движения падающих частиц и оже-электрона. В отличие от фотоионизации оже-эффект можно рассматривать как двухступенчатый процесс, в котором на первом этапе налетающая частица может создать выстроенность вакансий вдоль направления первичного пучка. Если такая выстроенность существует, то при заполнении вакансий сохраняется «память» о направлении движения падающих частиц, так что на втором этапе существует вполне определенная плоскость реакции. Если же выстроенности нет, то нет и такой плоскости и определение поляризации, нормальной к плоскости реакции, становится невозможным. Тогда система изотропна, налетающие частицы могут приходить с любой стороны, и поляризация усредненная по всем этим направлениям, обращается в нуль.

Укажем снова, что полученные результаты справедливы в случае, когда ни атомы, ни налетающие частицы предварительно не были поляризованы. Поляризованные же налетающие частицы могут, конечно, вызвать поляризацию вакансий (рис. 5.19, в), которая приведет к поляризации оже-электронов в любом направлении, зависящем от направления поляризации налетающих частиц.

Подчеркнув сходство и различие между фотоионизацией и оже-эффектом, в заключение заметим, что в том и другом случае поляризация электронов является, конечно, результатом спин-орбитального взаимодействия. В обоих случаях значительная поляризация может возникнуть из-за спин-орбитальной связи в непрерывном спектре. Если же такая связь пренебрежимо мала, то электроны, исходящие из определенных состояний тон-

кой структуры, все-таки могут быть поляризованы в силу спин-орбитального взаимодействия внутри атома.

Следовательно, измерения поляризации оже-электронов должны проводиться с разрешением тонкой структуры оже-линий или на тяжелых элементах. Непременно должны выполняться условия $J > 1/2$ и $J_f \neq 0$ для моментов вакансии и конечного состояния, если ни атомы, ни налетающие частицы не поляризованы. Как и в фотоионизации, такие измерения дают информацию о матричных элементах перехода, дополняющую данные обычных исследований интенсивности и угловых распределений. Для полноты добавим, что формула (5.26) с выражением (5.32) для параметра ξ дает угловую зависимость поляризации оже-электронов только в простом случае, когда выстроенность можно характеризовать одним параметром. В случае же вакансии во внутренней оболочке с моментом $J \geq 2$ проекция $|M|$ принимает более двух значений, так что необходимо больше параметров, чтобы охарактеризовать выстроенность. Эти параметры входят в формулу для поляризации в виде множителей при полиномах Лежандра более высокого порядка [5.52, 53].

Поляризация оже-электронов, эжектируемых из неполяризованных атомов, — это новая область исследований, и экспериментальных работ здесь пока еще мало. В первой попытке [5.56] при изучении переходов $M_4N_1N_{2,3}(^3P_2)$, $M_5N_1N_{2,3}(^3P_1)$ в Кг и $M_5N_{4,5}N_{4,5}(^3F_4)$ в Хе в пределах экспериментальных ошибок заметной поляризации обнаружено не было [5.56].

5.4. Многофотонная ионизация

Атом может быть фотоионизован в результате поглощения нескольких фотонов, суммарная энергия которых больше энергии ионизации. Рассматриваются случаи, когда фотоионизация происходит через промежуточное состояние атома, т. е. с поглощением света резонансной частоты. Указываются различные возникающие при этом возможности образования поляризованных электронов. Определение поляризации фотоэлектронов в сочетании с измерением сечений позволяет получить исчерпывающие сведения о многофотонной ионизации.

Выше мы говорили о фотоионизации, которая происходит при поглощении одного фотона. Но фотоионизация может происходить и при поглощении нескольких фотонов меньшей энергии, если суммарная энергия всех фотонов больше энергии ионизации. Такая возможность использовать фотоны с большей длиной волны позволяет экспериментатору выйти из УФ-области, где (при длинах волн меньше 180 нм) встречаются большие экспериментальные трудности.

Такие многофотонные ионизационные процессы могут происходить с возбуждением промежуточных резонансных уровней,

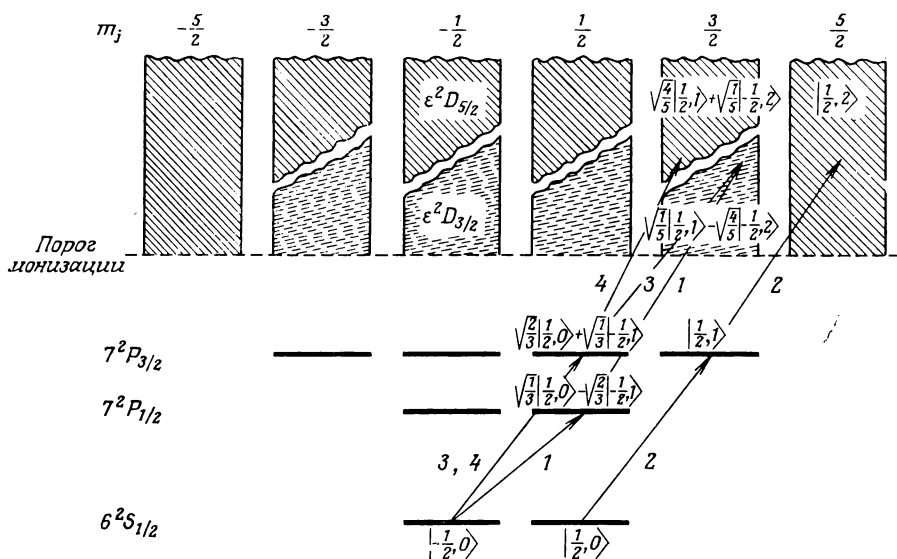


Рис. 5.20. Двухфотонные переходы в атоме Cs.

которые затем ионизируются при поглощении фотона. Но и в том случае, когда частоты фотонов не соответствуют энергиям каких-либо промежуточных состояний, фотоионизация все-таки происходит, хотя и с меньшими сечениями [5.57—60]. Мы остановимся здесь на первом случае резонансных многофотонных процессов, который легче всего реализовать экспериментально и который можно рассматривать как фотоионизацию возбужденных состояний.

Поляризационные эффекты при многофотонной ионизации аналогичны эффектам, обсуждавшимся в разд. 5.2. Первыми были проанализированы процессы, в которых поляризованные фотоэлектроны образуются под действием циркулярно поляризованного света [5.57, 61—63]. Для определенности рассмотрим двухфотонную ионизацию цезия. Фотон с резонансной частотой возбуждает промежуточное состояние атома, которое затем ионизируется при поглощении второго фотона. Под действием света с длиной волны 459,3 нм возбуждается промежуточное состояние $7^2P_{1/2}$ (рис. 5.20). Если используется свет σ^+ , то фотоионизация может идти только по пути 1, так как должны выполняться правила отбора $\Delta l = \pm 1$, $\Delta j = 0, \pm 1$ и $\Delta m_j = +1$. Переходы, начинающиеся с основного состояния с проекцией $m_j = +1/2$, оказываются запрещенными, также как и переходы из возбужденного состояния $7^2P_{1/2}(m_j = 1/2)$ в S -состояние (по-

скольку в S -состоянии не может быть проекции $m_j = 3/2$) или в P -состояние континуума.

Как и в разд. 5.2.1, с использованием коэффициентов Клебша — Гордана или путем прямых вычислений можно показать, что конечное состояние $\varepsilon^2 D_{3/2}(m_j = 3/2)$ описывается собственной функцией момента

$$\sqrt{\frac{1}{5}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} Y_{2,1} - \sqrt{\frac{4}{5}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} Y_{2,2}.$$

Так как нас по-прежнему интересуют все фотоэлектроны независимо от направления их испускания, мы вычислим их среднюю поляризацию \bar{P}_z в направлении распространения света и получим $\bar{P}_z = (1/5) - (4/5) = -0,6$ (задача 5.6). Таким образом, при поляризации σ^+ падающего света с длиной волны 459,3 нм мы получим за счет поглощения двух фотонов поляризацию фотоэлектронов, равную -60% . Ситуация здесь иная, нежели в случае эффекта Фано. Там было существенно, что вследствие значительной спин-орбитальной связи в континууме радиальные матричные элементы R_1 и R_3 зависят от момента j . В рассматриваемом же случае используется энергетическое расщепление связанных состояний, которое также вызвано спин-орбитальной связью. Поляризация конечного состояния достигается за счет поляризации промежуточного состояния, и зависимость радиальных матричных элементов от момента j не нужна для образования поляризованных фотоэлектронов.

Если используется свет σ^+ меньшей длины волны 455,5 нм, то возбуждаются подуровни $m_j = 1/2$ и $m_j = 3/2$ состояния $7^2P_{3/2}$ (пути 2, 3 и 4), а затем показанные на рис. 5.20 состояния континуума. Получающаяся поляризация фотоэлектронов равна средневзвешенной поляризации конечных состояний, причем весом служат соответствующие вероятности переходов. Следовательно, в этом случае поляризация зависит от вероятностей переходов в различные состояния континуума. Если предположить, что радиальные матричные элементы переходов в континуум одинаковы для моментов $j = 3/2$ и $j = 5/2$ (исключив, таким образом, возможность эффекта Фано), то простые вычисления типа проведенных в разд. 5.2.1 дают поляризацию $\bar{P}_z = 9/11 \approx 82\%$. Если же радиальные матричные элементы неодинаковы, то поляризация несколько изменится.

Только в том случае, если спин-орбитальная связь исчезнет как в континууме, так и в области дискретного спектра (т. е. если радиальные матричные элементы не будут зависеть от j и не будет расщепления по энергии в дискретном спектре), исчезнет и поляризация, так как тогда спин фотона не будет связан с электронным спином системы.

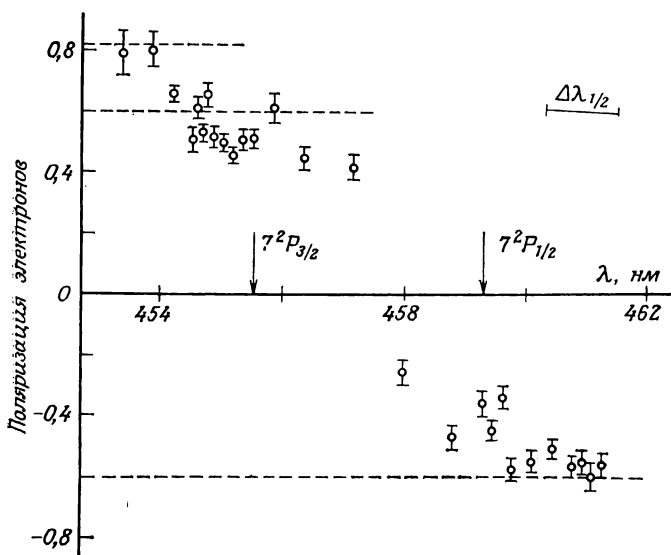


Рис. 5.21. Поляризация фотоэлектронов, возникающих при резонансной двухфотонной ионизации цезия через промежуточные состояния $7^2P_{1/2, 3/2}$ [5.64]. Справа вверху показано разрешение по длине волны $\Delta\lambda_{1/2}$ (полуширина).

Многофотонную ионизацию можно осуществить лишь с источниками света большой интенсивности. В рассмотренном выше случае ионизации короткоживущих промежуточных состояний интенсивность электронов достигает уровня, необходимого для измерения, только тогда, когда в таких состояниях находится достаточно большое число атомов. Этим объясняется то, что такие эксперименты стали значительно чаще проводиться с появлением лазеров.

Результаты поляризационного эксперимента [5.64] по двухфотонной ионизации представлены на рис. 5.21. Поляризация измерялась в зависимости от длины волны перестраиваемого лазера на красителе, который использовался и для возбуждения, и для ионизации. Спектральная ширина излучения была равна $\sim 1,2$ нм, длительность импульса 1,4 нс, частота повторения импульсов 100 Гц, максимальная пиковая мощность ~ 500 Вт.

Штриховыми линиями на рис. 5.21 показана поляризация -60 и $+82\%$, вычисленная выше для промежуточных состояний $^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$. Второе из указанных значений возможно только в том случае, если интенсивность возбуждающего света не очень велика, так что заселенность промежуточных подуровней пропорциональна вероятностям перехода в эти состояния.

Если же имеем другой предельный случай, когда переходы в состояние $7^2P_{3/2}$ насыщены (вероятность возбуждения равна вероятности вынужденного излучения), то возбужденные подуровни заселены одинаково, так как их заселенность равна заселенности подуровней основного состояния. Поскольку при изменении заселенностей промежуточных состояний число фотоэлектронов на различных подуровнях континуума изменяется, в случае насыщения получается другая поляризация. Она оказывается равной $+60\%$, что тоже показано штриховой линией на рис. 5.21. Когда лазер был настроен на резонансную линию $455,5$ нм, наблюдаемая поляризация была, действительно, почти равна 60% , так как мощность лазера была более чем достаточной, чтобы сделать переход насыщенным. Перестраивая лазер так, чтобы длина волны отличалась от резонансной, можно было использовать для возбуждения уровня только малую часть его мощности, содержащуюся в «хвосте» распределения по длинам волн, тогда как для ионизации оставалась практически вся его мощность. Таким путем можно было найти положение, при котором насыщение уже не играло роли. При этих условиях наблюдалась поляризация, равная 82% . Поляризация, получаемая при двухфотонной ионизации через состояние $7^2P_{1/2}$, не чувствительна к эффектам насыщения: в этом случае заселяется только один подуровень, так что поляризация не зависит от относительной заселенности двух конкурирующих уровней, как это было в случае состояния $^2P_{3/2}$. Экспериментальное значение для резонанса $7^2P_{1/2}$ близко к теоретическому значению -60% . Когда лазер настраивался на длину волны, лежащую между двумя резонансами, «хвосты» распределения по длинам волн приводили к появлению фотоэлектронов с поляризацией \bar{P} различного знака. Этим объясняется малая величина поляризации \bar{P} между резонансными линиями.

Многофотонная ионизация — еще один пример, показывающий что не имеет особого смысла анализировать поляризационные явления «в принципе». Дело в том, что результаты анализа очень сильно зависят от конкретных условий эксперимента. Так, мы видели, что из-за эффекта насыщения поляризация может зависеть от интенсивности возбуждающего света. Очень большое изменение поляризации электронов может быть также обусловлено тем, что поляризация циркулярно поляризованного света не достигает идеального значения 100% . Эффект малой примеси света σ^- в интенсивном пучке света σ^+ совершенно очевиден. Если интенсивность возбуждающего света намного больше интенсивности, необходимой для насыщения переходов с $\Delta m_j = +1$, то электроны, появляющиеся за счет переходов с $\Delta m_j = -1$, могут давать значительный вклад и уменьшать поляризацию. Вот почему вблизи резонансов измеренное значение

не достигает теоретического значения $\pm 60\%$, отвечающего условиям насыщения (рис. 5.21). При очень большой интенсивности в пучке будет достаточно света σ^- , чтобы насытить даже переходы с $\Delta m_j = -1$. Последующая фотоионизация состояний, возбужденных в результате этих переходов, приведет к сильному уменьшению наблюдаемой полной поляризации. Есть и еще одна причина, по которой поляризация может измениться в сильном поле излучения: при превышении определенного уровня интенсивности света изменяется не только энергия, но и ширина промежуточных резонансных уровней [5.57]. И тогда на поляризацию фотоэлектронов оказывают влияние соседние уровни с различными поляризациями. Это было показано теоретически и экспериментально подтверждено предварительными результатами, полученными для натрия [5.65]. Кроме интенсивности, на поляризацию фотоэлектронов могут влиять и другие параметры лазерного импульса, такие, как время нарастания, форма линии, как было показано расчетами резонансных и нерезонансных многофотонных процессов [5.66].

Причиной того, что измеренное значение поляризации отличается от вычисленного значения, указанного выше, могут быть также процессы оптической накачки типа рассматриваемых в разд. 5.5.2. Оптическая накачка, обусловленная процессами поглощения и спонтанного испускания, приводит к изменению относительной заселенности разных подуровней. В случае света σ^+ возрастает заселенность подуровней с большими значениями m_j , а заселенность других подуровней уменьшается, что отвечает более высокой поляризации фотоэлектронов. В рассмотренном эксперименте оптическая накачка не происходила, так как длительность лазерного импульса была намного меньше естественного времени жизни возбужденных состояний.

Длительность взаимодействия между светом и атомом влияет на поляризацию фотоэлектронов еще и по другой причине. Выше мы рассматривали многофотонную ионизацию в схеме уровней тонкой структуры, не учитывая связи между моментом электрона и спином ядра. Время релаксации τ (или время прецессии) этого сверхтонкого взаимодействия обычно порядка $10^{-9} - 10^{-8}$ с. Если процесс ионизации происходит за время $\Delta t \ll \tau$ после возбуждения, то схема уровней тонкой структуры дает приемлемое описание, так как возбужденное состояние не успевает за счет релаксации переходить в состояния сверхтонкой структуры. Так обстоит дело, если, например, ионизирующий импульс очень интенсивен или если один и тот же короткий импульс используется для возбуждения и для ионизации. Если же используется ионизирующий импульс большой длительности с умеренной интенсивностью, так что среднее время ионизации промежуточного состояния $t \gg \tau$, то для правильного

описания этого состояния нужно обращаться к схеме уровней сверхтонкой структуры. Прецессия момента, вызванная сверхтонким взаимодействием, приводит к уменьшению средней ориентации промежуточного состояния. Средняя поляризация его спина вдоль оси квантования также уменьшается, а потому и поляризация фотоэлектронов также оказывается меньше. Подробно эти эффекты рассматриваются в работах [5.67, 68].

Поляризационные эксперименты по многофотонной ионизации позволяют определить важнейшие параметры фотоионизации возбужденных состояний. В частности, могут быть найдены матричные элементы, описывающие процесс связанно-свободных переходов. Это сходно с ситуацией в случае фотоионизации основного состояния, обсуждавшейся в предыдущих разделах. Так как матричные элементы (и зависящая от них поляризация) очень чувствительны к выбору волновых функций и теоретических приближений [5.58], поляризационные измерения дают возможность более детальной проверки расчетных моделей. Подобное изучение матричных элементов было проведено не только для фотоионизации состояний 2P цезия, но и для фотоионизации состояний 2D , которые возбуждаются за счет квадрупольных переходов [5.69]. Двухфотонная ионизация, включающая такие «запрещенные» переходы, может быть легко осуществлена при помощи лазеров.

Выше мы говорили о фотоионизации возбужденных состояний циркулярно поляризованным светом. Однако, как мы видели в разд. 5.2.3, поляризованные электроны могут быть также получены с использованием линейно поляризованного и даже неполяризованного света. Теперь мы можем перенести эти результаты на случай фотоионизации возбужденных состояний. Остановимся на случае двухфотонной ионизации линейно поляризованным светом, так как в этом случае поляризация электронов была исследована экспериментально. Исходя из результатов разд. 5.2.3, мы можем ожидать, что поляризация фотоэлектронов будет перпендикулярной вектору поляризации света и направлению, в котором регистрируются фотоэлектроны. Поляризация измерялась при помощи устройства, показанного на рис. 5.22. Пучок атомов цезия пересекается с лучом лазера (на красителе), который дает импульсы света длительностью 400 нс, сфокусированного на площадь 1 мм². Фотоэлектроны, эжектируемые в определенном направлении, направляются в моттовский детектор для анализа поляризации. Поворачивая поляризатор света, изменяют угол θ между направлением поляризации света и направлением вылета фотоэлектрона. Будучи перпендикулярной этим двум направлениям, поляризация фотоэлектронов в условиях эксперимента, показанного на рис. 5.22,

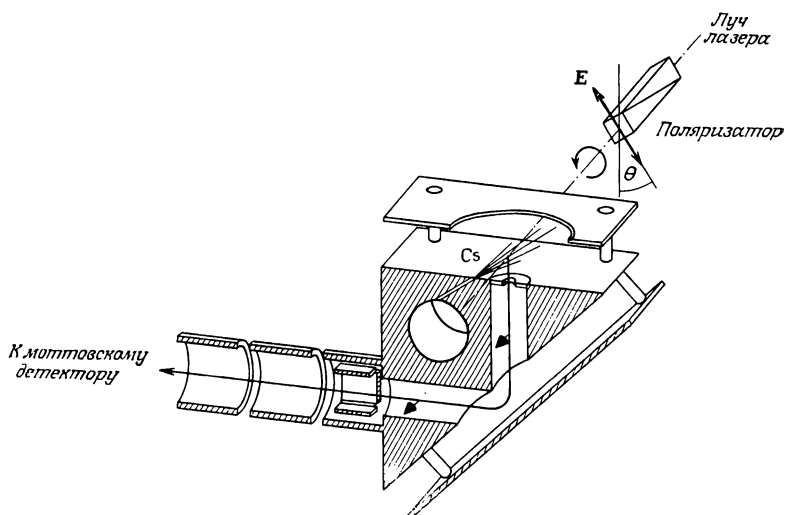


Рис. 5.22. Схема устройства для измерения поляризации фотоэлектронов, возникающих при двухфотонной ионизации цезия линейно поляризованным светом [5.33]. Обозначения: Cs — атомный пучок цезия, E — вектор электрического поля, θ — угол между направлением поляризации света и направлением наблюдения.

не меняет своего направления при изменении угла θ , а потому в моттовском детекторе всегда выполняются условия максимальной асимметрии рассеяния. По измеренной угловой зависимости поляризации электронов вычисляют параметр ξ , входящий в выражение (5.28).

Рассуждая так же, как и в разд. 5.2.4, в случае фотоионизации промежуточного состояния $7^2P_{1/2}$ цезия, мы видим, что нужны четыре измерения, чтобы полностью определить два матричных элемента R_S и R_D , соответствующих переходам в состояния $\epsilon^2S_{1/2}$ и $\epsilon^2D_{3/2}$ непрерывного спектра. При определении матричных элементов можно воспользоваться тем, что если фотоионизируются *поляризованные* атомы, то не обязательно измерять величины Q , β , \bar{P} , ξ и γ , о которых шла речь в разд. 5.2.4. Как нетрудно показать (рис. 5.20), при двухфотонной ионизации светом с поляризацией σ через состояние $7^2P_{1/2}$ возникает поляризованное промежуточное состояние, из которого возможны переходы только в D -состояния непрерывного спектра (S -состояния континуума не показаны на рис. 5.20). Поэтому сечение фотоионизации $Q(\sigma)$ определяется только величиной $|R_D|^2$. Так как оба состояния континуума S и D могут возбуждаться при двухфотонных переходах, вызванных линейно поляризованным

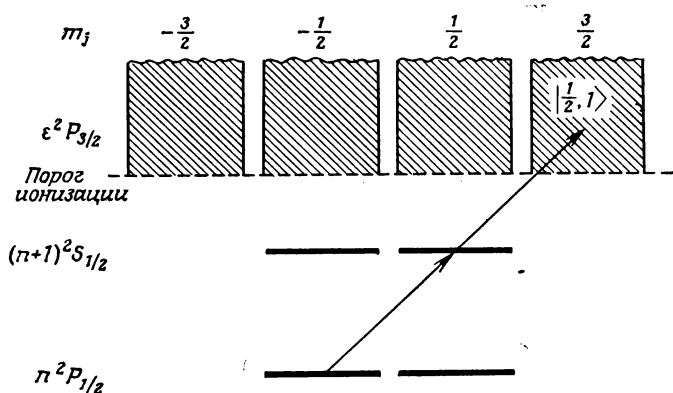


Рис. 5.23. Двухфотонный переход в трехвалентном атоме.

светом (правило отбора $\Delta m_j = 0$, направление оси z совпадает с направлением поляризации света), сечение определяется величиной $|R_S|^2 + |R_D|^2$. Таким образом, измеряя отношение $Q(\pi)/Q(\sigma)$ и абсолютное сечение, которое дает величину $|R_S|^2 + |R_D|^2$, мы получаем порознь величины $|R_S|^2$ и $|R_D|^2$. Измерения электронной поляризации дают величину ξ , а значит, и величину (5.27) (в этом выражении нужно заменить R_1 и R_2 матричными элементами R_S и R_D). По угловой зависимости интенсивности, которая также измерялась в описываемом эксперименте, определяют параметр асимметрии $\beta(|R_S|^2, |R_D|^2, |R_S||R_D|\cos(\delta_S - \delta_D))$ (разд. 5.2.4). Определив $|R_S|$ и $|R_D|$ из сечений, можно вычислить разность фаз $\delta_S - \delta_D$ по экспериментальным значениям ξ и β и тем самым завершить полное определение матричных элементов. Численные результаты приведены в работе [5.33].

Мы рассмотрели лишь некоторые простейшие случаи образования поляризованных электронов при многофотонной ионизации. Возможности получения поляризованных электронов необычайно расширяются, если изменять число участвующих в ней фотонов и использовать различные атомы. Можно, например, [5.61] использовать атомы с основным состоянием $n^2P_{1/2}$ (В, Al, Ga, In, Tl) и ионизовать их светом с поляризацией σ^+ с длиной волны, соответствующей возбуждению промежуточного состояния $(n+1)^2S_{1/2}$ (рис. 5.23). В силу упомянутых выше правил отбора для света с поляризацией σ^+ двухфотонный переход приводит к состоянию континуума $\epsilon^2P_{3/2}(m_j = 3/2)$, в котором все электроны имеют проекцию спина $m_S = +1/2$. В этом случае фотоэлектроны полностью поляризованы.

Варьируя энергетические уровни различных атомов, правила отбора, поляризации света и число участвующих в процессе

фотонов, читатель легко может найти множество других переходов, которые дают поляризованные электроны в процессе многофотонной ионизации.

5.5. Столкновительная ионизация поляризованных атомов

Поляризованные свободные электроны могут быть получены в результате столкновительной ионизации поляризованных атомов. Подробно рассматриваются процессы столкновения поляризованных атомов дейтерия с H_2 и He и ионизация Пеннинга поляризованных атомов гелия в гелиевом разряде. Измерения поляризации электронов могут служить методом диагностики при исследовании процессов столкновения.

5.5.1. Столкновительная ионизация поляризованных метастабильных атомов дейтерия

Если имеются поляризованные атомы, то отрывая от них ориентированные электроны за счет процесса ионизации, мы получим поляризованные свободные электроны. Такой отрыв можно осуществлять путем фотоионизации, как говорилось в разд. 5.1, но также и путем ионизации в столкновениях атомов. Достаточно высокая степень поляризации может быть получена при этом только в том случае, если при столкновениях будут выбиваться в основном ориентированные электроны. Нужно уменьшить вероятность ионизации состояний с неориентированными электронами.

В методе [5.70], который мы сейчас рассмотрим, используются поляризованные атомы дейтерия в состоянии $2^2S_{1/2}$. Это состояние метастабильно, так как радиационные переходы в основное состояние $1^2S_{1/2}$ запрещены правилом отбора $\Delta l = \pm 1$. Оно лежит всего на 3,4 эВ ниже порога ионизации, и его гораздо легче ионизовать, чем основное состояние, для ионизации которого требуется около 13,6 эВ. Когда метастабильные атомы дейтерия сталкиваются с молекулами H_2 , энергии ионизации которых велики, ионизируются преимущественно атомы дейтерия.

Схема эксперимента представлена на рис. 5.24. Пучок дейтронов, который проходит через пары Cs, подхватывает электроны в результате процесса перезарядки. При энергиях дейтронов от 500 до 1000 эВ около 25 % нейтральных атомов D после столкновения $D^+ - Cs$ оказываются в метастабильном состоянии $2^2S_{1/2}$. Остальные оказываются в состояниях, которые сразу же распадаются с переходом в основное состояние дейтерия. Оставшиеся после прохождения цезиевой кюветы за-

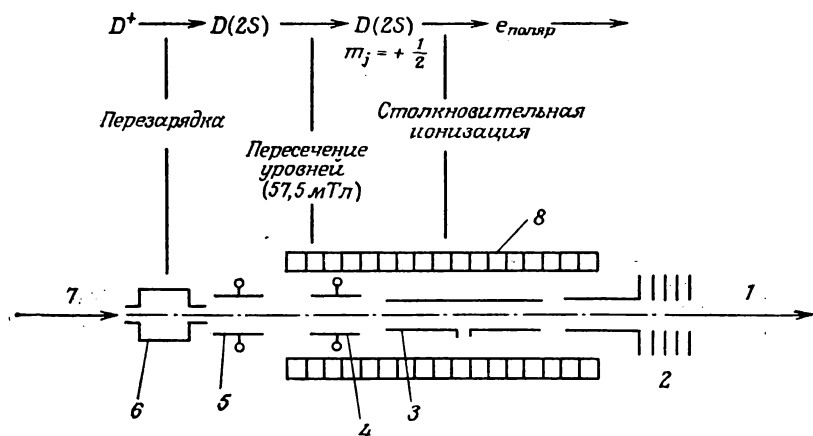


Рис. 5.24. Образование поляризованных метастабильных атомов дейтерия и их столкновительная ионизация [5.70]. 1 — пучок поляризованных электронов; 2 — ускоритель и линзы; 3 — газовая кювета-мишень; 4 — гасящее поле; 5 — отклоняющие пластины; 6 — цезиевая кювета; 7 — пучок дейтронов (0,5 кэВ); 8 — соленоид.

ряженные частицы удаляются из пучка слабым отклоняющим электрическим полем.

Поляризация метастабильных атомов дейтерия осуществляется методом «пересечения уровней», основанным на зеемановском расщеплении во внешнем магнитном поле [5.71]. Подуровень $m_j = -1/2$ состояния $2^2S_{1/2}$ и подуровень $m_j = 1/2$ состояния $2^2P_{1/2}$ квазипересекаются в магнитном поле 57,5 мТл (рис. 5.25). Когда эти состояния частично перекрываются, слабое возмущающее электрическое поле вызывает сильное смешивание их волновых функций. В результате состояние $2^2S_{1/2}$ приобретает большую примесь волновой функции $2^2P_{1/2}$, так что атомы, находившиеся в состоянии $2^2S_{1/2}$ ($m_j = -1/2$), могут быстро переходить в основное состояние за счет оптически разрешенного перехода. Поэтому устройство, показанное на рис. 5.24, дает на выходе поляризованные метастабильные атомы дейтерия. [В течение короткого времени, за которое метастабильный атом пересекает поле, вызываемого последним слабым возмущения недостаточно для того, чтобы уменьшить заселенность состояния $2^2S_{1/2}$ ($m_j = +1/2$).] В принципе в качестве возмущающего поля, вызывающего перемешивание S - и P -волновых функций, может использоваться постоянное магнитное поле, которое вызывает зеемановское расщепление и одновременно развязывает электронные и ядерные спины, так как оно создает электрическое поле в системе покоя движущегося атома $\mathbf{E} = (\mathbf{v}/c) \times \mathbf{B}$. Но в рассматриваемом эксперименте было

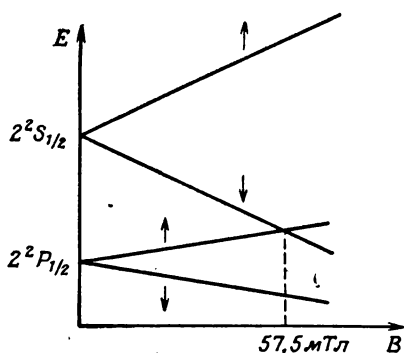


Рис. 5.25. Зависимость положения энергетических уровней $2^2S_{1/2}$ и $2^2P_{1/2}$ атома дейтерия от магнитного поля B .

применено дополнительное слабое электростатическое поле («поле тушения»), обеспечивающее переход всех атомов, не находящихся в нужных зеемановских состояниях, в основное состояние до их попадания в камеру столкновительной ионизации.

Ионизирующие столкновения метастабильных атомов D, спины которых ориентированы параллельно магнитному полю, происходят в газовой кювете, содержащей H_2 или He. (Фотоионизация атомов была здесь неэффективной. Сечение

фотоионизации этих газов невелико, а атомы D с энергией в несколько сот электронвольт движутся со столь высокими скоростями, что их плотность в зоне ионизации мала.) Электроны, эжектируемые в результате ионизации при столкновениях, собираются при помощи вытягивающего поля. После преобразования их продольной поляризации в поперечную (разд. 8.1.1) поляризация измеряется моттовским детектором. Максимальное полученное значение степени поляризации равно 33 %.

Так как сечение ионизации метастабильного состояния примерно в 15 раз больше, чем основного состояния, а отношение числа поляризованных метастабильных атомов к числу атомов в основном состоянии равно $\sim 1/8$, поляризация должна быть значительно больше 33 % (около 60 %), если поляризованный связанный электрон прямо выбивается в процессе столкновения. Результаты измерения ($P \leq 33\%$) указывают на то, что ионизация при столкновении происходит в основном следующим образом: когда поляризованные атомы D проходят через газовую кювету-мишень, сначала образуются ионы D^+ , которые затем испускают один из своих электронов в результате автоионизации. Спины электронов, которые подхватываются поляризованными атомами в неполяризованной газовой мишени, могут быть параллельными или антипараллельными спинам поляризованных атомов. Поскольку при автоионизации прилипший электрон и предварительно ориентированный атомный электрон неразличимы, наблюдаемая поляризация электронов уменьшается.

Таким образом, экспериментальные данные говорят о том, что ионизация метастабильных атомов D происходит не за счет прямого процесса, а преимущественно за счет автоионизации.

Это один из примеров того, как измерения поляризации позволяют получить важную информацию о процессе столкновения атомов.

5.5.2. Ионизация Пеннинга

Приведем другой пример диагностики, основанной на исследовании электронной поляризации. Таким методом было показано [5.72], что свободные электроны в слаботочном разряде в He возникают главным образом при столкновениях между метастабильными атомами He (He^*), а не в результате ионизации атомов электронным ударом, как можно было бы предположить.

Схема эксперимента представлена на рис. 5.26. Слаботочный радиочастотный разряд вызывает стационарное заселение метастабильных состояний He. Из-за своего большого времени жизни (доли миллисекунды) метастабильные состояния заселяются в значительно большей степени, чем другие возбужденные состояния. Метастабильные атомы в состоянии 2^3S_1 поляризуются путем оптической накачки циркулярно поляризованным светом. Полученные таким образом поляризованные атомы He^* дают в разряде поляризованные электроны. Электроны вытягиваются через выходной канал разрядной камеры, и их поляризация определяется при помощи моттовского детектора.

На рис. 5.27 показано, как метастабильные атомы поляризуются с помощью оптической накачки. Инфракрасный циркулярно поляризованный свет σ^+ с длиной волны 1,08 мкм вызывает переходы атомов в состояние 2^3P , согласующиеся с правилом отбора $\Delta M_J = +1$. Последующее спонтанное излучение подчиняется правилам отбора $\Delta M_J = 0, \pm 1$, так что только некоторые из этих переходов приводят обратно в начальное состояние, а остальные идут на подуровни состояния 2^3S_1 с большими M_J . Поэтому длительная накачка приводит к увеличению заселенности состояния 2^3S_1 ($M_J = +1$) за счет уменьшения заселенности двух других подуровней состояния 2^3S_1 . Так как в состоянии 2^3S_1 ($M_J = +1$) спины обоих электронов параллельны направлению падающего светового пучка, результатом оказывается частичная поляризация атомов He^* (2^3S_1) в этом направлении. Таким образом, эти метастабильные атомы «помечены» своей поляризацией. Если в разряде имеются поляризованные свободные электроны, они могли появиться только из этих атомов.

В то же время в разряде протекает много процессов, которые приводят к появлению неполяризованных электронов, например столкновения ионов со стенками выходного канала и другие вторичные процессы. Тот факт, что, несмотря на это, извлеченный пучок электронов обладает поляризацией 10 %,

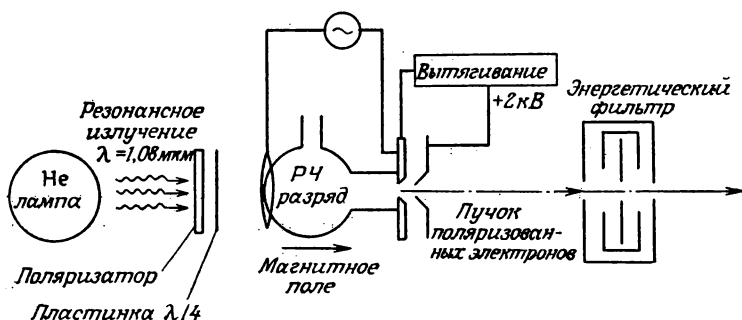


Рис. 5.26. Образование поляризованных электронов в разряде в He при оптической накачке [5.72].

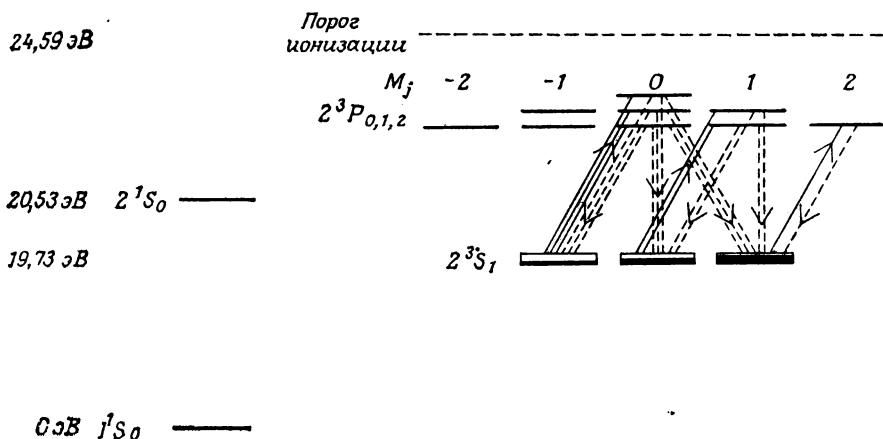


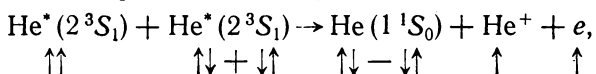
Рис. 5.27. Оптическая накачка в гелии (диаграмма энергетических уровней представлена не в масштабе). Уровни $2^3P_{0,1,2}$ расположены так тесно, что они все возбуждаются линией $1,08 \text{ мкм}$.

показывает, что большая часть свободных электронов в разряде возникает из поляризованных атомов He^* . (Приближенные вычисления показали, что, поскольку метастабильные атомы лишь частично поляризованы, в идеальном случае, когда все вытягиваемые электроны возникают в столкновениях между метастабильными атомами, поляризация должна была бы быть равна 30—40 %.)

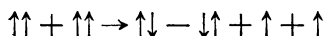
Это доказывает, что ионизация при столкновениях неполяризованных атомов He (которых по крайней мере в 10^5 раз больше, чем поляризованных атомов He^*) с электронами не является основным процессом образования свободных электронов. Ионизация поляризованных атомов He^* электронным ударом

(энергия ионизации 4,7 эВ) тоже должна быть исключена. Поскольку в разряде недостаточно электронов с энергией более 4,7 эВ (при электронной температуре 2,5 эВ), этот процесс не может компенсировать (что необходимо для поддержания устойчивого разряда) большие потери электронов, связанные с диффузией на стенки. Обменное рассеяние медленных электронов на поляризованных атомах He^* также не дает достаточного количества поляризованных электронов, как показали оценки авторов. Таким образом, остается признать доминирующим процессом образования электронов пеннинговскую ионизацию, т. е. ионизацию при столкновениях двух метастабильных атомов.

Рассмотрим эту реакцию более подробно. Когда атом He^* (2^3S_1 , $M_I = +1$) сталкивается с атомом He^* (2^3S_1 , $M_I = 0$), происходит реакция, которую можно записать так:

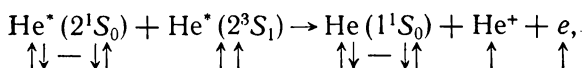


где стрелками символически указаны спиновые собственные функции различных частиц. Сохранение полного спина, которое предполагалось в написанной выше реакции, было отдельно доказано авторами [5.73]. Они показали, что при большой поляризации метастабильных атомов вероятность образования свободных электронов уменьшается. Это можно объяснить следующим образом. При увеличении поляризации пеннинговская ионизация должна все чаще происходить при столкновениях двух метастабильных атомов в состоянии $M_I = 1$. Но, поскольку процесс



несовместим с законом сохранения спина, уменьшение выхода свободных электронов при увеличении поляризации свидетельствует о сохранении спина. Кроме того, наблюдающееся уменьшение выхода свободных электронов можно считать дополнительным доказательством того, что пеннинговская ионизация является доминирующим механизмом ионизации в разряде.

Поляризованные электроны образуются также в реакции



в которой участвуют метастабильные атомы, находящиеся в синглетном состоянии. Однако пеннинговская ионизация при столкновениях двух атомов $\text{He}^* (2^3S_1)$, имеющих проекции $M_I = 0$, приводит к образованию неполяризованных электронов.

Сделанные здесь выводы были подтверждены измерениями поляризации электронов в период послесвечения. Когда разрядное

напряжение снимается, электроны быстро приходят в тепловое равновесие с атомами газа, так что ионизация электронным ударом становится невозможной. Тем не менее в течение $10^{-3} - 10^{-4}$ с (т. е. в период так называемого послесвечения) заряженные частицы еще образуются. Известно, что за это ответственна пеннинговская ионизация. Поскольку в период послесвечения нет конкурирующих процессов образования электронов, поляризация должна увеличиваться. И действительно, измерения поляризации электронов, вытягиваемых в период послесвечения, дали поляризацию, достигающую 17 %.

Эти измерения показали, что столкновения между метастабильными атомами, которые являются единственным процессом образования свободных электронов в период послесвечения, дают основной вклад в образование свободных электронов и в ходе разряда. Рассмотренный выше процесс — это лишь один из многих процессов (например, хемиионизация [5.74] или столкновения атомов с поверхностями [5.75]), в которых изменения поляризации электронов могут служить методом диагностики при исследовании процессов столкновения [5.76—78]. **Процессы столкновительной ионизации** можно также использовать в источниках поляризованных электронов. Мы вернемся к этому в разд. 8.2.

6. Другие релятивистские процессы с участием поляризованных электронов

6.1. Тормозное излучение и другие релятивистские электрон-фотонные процессы

К настоящему времени удалось провести количественную экспериментальную проверку лишь некоторых теоретических выводов относительно поляризационных явлений при релятивистском электрон-фотонном взаимодействии. Среди них — асимметрия эмиссии тормозного излучения, создаваемого поперечно-поляризованными электронами, и поперечная поляризация фотоэлектронов, создаваемых неполяризованным излучением. Современные методы определения поляризации электронов позволяют проверить некоторые из многочисленных поляризационных корреляций между электронами и фотонами, изучение которых ранее было невозможно. Для анализа поляризации электронов высоких энергий может быть использовано комптоновское рассеяние.

Читатель может заметить, что наше изложение не следует за историей развития физики поляризованных электронов. Существование спина у электрона впервые было предсказано на основе исходных принципов в теории Дирака. Поэтому спиновая поляризация сначала рассматривалась в связи с решениями релятивистского уравнения Дирака. Предполагалось, что поляризационные эффекты существенны, например при рассеянии электронов, только тогда, когда скорость электрона сравнима со скоростью света. Поэтому первые эксперименты по изучению поляризации при рассеянии проводились в основном с быстрыми электронами, хотя более удобными и более успешными были бы эксперименты с медленными электронами [6.1]. Так было примерно до 1960 г., когда были обнаружены значительные поляризационные эффекты при рассеянии медленных электронов.

Аналогично этому сразу же после появления уравнения Дирака стали обсуждаться поляризационные эффекты при релятивистском электрон-фотонном взаимодействии. Получилось так, что поляризационные эффекты высоких порядков для релятивистских фотоэлектронов были предсказаны гораздо раньше, чем значительные поляризационные явления в видимой и ультрафиолетовой областях спектра, наличие которых следовало из дипольного приближения (см. разд. 5.2), но которые долгое время ускользали от внимания.

Таким образом, внимание экспериментаторов было сосредоточено на изучении релятивистских эффектов в тот период, когда техника получения и анализа пучков поляризованных

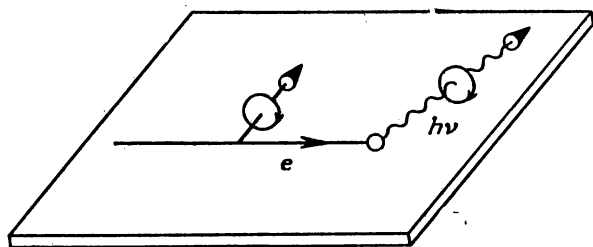


Рис. 6.1. Циркулярно поляризованное тормозное излучение, создаваемое электронами, вектор поперечной поляризации которых лежит в плоскости реакции (задаваемой векторами импульсов электрона и фотона).

электронов находилась еще на ранних этапах развития. Именно поэтому уровень экспериментального исследования процессов, рассматриваемых в данной главе, часто не удовлетворяет современным требованиям. Довольно часто экспериментальных данных вообще нет. Будем надеяться, что проводимое далее краткое обсуждение релятивистских процессов с участием поляризованных электронов явится стимулом к проведению новых экспериментов с применением современной техники, тем более, что в некоторых случаях такие работы уже начаты.

Наиболее известным процессом является генерация циркулярно поляризованного рентгеновского (тормозного) излучения продольно поляризованными электронами [6.2], которая часто использовалась для измерения поляризации β -частиц. Поляризацию фотонов можно определить по комптоновскому рассеянию или поглощению в намагниченном железе, так как комптоновское сечение зависит от ориентации спинов фотонов относительно направления рассеяния электронов. Циркулярная поляризация максимальна у фотонов, рассеянных вперед или назад. Она растет с увеличением атомного номера мишени и энергии падающих электронов. При фиксированной энергии электронов жесткие кванты имеют большую поляризацию, чем мягкие. В пределе высоких энергий передача циркулярной поляризации должна быть полной в верхнем конце энергетического спектра фотонов.

Циркулярно поляризованная компонента тормозного излучения создается также и поперечно поляризованными электронами при условии, что вектор их поляризации лежит в плоскости реакции (рис. 6.1). Если не потребовать выполнения данного условия, то четность не будет сохраняться, поскольку при отражении в плоскости реакции начальное состояние не изменится (поляризация электронов по нормали к плоскости реакции), а спиральность фотонов станет противоположной!

Самые последние количественные теоретические вычисления поляризации тормозного излучения выполнены в работе [6.3] методом парциальных волн с учетом экранировки кулоновского поля внешними электронами. Авторы этой работы приводят также количественные данные о корреляциях между поляризациями электронов и тормозного излучения.

Помимо циркулярно поляризованного излучения электроны, поляризация которых лежит в плоскости реакции, создают также излучение, линейно поляризованное вдоль оси, составляющей угол 45° с этой плоскостью. Такая поляризация тормозного излучения (она характеризуется параметром Стокса η_1 , введенным в разд. 4.6) не связана с линейной поляризацией вдоль нормали к плоскости реакции. Поляризация последнего типа, описываемая параметром η_3 , довольно обычна, так как она появляется даже в случае неполяризованных электронов и поэтому исследовалась уже в течение длительного времени. Теоретическая и экспериментальная работа Зоммерфельда и Куленкамппфа появилась еще в 1930-х годах.

С применением современных источников поляризованных электронов исследован только один эффект тормозного излучения — случай, когда падающие электроны поляризованы по нормали к плоскости реакции. Кроме линейной поляризации, которая характеризуется параметром η_3 , при этом наблюдается лево-правая асимметрия эмиссии тормозного излучения. Аналогично асимметрии рассеяния поляризованных электронов [формула (3.70)] распределение интенсивности тормозного излучения определяется дифференциальным сечением вида

$$\sigma = \sigma_H (1 + C_{20} \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}}), \quad (6.1)$$

где σ_H — сечение в случае неполяризованного пучка, \mathbf{P} — вектор поляризации пучка электронов, $\hat{\mathbf{n}}$ — единичный вектор нормали к плоскости реакции, которая задается импульсами налетающего электрона и испускаемого фотона. Величина C_{20} , как и функция Шермана в выражении (3.70), зависит от угла рассеяния θ , атомного номера Z мишени, энергии электронов E , а также от энергии фотона k . Индекс 0 указывает, что учитываются все фотоны независимо от их поляризации, а индекс 2 — что вклад в асимметрию дает только компонента поляризации электронов вдоль нормали к поверхности.

В последнее десятилетие были выполнены два эксперимента такого рода. В одном [6.4] для получения поляризованных электронов использовалось моттовское рассеяние, а в другом [6.5] — источник, основанный на эффекте Фано. Из формулы (6.1) ясно, что величину асимметрии можно определить, измерив либо интенсивности тормозного излучения под симметричными углами

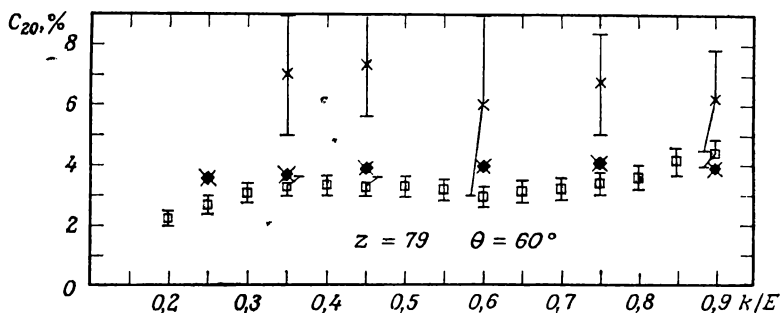


Рис. 6.2. Функция асимметрии C_{20} тормозного излучения в мишени из золота при эмиссии под углом $\theta = 60^\circ$; k — энергия фотона; E — энергия падающих электронов (128 кэВ). Экспериментальные данные с малым интервалом ошибки — из работы [6.5], а с большим интервалом ошибки — из работы [6.4]; темные квадратики с крестиком — данные расчета методом парциальных волн в случае экранированного кулоновского потенциала [6.3].

справа и слева, либо интенсивность при фиксированном угле испускания тормозного излучения, возникающего под действием электронов e^\uparrow и e^\downarrow . В работе [6.5] был применен второй метод. При этом тормозное излучение создавалось в золотой фольге толщиной 200 мкг/см² электронами с энергией 128 кэВ ($= mc^2/4$) и регистрировалось под углами $\theta = 60, 100$ и 145° . Регистрация интенсивности рентгеновского излучения проводилась при помощи спектрометра с разрешением 750 эВ (германиевый детектор), так что была получена кривая зависимости C_{20} от энергии фотонов k . Для устранения аппаратных асимметрий одновременно регистрировалось характеристическое K_α -излучение. Данные измерения спектров тормозного излучения для электронов e^\uparrow и e^\downarrow нормировались на интенсивность K_α -линии, так как K_α -излучение является изотропным и не зависит от направления спинов падающих электронов.

На рис. 6.2 представлен график функции асимметрии $C_{20}(k)$ (при угле эмиссии $\theta = 60^\circ$), которая определялась как относительная разность чисел фотонов с энергией k , образованных электронами e^\uparrow и e^\downarrow . Для сравнения там же приводятся теоретические данные — результаты анализа (проводившегося методом парциальных волн) процесса образования тормозного излучения в экранированном кулоновском поле (потенциал Хартри — Фока — Слэтера) атома мишени. На рис. 6.2 мы имеем хорошее согласие с теорией, однако при $\theta = 145^\circ$ наблюдаются расхождения.

Ни одна из других вышеупомянутых корреляций между поляризацией электронов и тормозным излучением до сих пор не проверена количественно на опыте. Эксперимент по исследова-

нию циркулярной поляризации тормозного излучения, создаваемого продольно поляризованными электронами, проводился с другой целью, а именно с целью обнаружения продольной поляризации β -частиц, существование которой было предсказано в 1956 г. [6.2] как следствие несохранения четности при слабых взаимодействиях. Для точного анализа поляризации электронов необходимо, конечно, знать коэффициент, описывающий переход от спиральности электрона к спиральности тормозного излучения. Подобно C_{20} , он зависит от Z , θ , E и k . В экспериментах по исследованию β -распада приходилось опираться на данные теоретического расчета этого коэффициента. Было показано, однако, что разные приближения (борновское, метод парциальных волн для кулоновского потенциала и экранированного кулоновского потенциала) дают различающиеся результаты [6.3], которые пока еще серьезно не проверены экспериментально.

Сейчас, когда можно получать пучки поляризованных электронов, ток которых почти на десять порядков величины больше, чем в ранних экспериментах с β -частицами, существуют технические предпосылки для изучения отмеченных корреляций между поляризацией электронов и создаваемым ими тормозным излучением. (В разд. 7.1.1 будет рассмотрен совсем другой эффект — асимметрия интенсивности тормозного излучения, испускаемого медленными поляризованными электронами в магнитных материалах.)

Подобные же поляризационные корреляции имеют место и тогда, когда не фотоны создаются электронами, а свободные электроны образуются с помощью фотонов, как это происходит при фотоэффекте, эффекте Комптона или рождении пар. Мы уже рассматривали, и довольно подробно, процессы фотоионизации и отметили, что поляризационные явления, теоретически предсказанные в видимой и ультрафиолетовой областях спектра, в последнее время исследовались во многих экспериментальных работах. Однако уровень экспериментальной проверки данных теоретических работ по изучению поляризации фотоэлектронов в релятивистской области крайне низок. Причины этого станут ясны, если мы рассмотрим первый эксперимент такого рода, проведенный совсем недавно [6.6]. Измерялась поперечная поляризация (вдоль нормали к плоскости реакции) фотоэлектронов, выбиваемых из K -оболочки золота неполяризованным γ -излучением.

Для создания пучка фотонов был взят мощный ($3,2 \cdot 10^9$ Бк) источник ^{137}Cs . Под действием его γ -излучения с энергией 662 кэВ из K -оболочки золота выбивались электроны с энергией 581 кэВ. Необходимо было использовать мишень с большим атомным номером Z , так как, согласно теории, наблюдаемый эффект должен быть порядка αZ (α — постоянная тонкой

структуры), а, кроме того, сечение фотоионизации K -оболочки пропорционально Z^5 . Фотоэлектроны с энергией 581 кэВ, образовавшиеся в золотой фольге толщиной 23,2 мг/см², отделялись от фотоэлектронов из других оболочек и от комптоновского сплошного спектра (максимальная энергия 477 кэВ) при помощи секторного (90°) магнитного спектрометра с двойной фокусировкой. Поворачивая γ -источник, можно было регистрировать фотоэлектроны, выходящие под углами $0^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ (неопределенность угла составляла $\pm 8^\circ$). Поляризация вдоль нормали к плоскости реакции измерялась при помощи моттовского детектора. Имелась возможность проводить измерения при симметричных относительно угла $\theta = 0^\circ$ положениях γ -источника. В соответствии с аксиальной симметрией это приводило к поляризациям противоположных направлений. Аппаратурные асимметрии можно было исключить путем поворота регистрирующей системы вокруг оси симметрии.

Средняя скорость счета сигнала с шумом составляла 3—5 импульс/мин, а средняя скорость счета шума — около 2 импульс/мин. Столь низким отношением сигнала к шуму объясняется большая погрешность данных, представленных на рис. 6.3. При $\theta = 10^\circ$ ошибка составляет 9 %, а при $\theta = 50^\circ$ она равна 32 %, хотя полное время сбора данных было близко к 5 мес. Очевидно, что, пока используются γ -источники, в данной области энергий фотонов проблема интенсивности остается существенно более серьезной, чем в вакуумной УФ-области спектра (разд. 5.2.3).

В пределах ошибок измерений экспериментальные данные, представленные на рис. 6.3, согласуются с теоретическими. Такая же картина наблюдалась и в проведенном позднее эксперименте [6.8], в котором использовались фотоны с энергиями 334 и 439 кэВ и мишень из тория. Для ознакомления с состоянием теории фотоэффекта в релятивистской области рекомендуем обзорную статью [6.9].

В области поляризационных явлений при комптоновском рассеянии и рождении пар появилось мало нового. Проведены расчеты некоторых корреляций поляризации между фотонами и электронами, таких, как образование продольно и поперечно-поляризованных электронов при комптоновском рассеянии и поляризованных электрон-позитронных пар поляризованными фотонами [6.10]. Но, поскольку в этих случаях эксперимент гораздо сложнее только что описанного, интерес экспериментаторов, а следовательно, и теоретиков к данной области невелик. Поэтому современному состоянию дел по-прежнему хорошо отвечают довольно старые обзорные статьи [6.2, 11], и нет нужды повторять их здесь. Упомянем, однако, об одном практически важном явлении.

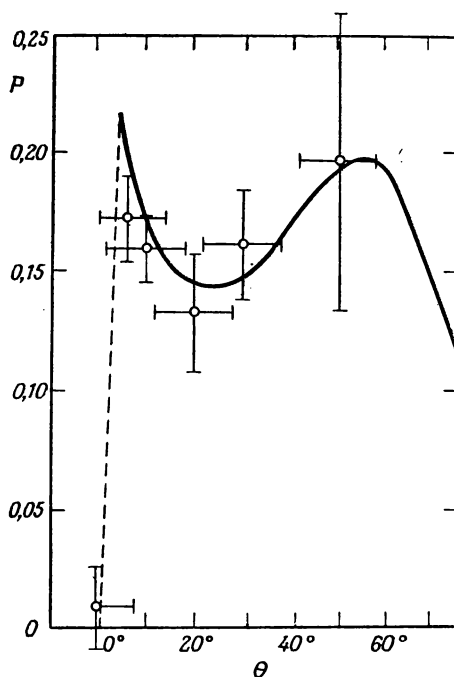


Рис. 6.3. Зависимость поперечной поляризации фотоэлектронов, выходящих из K -оболочки золота при поглощении неполяризованного γ -излучения с энергией 662 кэВ, от угла вылета. Экспериментальные данные — из работы [6.6], теоретические (сплошная линия) — из работы [6.7].

Как мы увидим в разд. 8.1, существует лишь несколько методов анализа поляризации электронов высоких энергий. Один из них, пригодный при самых высоких энергиях электронов, основан на анализе асимметрии комптоновского рассеяния циркулярно поляризованных фотонов на тех электронах, поляризацию которых требуется определить [6.12]. Необходимые для этого пучки фотонов с высокой интенсивностью получают с использованием лазера и ячейки Поппельса (в качестве циркулярного поляризатора). За счет передачи энергии и импульса при лобовом столкновении фотона низкой энергии с электроном, имеющим высокую энергию, энергия фотона повышается. Эта ситуация отличается от обычного комптоновского рассеяния, когда фотоны высокой энергии сталкиваются с медленными электронами. Проведем численную оценку. Пусть в накопительном кольце происходит лобовое столкновение электронов с энергией 15 ГэВ и фотонов с энергией 3 эВ, что соответствует энергии фотонов 180 кэВ в системе покоя электронов. Тогда после

столкновения фотоны имеют энергию порядка 6 ГэВ. Поляризацию можно определять, измеряя при помощи ливневого детектора асимметрию интенсивности рассеяния фотонов с левой и правой спиральностью на поляризованных электронах. При абсолютных измерениях поляризации этим методом пока еще приходится опираться на данные теории.

Мы подчеркивали, что многие из поляризационных эффектов, затронутых в данном разделе, пока еще не исследованы, так как была недостаточно совершенна аппаратура для исследования поляризации электронов. Сейчас ситуация изменилась к лучшему и можно ожидать более интенсивного развития работ в этой области.

6.2. Синхротронное излучение, связанное с переворачиванием спина

Электроны (позитроны) высоких энергий, циркулирующие в магнитном поле, приобретают поляризацию за счет эмиссии синхротронного излучения при переворачивании спина. Поляризация возникает благодаря различию в вероятностях переходов для двух разных ориентаций спинов относительно магнитного поля. Даются элементарное описание механизма поляризации и краткое обсуждение результатов, полученных на накопительных кольцах.

Одним из основных положений электродинамики является необходимость испускания электромагнитного излучения ускоренно движущимися заряженными частицами. Яркий пример этого — синхротронное излучение, создаваемое электронами, которые циркулируют в магнитном поле накопительного кольца или синхротрона.

Когда речь идет о синхротронном излучении, спин электрона обычно не учитывают, так как он практически не оказывает влияния на интенсивность излучения. Но если нам важна не только интенсивность, то можно обнаружить интересный эффект, связанный с наличием спина у электрона. Имеется определенная вероятность того, что магнитный момент электрона, движущегося с высокой энергией по круговой орбите в магнитном поле (рис. 6.4), изменит свое направление на обратное. Из-за изменения магнитной энергии такое переворачивание спина сопровождается испусканием излучения. Хотя интенсивность подобного магнитного дипольного излучения очень мала по сравнению с интенсивностью обычного синхротронного излучения, его наличие приводит к весьма значительным последствиям. В первоначально неполяризованном пучке электронов постепенно нарастает степень поперечной поляризации, поскольку из-за переворачивания спинов преимущественно заселяются спиновые состояния, в которых магнитный момент па-

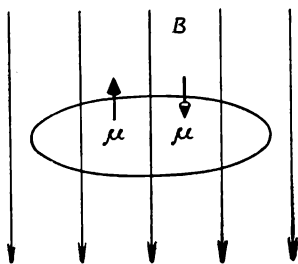


Рис. 6.4. Магнитный дипольный переход

параллелен магнитному полю синхротрона или накопителя (эффект Соколова — Тернова [6.13]). Таким образом, для проведения экспериментов с поляризованными электронами высоких энергий нет необходимости инжектировать в ускоритель поляризованные электроны, а вместо этого можно использовать внутренний механизм поляризации в системе.

К сожалению, в условиях, в которых работают современные синхротроны, для достижения заметной поляризации требуется несколько часов (или по крайней мере минут). Это объясняется малой вероятностью магнитных дипольных переходов. Таким образом, в синхротроне нельзя получить значительной поляризации. Но она может быть получена в накопительном кольце, где электроны циркулируют длительное время. Предельная поляризация, которую можно получить таким способом, составляет 92,4 %.

Мы изложим элементарную теорию процесса, приводящего к поляризации электронов за счет испускания синхротронного излучения при переворачивании спина. Строгая теория с высоким педагогическим мастерством излагается в работе [6.14].

Нас в основном интересует вероятность переходов с переворачиванием спина, поскольку именно этой величиной определяется время нарастания поляризации. Предположим, что поведение спина можно рассматривать в нерелятивистском приближении в инерциальной системе отсчета, в которой электрон в данный момент покоится. В такой системе, движущейся с постоянной скоростью v , электрон, идущий по орбите со скоростью v' , будет неподвижен, если направление v' совпадает с направлением скорости системы отсчета. Разница энергий для двух возможных ориентаций спина в магнитном поле B' , которое действует на электрон в этой мгновенно неподвижной системе, равна

$$2\mu B' = \frac{e\hbar B'}{mc},$$

так как для электрона $\mu = e\hbar/2mc$. Поэтому, используя выражение (8.2) для циклотронной частоты ω_c и соотношение $B' = \gamma B$ между полем B' и магнитным полем B в лабораторной системе, получим, что частота переходов с переворачиванием

спина равна

$$\omega' = \frac{eB'}{mc} = \frac{e\gamma B}{mc} = \gamma^2 \omega_c. \quad (6.2)$$

Попутно напомним, что из формулы (6.2) не следует, что в лабораторной системе будет наблюдаться только одна частота. Излучение испускается во всех направлениях, и переход из мгновенно сонаправленной системы в лабораторную дает разные сдвиги частоты для различных направлений. Одно лишь это может привести к появлению широкого частотного спектра.

Вероятность перехода с переворачиванием спина в единицу времени (а это спонтанный магнитный дипольный переход) дается общим выражением

$$\omega' = \frac{4}{3\hbar} \left(\frac{\omega'}{c} \right)^3 |\langle \psi_f | \mu | \psi_i \rangle|^2. \quad (6.3)$$

Эта формула отличается от хорошо известного из учебников по квантовой механике (см., например, [6.15]) выражения для электрических дипольных переходов тем, что вместо оператора такого перехода $e\mathbf{r}$ стоит оператор магнитного дипольного перехода μ . Вычисление матричного элемента перехода (задача 6.1) дает после подстановки (6.2) в формулу (6.3)

$$\omega' = \frac{2}{3} \frac{e^2 \hbar}{m^2 c^5} \gamma^6 \omega_c^3. \quad (6.4)$$

Предполагая, что спиновые и орбитальные моменты совершенно не связаны и что имеются переходы только из верхнего в нижнее энергетическое состояние спина в магнитном поле, получаем кинетические уравнения

$$\begin{aligned} dN_{\downarrow} &= -\omega' N_{\downarrow} dt', \\ dN_{\uparrow} &= -dN_{\downarrow} = \omega' N_{\downarrow} dt' = \omega' (N_0 - N_{\uparrow}) dt', \end{aligned} \quad (6.5)$$

где N_0 — полное число электронов, а N_{\uparrow} — число электронов с меньшей энергией (напомним, что направления спинного и магнитного моментов противоположны!).

Если в момент времени $t' = 0$ пучок был неполяризован, т. е. $N_{\uparrow} = N_{\downarrow} = N_0/2$, то решения кинетических уравнений имеют вид

$$N_{\downarrow} = \frac{N_0}{2} e^{-\omega' t'}, \quad N_{\uparrow} = N_0 \left(1 - \frac{1}{2} e^{-\omega' t'} \right),$$

откуда следует, что зависимость поляризации от времени такова:

$$P(t') = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} = 1 - e^{-\omega' t'}. \quad (6.6)$$

Мы видим, что в рассматриваемой инерциальной системе характерное время нарастания поляризации равно $\tau' = 1/\omega'$. В лабораторной системе это время составляет

$$\tau = \tau' \gamma \approx \frac{m^2 c^5}{e^2 \hbar \gamma^5 \omega_c^3} \approx \frac{m^2 c^2 \rho^3}{e^2 \hbar \gamma^5}, \quad (6.7)$$

так как радиус орбиты δ релятивистской частицы равен $\rho = c/\omega_c$. Здесь учтено, что в связи с приближенным характером наших рассуждений формула (6.4) справедлива с точностью до множителя порядка единицы.

С физической точки зрения сделанные упрощения гораздо более серьезны, чем может показаться на первый взгляд, несмотря даже на то, что количественные результаты почти правильны. Наша элементарная теория не дает упомянутой выше предельной поляризации 92,4 %. Из наших рассуждений не ясно, почему нельзя в конце концов обнаружить все электроны в состоянии с наименьшей магнитной энергией и, следовательно, достичь поляризации, равной 100 %.

Причины, по которым изложенная упрощенная теория оказывается неверной, можно в какой-то мере уяснить, рассматривая обмен энергией между спиновыми и орбитальными степенями свободы. В результате отдачи, вызванной испусканием фотона, изменяется энергия орбитального движения электрона. Изменение энергии зависит от направления испускания фотона и сравнимо по величине с энергией магнитного дипольного перехода. В связи с наличием такого взаимодействия между спином и орбитальным движением электрона при рассмотрении переходов с верхнего на нижний энергетический уровень недостаточно учитывать только энергию магнитного диполя. Необходимо учитывать полную энергию — орбитального движения и магнитную. По данной причине испускание синхротронного излучения, обусловленное переворачиванием спина, может происходить и тогда, когда магнитные моменты переворачиваются с переходом на верхний энергетический уровень, если энергетический баланс выполняется за счет орбитального движения. Именно из-за таких процессов поляризация не достигает 100 %. Количественные оценки показывают, что вероятности переходов в состоянии с меньшей магнитной энергией, которые рассматривались сначала, в 25,25 раза больше вероятности переходов в противоположном направлении. С учетом этого уравнение (6.5) изменяется и принимает вид

$$dN_{\downarrow} = -dN_{\uparrow} = -\omega' N_{\downarrow} dt' + \frac{\omega'}{25,25} N_{\uparrow} dt',$$

а следовательно, изменяется выражение (6.6), и поэтому поляризация в лабораторной системе равна

$$P(t) = 0,924(1 - e^{-t/\tau}). \quad (6.8)$$

С практической точки зрения важна не только поляризация, но и время, необходимое для ее установления. Выражение (6.7) дает приблизительное значение времени τ , необходимого для достижения поляризации, равной 63 % от предельного значения. Применим эту формулу к случаю асимметричного накопителя позитронного и электронного пучков¹⁾ в Станфордском центре линейных ускорителей (США). Радиус кривизны его магнитов равен 12,7 м. Но орбита электронов на самом деле не круговая. В накопителе имеются секторные магниты и прямолинейные участки, образующие вместе траекторию, длина которой равна $2\pi R$, где $R = 37,3$ м. Это дает поправку порядка $2/\rho$ в формуле (6.7) [6.14]. При энергии электронов 2 ГэВ характерное время нарастания поляризации оказывается порядка 5 ч, а при 4 ГэВ — только 10 мин, так как τ сильно зависит от энергии. Если такой накопитель, как ПЕТРА (электронно-позитронное накопительное кольцо) в Гамбурге, работает при энергии электронов 15 ГэВ, то $\tau \approx 30$ мин, что связано с большими размерами ($2\pi R = 2,3$ км; $\rho = 197$ м) этой установки.

Вывод о нарастании поляризации экспериментально подтвержден на различных накопительных кольцах. В первых экспериментах использовалось то обстоятельство, что при столкновении пучков поляризованных электронов и позитронов (которые поляризуются за счет такого же процесса) появляется азимутальная асимметрия распределения интенсивности продуктов реакции. На основе данных об асимметрии при реакциях $e^-e^+ \rightarrow e^-e^+$ и $e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$ можно определить время нарастания τ и предельную поляризацию, так как параметры этих реакций можно надежно рассчитать на основе квантовой электродинамики [6.16]. В более поздних экспериментах использовалась асимметрия при комптоновском рассеянии циркулярно поляризованных фотонов на поляризованных электронах [6.12] (разд. 6.1). Данные измерений примерно соответствуют результатам вычислений по формулам (6.7, 8), в которых, конечно, не учитываются процессы деполяризации в накопительном кольце. Было установлено, что в накопителе ПЕТРА поляризация достигает 80 % [6.17, 18].

Поляризация электронов была использована при измерении азимутальной асимметрии сечений реакций типа $e^-e^+ \rightarrow$ адроны, показывающей, что адроны (в основном пионы) преимущественно разлетаются в направлениях, перпендикулярных на-

¹⁾ SPEAR — Stanford Positron-Electron Asymmetric Rings. — Прим. ред.

правлению поляризации [6.19]. Информация о динамике образования адронов при аннигиляции e^-e^+ , даваемая такими измерениями, гораздо более точна, чем сведения, получаемые путем анализа зависимости интенсивности от полярного угла в случае неполяризованных пучков. В качестве более свежего обзора по вопросам, рассмотренным в этом разделе, рекомендуем статью [6.20].

Задача 6.1. Вычислите величину $|\langle \psi_f | \mu | \psi_i \rangle|^2$ в выражении (6.3).

Решение.

$$|\langle \psi_f | \mu | \psi_i \rangle|^2 = \frac{e^2 \hbar^2}{4m^2 c^2} |\langle \psi_f | \sigma | \psi_i \rangle|^2. \quad (6.9)$$

Поскольку рассуждения, в результате которых получена формула (6.3), относятся к простому случаю, когда функции начального и конечного состояний различаются только зависящими от спина частями, получаем

$$|\langle \psi_f | \sigma | \psi_i \rangle|^2 = \left| \begin{pmatrix} 0 & 1 \end{pmatrix} (\sigma_x \hat{e}_x + \sigma_y \hat{e}_y + \sigma_z \hat{e}_z) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right|^2, \quad (6.10)$$

так как координатная часть нормирована.

С учетом формулы (2.6) выражение (6.10) равно

$$|1 + i + 0|^2 = 2,$$

а поэтому

$$|\langle \psi_f | \mu | \psi_i \rangle|^2 = \frac{e^2 \hbar^2}{2m^2 c^2}.$$

7. Эмиссия поляризованных электронов из объема и поверхности твердых тел

7.1. Эмиссия поляризованных электронов из магнитных материалов

Поляризованные свободные электроны могут быть получены в результате фотоэмиссии, автоэлектронной эмиссии и вторичной эмиссии ориентированных по спину электронов из намагниченных материалов. Исследования таких эффектов дают информацию о структуре магнитных твердых тел. Результаты исследований могут быть объяснены в рамках имеющихся моделей магнетизма, но требуют количественного уточнения теории. Инверсная фотоэлектронная спектроскопия с использованием поляризованных электронов дает информацию о незаполненных магнитных состояниях выше уровня Ферми.

В намагниченных твердых телах существуют электроны, спины которых имеют преимущественную ориентацию. Логично попытаться как-то извлечь эти поляризованные электроны и таким образом получить поляризованные свободные электроны. Это можно осуществить, например, за счет фотоэффекта или автоэлектронной эмиссии. Однако долгое время все попытки такого рода были неудачными. Это объясняется, вероятно, неподходящими вакуумными условиями и недостаточной защитой от рассеянных магнитных полей, которые могут вызывать прецессию спинов. Следует также иметь в виду, что даже намагничивающее поле \mathbf{B} , которое часто направляют вдоль вытягиваемого электронного пучка, существенно влияет на его форму и положение. Это может приводить к большим ошибкам при измерении асимметрии рассеяния в зависимости от поля \mathbf{B} или при исключении аппаратной асимметрии путем обращения поля \mathbf{B} , так как из-за магнитного поля может существовать значительная ложная асимметрия.

Получить поляризованные электроны из магнитных материалов не удавалось до конца 60-х гг. Но в последующие годы были проведены успешные эксперименты с ферромагнитными и антиферромагнитными веществами, металлами, полупроводниками и диэлектриками [7.1—4].

В классических ферромагнетиках, таких, как Fe, Co и Ni, магнетизм определяется $3d$ -электронами. Для описания магнетизма в подобных материалах широко используется зонная модель. Согласно этой модели, обменное взаимодействие, которое ответственно за ферромагнетизм, приводит к энергетическому сдвигу электронов $e\uparrow$ и $e\downarrow$ в $3d$ -зоне. Сдвиг определяется вели-

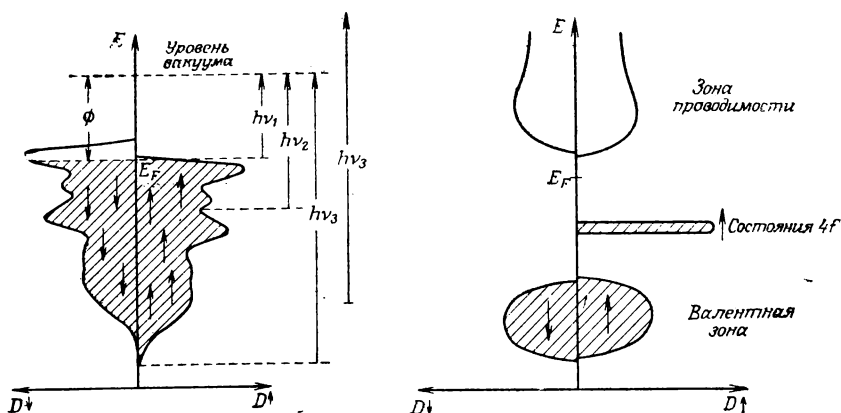


Рис. 7.1. Примерная энергетическая диаграмма, показывающая расщепление $3d$ -зоны ниже температуры Кюри. E_F — энергия Ферми, ϕ — работа выхода. D — плотность состояний. Зона $3d$ перекрывается с зоной $4s$ (не показанной на рисунке), в которой содержится 0,54 электрона на атом.

Рис. 7.2. Примерная диаграмма энергетических уровней в халькогенидах европия.

чиной обменного взаимодействия и имеет разное направление для $e\uparrow$ и $e\downarrow$, как это схематически показано на рис. 7.1. Поскольку обе подзоны заполнены до энергии Ферми, $3d_{\uparrow}$ -подзона содержит больше электронов, чем $3d_{\downarrow}$ -подзона. В $3d_{\uparrow}$ -подзоне никеля на каждый атом приходится 5 электронов, а в $3d_{\downarrow}$ -подзоне — 4,46 электрона. Это дает полный магнитный момент $\sim 0,54\mu_B$ на атом.

Другой класс исследованных материалов — системы с локализованными магнитными моментами, такие, как редкоземельные элементы и их соединения, которые являются ферромагнетиками или антиферромагнетиками при низких температурах. В этих материалах магнетизм определяется в основном $4f$ -электронами атомов редкоземельных элементов, что и иллюстрирует схематическая диаграмма энергетических уровней, приведенная на рис. 7.2. В локализованных $4f$ -состояниях находятся 7 электронов на атом европия. Это означает, что половина из $2(2l+1) = 14$ возможных состояний занята (так как для f -состояний квантовое число l равно трем). Принципом Паули допускается, чтобы все электроны имели спины, ориентированные в одном и том же направлении. Поэтому в соответствии с правилом Хунда в европии и реализуется такое состояние (его спиновое квантовое число равно $7/2$). Очевидно, что при извлечении электронов из $4f$ -состояний должен получаться пучок с высокой поляризацией.

7.1.1. Фотоэмиссия

Если никель облучать коротковолновым излучением с частотой $\nu \geq \nu_1$ (рис. 7.1), то будут эмиттироваться $3d$ -электроны. При частоте ν_3 все $3d$ -электроны могут выбиваться независимо от их энергетического положения. Исходя из приведенных выше чисел заполнения подзон (без учета усложняющих обстоятельств, о которых мы еще не говорили), можно ожидать, что поляризация P пучка будет равна $\sim (5 - 4,46)/(5 + 4,46)$, т. е. 5—6 %, если образец намагничен до насыщения. Скажем несколько слов о знаке поляризации. Поскольку намагниченность обусловлена магнитными моментами электронов, мы, как это принято, определяем поляризацию электронов, полученных из магнитных материалов, выражением $P = (N_{\uparrow} - N_{\downarrow})/(N_{\uparrow} + N_{\downarrow})$, где N_{\uparrow} и N_{\downarrow} — числа электронов с магнитными моментами (но не спинами), параллельными и антипараллельными намагниченности кристалла. При таком определении поляризация P положительна для электронов, магнитные моменты которых параллельны, а (из-за отрицательного гиромангнитного отношения) спины антипараллельны намагниченности. (Может быть, лучше было бы называть это «поляризацией магнитных моментов», а не спиновой поляризацией.)

Уровень Ферми E_F в никеле расположен непосредственно над верхним краем d -зоны и поэтому пересекается только с d_{\downarrow} -подзоной (рис. 7.1). Следовательно, при воздействии на образец света узкой линии с центральной частотой ν_1 , когда могут эмиттироваться электроны только из окрестности уровня Ферми, мы должны иметь больше электронов e_{\downarrow} , чем e_{\uparrow} , что приводит к отрицательной поляризации (напомним, что в этих рассуждениях стрелки относятся к магнитному моменту). Мы вернемся к этому случаю позже.

Данные примеры и рис. 7.1 показывают, что поляризация фотоэлектронов определяется энергией фотонов, зависимостью плотности состояний от энергии $D(E)$, энергетическим сдвигом подзон \uparrow и \downarrow и положением уровня Ферми. Таким образом, измерения зависимости поляризации фотоэлектронов от длины волны фотонов дают детальную информацию об электронной структуре магнитных материалов. Еще большую информацию можно получить, если, используя электронные спектрометры, исследовать зависимость поляризации фотоэлектронов от их энергии. Эксперименты с одновременным анализом фотоэлектронов по энергии, углу вылета и поляризации дают информацию даже о зависимости энергий e_{\uparrow} и e_{\downarrow} электронов $E(\mathbf{k})$ от волнового вектора [7.5].

Рассмотрим несколько примеров из большого числа экспериментальных исследований поляризации фотоэлектронов, эмит-

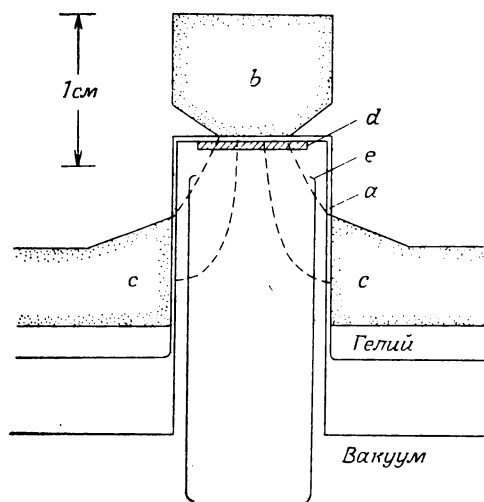


Рис. 7.3. Магнитный фотокатод для экспериментов с эмиссией поляризованных электронов [7.6]. *a* — вакуумная оболочка; *b* и *c* — полюсы электромагнита; *d* — образец; *e* — вытягивающий электрод; штриховые линии — силовые линии магнитного поля.

тируемых из намагниченных материалов [7.1—4]. В целях обеспечения чистоты поверхности образцы должны быть приготовлены в сверхвысоком вакууме. В устройстве, схематически изображенном на рис. 7.3, для достижения магнитного насыщения образец помещается в сильное внешнее поле. Магнитное поле, так же как и вытягивающее электрическое поле, перпендикулярно поверхности фотокатодов, и поэтому сила Лоренца не мешает выходу электронов. Фотоэлектроны, образующиеся под действием УФ-излучения с переменной длиной волны, отклоняются на угол 90° цилиндрическим конденсатором и выходят из области светового луча, а их поляризация из продольной превращается в поперечную (разд. 8.1.1). Все устройство может быть помещено в гелиевый криостат. После ускорения электронов до энергии 100 кэВ их поляризация измеряется моттовским детектором.

Для примера на рис. 7.4 приведены экспериментальные данные о зависимости поляризации фотоэлектронов от величины внешнего магнитного поля. В случае никеля поляризация (которая пропорциональна намагниченности) четко отражает хорошо известное насыщение кривой намагничивания. При этом электроны эмиттировались с уровней, лежащих в окрестности уровня Ферми. В случае же чистого и легированного лантаном кристаллов EuO энергия фотонов выбиралась так, чтобы

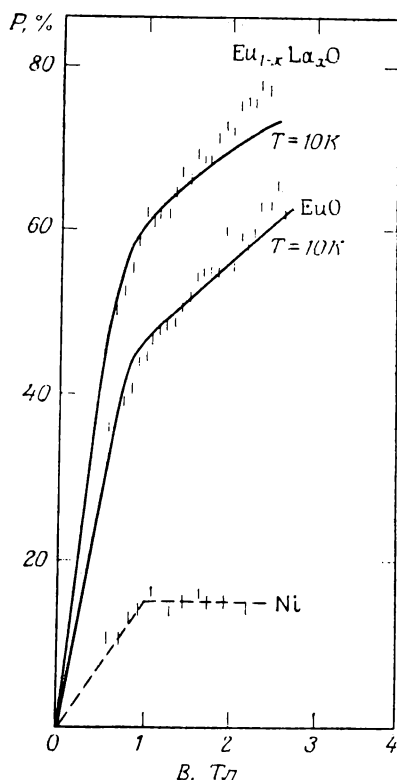


Рис. 7.4. Зависимость поляризации P фотоэлектронов, выходящих с уровней, лежащих вблизи уровня Ферми Ni (пленочный образец), и с $4f$ -уровней EuO и $\text{Eu}_{1-x}\text{La}_x\text{O}$ ($x = 1$ ат.%), от магнитной индукции B [7.7, 8]. Сплошные линии — теоретические кривые.

большинство фотоэлектронов эмиттировалось с $4f$ -уровней. Как видно из рис. 7.4, при эмиссии с этих уровней действительно наблюдается высокая поляризация. Отсутствие насыщения в этом случае объясняется влиянием поверхностного слоя. Данные измерения поляризации фотоэлектронов отражают магнитное поведение тонкого слоя материала у поверхности. Его толщина, определяемая длиной свободного пробега фотовозбужденных электронов в материале, — порядка всего лишь нескольких постоянных решетки. Теоретические кривые для EuO и $\text{Eu}_{1-x}\text{La}_x\text{O}$ рассчитывались в предположении, что объем материала насыщается в области изгиба кривой, но намагниченность ненасыщенного поверхностного слоя продолжает увеличиваться с ростом поля. За счет обменного взаимодействия, происходящего в этом слое, уменьшается поляризация электро-

нов, выходящих из более глубоких слоев в объеме. Количественная информация о таких обменных процессах в парамагнитных слоях была получена недавно путем измерения деполяризующей способности поверхностных слоев различных веществ [7.9, 10]. Весьма заметные различия были обнаружены для слоев из K, Au, Ni, Gd и Ce.

В экспериментах другого типа исследовалась зависимость поляризации от энергии фотонов. В случае соединений Eu и Gd в соответствии с рис. 7.2 с уровней валентной зоны, 4f-уровней и уровней зоны проводимости должны испускаться электроны с разной поляризацией. Вклад 4f-уровней должен быть особенно значительным, так как на них находятся электроны с единственным направлением спина. Это было подтверждено измерениями зависимости поляризации фотоэлектронов от энергии фотонов [7.1]. Знак поляризации и ее зависимость от энергии фотонов были такими, как и ожидалось, или могли быть легко интерпретированы в рамках существующих моделей.

Среди магнитных материалов, на которых были выполнены подобные исследования, — халькогениды редкоземельных элементов и актинидов [7.3], ферромагнитный гадолиний [7.11], переходные 3d-ферромагнитные металлы Ni, Co и Fe (где была обнаружена поляризация $P > 50\%$ [7.12—14]), ферромагнитные сплавы [7.15] и такие материалы, имеющие большое техническое значение, как магнетит и другие простые ферриты [7.2, 3]. Мы не будем перечислять все исследовавшиеся вещества, а рассмотрим лучше, демонстрирующий эффективность таких исследований и некоторые трудности, — обсудим зависимость поляризации от длины волны света, полученную для никеля [7.16—18]. Результаты измерений для поверхности Ni (100) представлены на рис. 7.5. Они были получены с чистым монокристаллом в магнитном поле, достаточном для достижения магнитного насыщения, при температуре 273 К и давлении ниже $5 \cdot 10^{-10}$ мм рт. ст. Поскольку в экспериментах такого типа извлекаются все фотоэлектроны независимо от их энергии, регистрируется интегральная поляризация электронов.

При энергиях фотонов, близких к порогу ($\sim 5,2$ эВ), обнаруживается большая отрицательная поляризация, что соответствует рассмотренной ранее зонной модели, в соответствии с которой в районе уровня Ферми имеется больше электронов $e\downarrow$, чем $e\uparrow$, и поэтому эмиттируются в основном электроны $e\downarrow$. В другом эксперименте такого же типа, но с использованием излучения с меньшим разбросом по энергии, когда вблизи порога должны эмиттироваться исключительно электроны $e\downarrow$, действительно наблюдалась поляризация, равная -100% , фотоэлектронов из Ni (110) [7.18]. С ростом энергии фотонов поляризация меняет знак и достигает величины порядка $+30\%$.

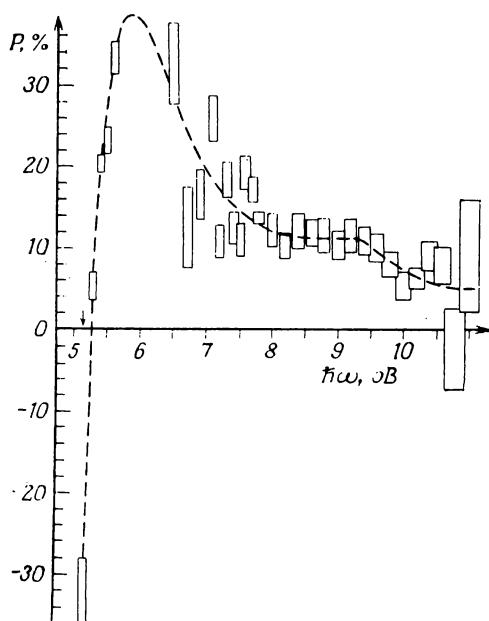


Рис. 7.5. Зависимость поляризации фотоэлектронов от энергии фотонов $\hbar\omega$ для Ni (100) при $T = 273$ К, $B = 0,34$ Тл [7.16]. Стрелкой на оси абсцисс отмечено положение порога фотоионизации.

поскольку испускается все больше и больше электронов $e\uparrow$. При определенной энергии, зависящей от деталей зонной структуры, поляризация достигает максимума, а затем уменьшается, так как влияние внутренних областей d -зоны приводит к уменьшению поляризации до средней по всей d -зоне величины. Максимальная энергия излучения ($\hbar\omega \approx 11$ эВ), использовавшегося в эксперименте, обеспечивает испускание всех d -электронов. В соответствии с вычислениями, выполненными в начале этого подраздела, поляризация P должна быть равна 5 %, если все электроны испускаются с равной вероятностью. В общем это соответствует данным эксперимента. Характер зависимости поляризации от энергии квантов света и значение этой энергии, соответствующее поляризации $P = 0$, представляют особый интерес, поскольку они дают информацию о таких важных деталях зонной структуры, как обменное расщепление d -подзон и энергетический зазор между потолком d -подзоны и уровнем Ферми. Этим объясняется интерес к подобным исследованиям и большое число экспериментов, выполненных к настоящему времени для различных материалов.

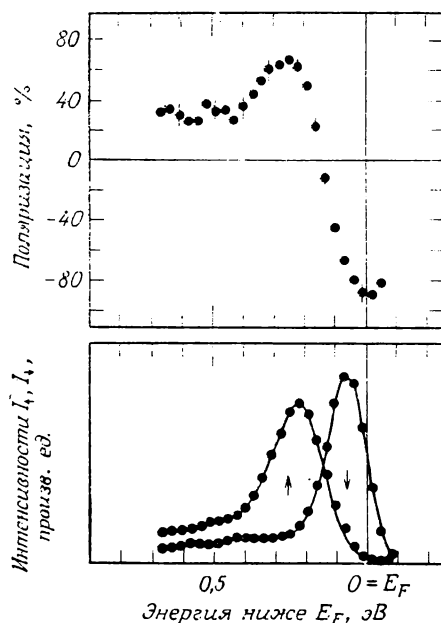


Рис. 7.6. Энергетические спектры фотоэлектронов из Ni (110) [7.21]. Интенсивности I_{\uparrow} и I_{\downarrow} рассчитаны на основе данных измерения поляризации P . Энергия фотонов равна 16,85 эВ; E_F — энергия уровня Ферми.

Внешние магнитные поля типа показанного на рис. 7.3 мешают анализу фотоэлектронов по энергии и углу вылета в экспериментах, имеющих своей целью получение более детальной информации [7.19, 20]. Поэтому совсем недавно были проведены эксперименты со спонтанно намагниченными монокристаллами без применения внешнего поля при поляризационных измерениях [7.3, 14, 18]. Рассеянное магнитное поле тонкого поперечно намагниченного образца мало, что не мешает измерениям. Результаты исследования поляризации с разрешением по энергии и углу представлены на рис. 7.6 — это интенсивности электронов e^{\uparrow} и e^{\downarrow} , вычисленные по данным измерения поляризации. Форму этих кривых можно объяснить с учетом сказанного ранее о плотности состояний для электронов e^{\uparrow} и e^{\downarrow} . До недавнего времени подобные эксперименты приходилось проводить с резонансным излучением вакуумной ультрафиолетовой области (см. также [7.22]), но в последние годы используются преимущества интенсивного синхротронного излучения, непрерывный спектр которого охватывает широкий диапазон длин волн [7.23].

Существует ряд проблем, связанных с измерением характеристик поляризованной фотоэмиссии и их интерпретацией, которые мы должны отметить здесь. Помимо того что попытки зарегистрировать поляризацию электронов, эмиттируемых из магнитных твердых тел, вообще были неудачными в течение первого десятилетия подобных исследований, в последующих более успешных экспериментах в ряде случаев не удалось правильно определить знак поляризации вблизи порога [7.1, 2]. Это не означало, однако, что зонная модель ферромагнетизма ошибочна, как предполагали авторы работ [7.1, 2], а было в основном связано с быстрым изменением знака поляризации около порога (пример такого изменения мы видели выше). Результаты более поздних работ [7.14—18, 21] согласуются с зонной теорией [7.24, 25]. Следует также соблюдать осторожность и не торопиться с выводами о деталях электронной структуры магнетиков, делаемыми на основе экспериментальных данных. Мы предположили, что поляризация фотоэлектронов равна или по крайней мере пропорциональна поляризации в объеме материала. Это предположение, конечно, неверно, если (аналогично процессам, о которых говорилось в разд. 5.2) поляризация падающего света изменяется в процессе фотопоглощения или велика вероятность спиновой релаксации при движении электронов к поверхности и выходе в вакуум. В связи с тем что очень трудно корректно учесть все эти процессы, были проведены дополнительные оценки [7.6] и эксперименты [7.26], показывающие, что ошибки, вызванные влиянием данных процессов, в выполненных к тому времени работах невелики. Не следует также опасаться заметного влияния малой части электронов $4s$ -зоны (в нашем примере это 0,54 из 10 внешних электронов на атом), хотя они и могут иметь некоторую поляризацию. Детальное обсуждение спорных вопросов, таких, как обоснованность различных предположений, сделанных при интерпретации данных эксперимента, влияние поверхности, а также контрольные сравнения с результатами других экспериментов можно найти в обзорах, написанных экспериментаторами [7.1, 3, 4] и теоретиками [7.27]. В последнем обзоре внимание акцентируется на необходимости тщательного анализа данных подобных экспериментов.

Интересная особенность спектроскопии поляризованных электронов связана с тем, что глубина фотоэлектрического «зондирования» определяется малой длиной свободного пробега фотоэлектронов. Поэтому такой метод пригоден для исследования поверхностного магнетизма и для измерения намагниченности очень тонких пленок [7.28]. Если площадь светового пятна равна 1 мм^2 , а длина свободного пробега — порядка 10 \AA , то исследуемый объем материала равен $\sim 10^{-9} \text{ см}^3$. При помощи

обычного магнитометра сигнал от образца с такими размерами зарегистрировать невозможно. Кроме отмеченных, возможны и другие интересные применения поляризованной фотоэмиссии в поверхностной магнитометрии — для контроля за поверхностной сегрегацией и химическими реакциями на поверхности [7.3].

Обратным для фотоэмиссии процессом является переход свободных электронов в энергетическую зону образца с испусканием тормозного излучения. Если, например, образцом служит намагниченный кристалл никеля, то падающие электроны не могут остаться в заполненной $3d_{\uparrow}$ -подзоне. Они могут, однако, заполнить свободные состояния выше уровня Ферми в $3d_{\downarrow}$ -подзоне. Следовательно, если кристалл бомбардируется поляризованными электронами, то должна наблюдаться асимметрия интенсивности тормозного излучения. В том случае, когда поляризация параллельна ориентации моментов $3d_{\downarrow}$ -электронов, должно испускаться больше фотонов, чем тогда, когда они антипараллельны. Важной особенностью данной методики является то, что она позволяет изучать незаполненные состояния, лежащие выше уровня Ферми и недоступные для обычной фотоэмиссионной спектроскопии. Метод инверсной поляризационной фотоэлектронной спектроскопии был испытан на кристалле никеля. Результаты эксперимента хорошо объяснялись на основе зонной структуры никеля [7.29]. В работах [7.4, 30] впервые сообщалось о применении такого метода для изучения обменного расщепления свободных энергетических зон в железе. Данный метод пока еще только появился, но он в настоящее время разрабатывается далее как метод изучения электронной структуры магнитных поверхностей.

7.1.2. Автоэлектронная эмиссия

Другой возможностью извлечения электронов из твердых тел является автоэлектронная эмиссия, т. е. эмиссия под действием сильного электрического поля. При наличии вблизи поверхности образца поля с напряженностью E потенциальная энергия вышедшего электрона приблизительно равна $-eEz$. В этом выражении не учтено влияние зарядов, индуцируемых электроном в образце. Они уменьшают потенциальную энергию, и поэтому распределение потенциала имеет форму, показанную сплошной линией на рис. 7.7. Пройдя сквозь такой барьер, электроны образца могут стать свободными. Вероятность туннелирования резко уменьшается с ростом высоты и ширины потенциального барьера, а поэтому вклад в автоэлектронную эмиссию вносят практически только уровни, лежащие на несколько десятков миллиэлектронвольт ниже уровня Ферми.

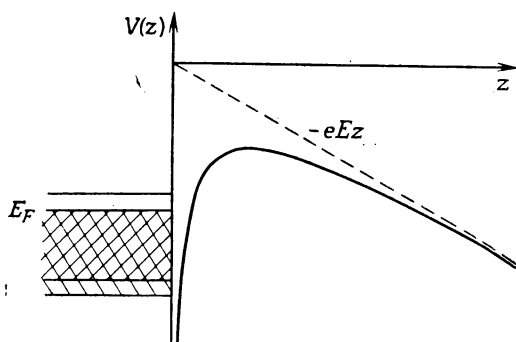


Рис. 7.7. К автоэлектронной эмиссии из ферромагнитного металла.

На рис. 7.7 изображена энергетическая диаграмма ферромагнитного металла, в котором валентная зона расщеплена из-за обменного взаимодействия. Расщепление для $3d$ -металлов показано на рис. 7.1. В этом случае надо принимать во внимание и перекрывание с $4s$ -зоной, о котором говорится в подписи к рис. 7.1.

Можно предположить, что в случае автоэлектронной эмиссии поляризация электронов должна быть приблизительно равна $P = N_{\uparrow} - N_{\downarrow} / N_{\uparrow} + N_{\downarrow}$, где N_{\uparrow} и N_{\downarrow} — числа электронов $e\uparrow$ и $e\downarrow$ в окрестности уровня Ферми. Разница между N_{\uparrow} и N_{\downarrow} зависит от плотностей состояний вблизи уровня Ферми.

Однако при автоэлектронной эмиссии поляризация испущенных электронов не может совпадать с поляризацией внутри ферромагнитного металла. Обменное взаимодействие, вызывающее смещение подзон $e\uparrow$ и $e\downarrow$, приводит также к различной форме потенциального барьера для каждого из направлений спина [7.31]. Поэтому электроны $e\uparrow$ и $e\downarrow$ будут туннелировать с разной вероятностью и поляризация, измеренная вне металла, не будет совпадать с поляризацией внутри образца. Еще более существенно то, что, как показывает детальный анализ, вероятность туннелирования не только зависит от энергии, но и весьма чувствительна к типу симметрии электронного состояния [7.27, 32]. Вследствие этого для малой доли электронов $4s$ -зоны около уровня Ферми, имеющих очень низкую или нулевую поляризацию, вероятность туннелирования значительно выше, чем для $3d$ -электронов. Поэтому поляризация электронов, образующихся в результате автоэлектронной эмиссии, сильно уменьшена и никоим образом не совпадает с поляризацией в твердом теле. Ситуация здесь коренным образом отличается от случая фотоэмиссии. Фотоэлектроны, обладающие высокой энергией, имеют гораздо большую вероятность выхода из металла, и по-

этому небольшие различия вероятностей для различных состояний очень мало влияют на наблюдаемую поляризацию.

В измерениях на ферромагнитных металлах, в основном никеле и гадолинии, наблюдалась поляризация в несколько процентов [7.33—35]. Чтобы такие эксперименты давали воспроизводимые результаты, изменение вектора поляризации, вызванное магнитным и электрическим полем перед эмиттерным острием, должно быть мало, а это требует хорошей центровки острия в магнитном поле [7.36]. Эксперименты, выполненные с остриями из монокристаллического никеля, показали, что поляризация сильно зависит от направления. Это объясняется тем, что вероятность туннельного эффекта и локальная плотность уровней, с которых идет туннелирование, зависят от ориентации эмиттирующей поверхности. Кроме того, намагниченность анизотропна в k -пространстве, так как обменное расщепление зависит от вектора k . В случае поверхности Ni (100) была обнаружена поляризация, равная -3% [7.35]. Ее знак соответствует предсказаниям зонной модели и результатам опытов по фотоэмиссии. Малое значение поляризации P объясняется вышеупомянутым преимущественным туннелированием электронов из s -зоны. Тот факт, что данные измерений поляризации при автоэлектронной эмиссии и при фотоэмиссии вблизи порога можно объяснить в рамках одной и той же модели, говорит о том, что зависящая от спина плотность состояний вблизи уровня Ферми примерно одинакова в объеме и на поверхности (100) никеля. В самом деле, вследствие большой глубины выхода медленных электронов, отвечающих порогу фотоэмиссии, при фотоэмиссии проявляются в основном объемные свойства, а при автоэлектронной эмиссии — поверхностные. В случае автоэлектронной эмиссии из монокристаллического железа наблюдалась положительная поляризация, достигающая 25% , для поверхности (100) [7.37]. Это качественно согласуется с зонной моделью, приведенной на рис. 7.1, если уровень Ферми расположен ниже верхнего края $e\uparrow$ -подзоны в том месте, где плотность состояний для $e\uparrow$ больше, чем для $e\downarrow$.

На рис. 7.8 для примера показана схема установки для измерения поляризации при автоэлектронной эмиссии. Исследования проводились на ферромагнетике EuS, тонкая пленка которого напылялась *in situ* на вольфрамовое острие радиусом 50–100 нм. Острие монтировалось на теплоотводящем стержне, который может быть охлажден ниже температуры Кюри, равной 16,6 К. Система с непрерывным потоком гелия позволяла изменять температуру от 9 до 300 К. Острие можно было нагревать для формирования упорядоченной структуры в пленке EuS в результате отжига. В месте расположения острия в ходе измерений поддерживалось давление не выше 10^{-10} мм рт. ст.,

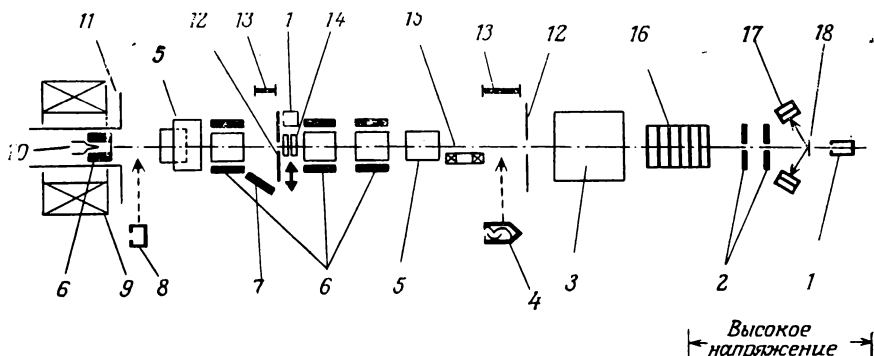


Рис. 7.8. Схема установки для исследования поляризации электронов, образующихся при автоэлектронной эмиссии [7.38]. 1 — цилиндр Фарадея; 2 — коллиматоры; 3 — фильтр Вина; 4 — ВЭУ; 5 — цилиндрические линзы; 6 — отклоняющие пластины; 7 — зеркало; 8 — термический источник EuS; 9 — магнит; 10 — эмиттерное острие; 11 — анод; 12 — люминесцентный экран; 13 — окно; 14 — линза-фильтр; 15 — отклоняющая катушка; 16 — ускоритель; 17 — поверхностно-барьерный счетчик; 18 — золотая фольга.

благодаря чему была исключена возможность загрязнения поверхности эмиттера. Электрическое поле с напряженностью более 10^7 В/см, необходимое для эмиссии из острия, создавалось путем подачи на него напряжения -2 кВ относительно земли. Эмиссионное изображение можно было перемещать при помощи отклоняющих пластин. Анализ поляризации выполнялся для точки изображения, выделяемой отверстием в люминесцентном экране. Две пары детекторов в моттовском анализаторе были размещены под углами рассеяния $\theta = 120^\circ$ в азимутальных направлениях $0, 180$ и $90, 270^\circ$, что позволяло одновременно измерять обе поперечные компоненты поляризации. Продольная компонента поляризации измерялась после превращения ее в поперечную при помощи фильтра Вина.

В результате измерения была найдена зависимость направления поляризации от величины магнитного поля вблизи острия. В слабом продольном магнитном поле, которое создавал соленоид, окружающий эмиттер (или в отсутствие поля), слой EuS был спонтанно намагничен вдоль поверхности, что приводило к значительной поперечной поляризации электронов (направление намагниченности определялось рассеянными полями). Продольная поляризация была получена в магнитном поле с индукцией в несколько килогаусс. Большинство измерений проводилось при наличии слабого поля (вблизи острия), необходимого для создания автоэмиссионного изображения на люминесцентном экране. Спиновому анализу подвергались элементы

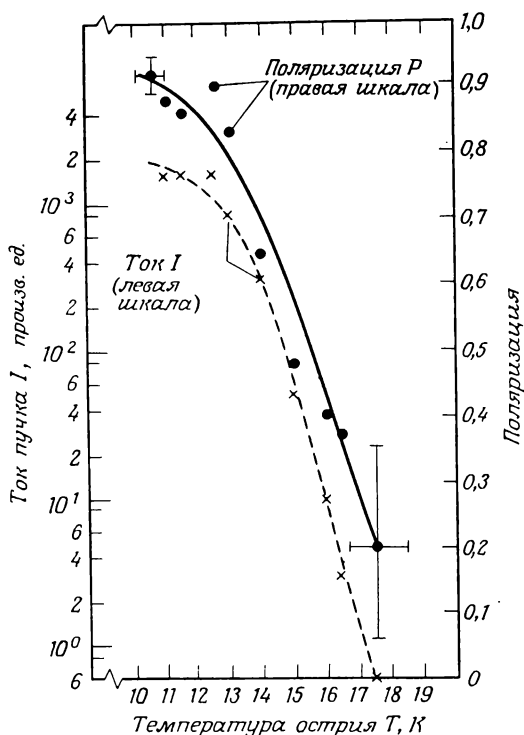


Рис. 7.9. Зависимость тока и поляризации пучка электронов от температуры автоэмиссионного катода [7.38]. Сплошная линия—поляризация 4f-состояний (намагниченность).

изображения, соответствующие по размерам одному домену Вейсса.

На рис. 7.9 представлена температурная зависимость поляризации $P = |\mathbf{P}|$ и тока эмиссии, зарегистрированная при отжиге эмиттера в точно заданных условиях. Индукция продольного магнитного поля равнялась 20 мТл, полный ток эмиссии при $T = 10$ К был равен 20 нА. При самой низкой температуре эмиттера наблюдалась поляризация, достигающая 90 %.

Представленные экспериментальные данные можно качественно объяснить на основе упрощенной модели зон, показанной на рис. 7.10. Ниже температуры Кюри существует спонтанная намагниченность сульфида европия благодаря поляризации 4f-состояний европия (сплошная линия на рис. 7.9). Обменное взаимодействие электронов проводимости с поляризованными 4f-состояниями вызывает энергетический сдвиг электронов проводимости $e\uparrow$ и $e\downarrow$. Зона проводимости EuS расщепляется

на две подзоны, различающиеся направлениями спинов. Поскольку сульфид европия при низких температурах является диэлектриком, электрическое поле, приложенное к острию, проникает в слой EuS и вызывает понижение $-(1/\epsilon)eEx$ потенциальной энергии, где ϵ — диэлектрическая проницаемость EuS. Чем больше напряженность поля E , тем тоньше барьер, сквозь который электроны должны пройти для выхода с уровня Ферми вольфрама в свободную зону проводимости EuS и из нее в вакуум. Известно, что обменное расщепление пропорционально спонтанной намагниченности $4f$ -состояний, которая возрастает с уменьшением температуры (сплошная линия на рис. 7.9). Следовательно, при уменьшении температуры ширина барьера уменьшается для электронов $e\uparrow$ и увеличивается для электронов $e\downarrow$. Поэтому ток электронов $e\uparrow$ должен экспоненциально возрастать, а электронов $e\downarrow$ — экспоненциально убывать. Но в силу экспоненциальной зависимости туннельных токов от высоты и ширины барьера током электронов $e\downarrow$ можно пренебречь.

Представленная модель объясняет экспоненциальную зависимость тока эмиссии поляризованных электронов от температуры. Но она предсказывает поляризацию, равную 100 %, ниже температуры Кюри, поскольку в вакуум выходят практически только электроны $e\uparrow$. Для объяснения экспериментальной зависимости $P(T)$ были предложены различные механизмы зависящего от температуры переворачивания спина (туннелирование через «зоны с переворачиванием спина» [7.39], возбуждение магнонов [7.40]).

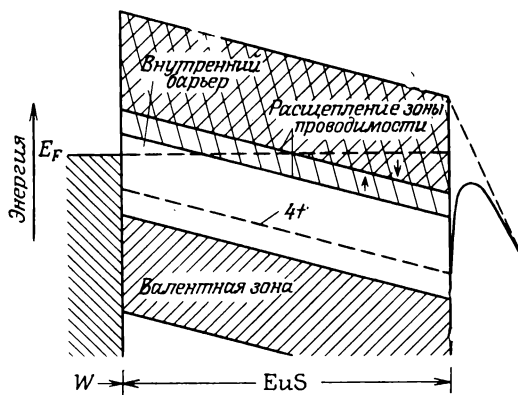


Рис. 7.10. Упрощенная зонная модель эмиттера W — EuS. Ток эмиссии определяется внутренним потенциальным барьером. Вследствие ферромагнитного расщепления зоны проводимости EuS высота барьера разная для электронов $e\uparrow$ и $e\downarrow$.

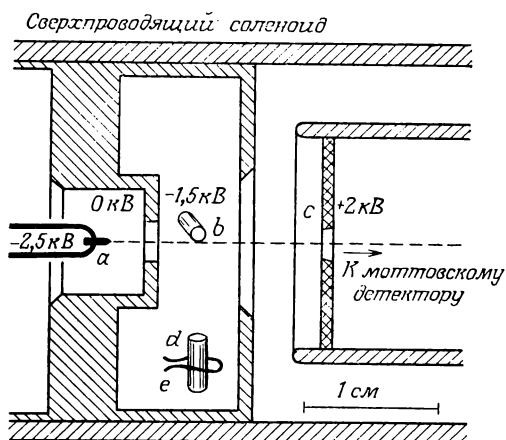


Рис. 7.11. Установка для получения поляризованных вторичных электронов [7.41]. *a* — вольфрамовый автоэмиссионный эмиттер (источник первичных электронов); *b* — эмиттер вторичных электронов; *c* — люминесцентный экран; *d* — термический источник EuO ; *e* — резистивный нагреватель источника.

Мы можем объяснить данные эксперимента по автоэлектронной эмиссии тем, что EuS играет роль поляризационного фильтра для электронов, испускаемых вольфрамовым острием в вакуум. Действие фильтра определяется зависящим от спина взаимодействием этих электронов с $4f$ -состояниями, что приводит к появлению внутренних барьеров разной высоты для электронов $e\uparrow$ и $e\downarrow$. Хотя в разд. 1.2 говорилось, что «обычный» спиновый фильтр не эффективен в случае электронов, мы видим, что существуют «необычные» спиновые фильтры для электронов. Рассуждения, подобные изложенным в разд. 1.2, не должны удерживать нас от поисков фильтров электронной поляризации, которые были бы столь же эффективны, как и фильтры для света и атомов!

7.1.3. Вторичная электронная эмиссия

Вторичные электроны, испускаемые магнетиками, также оказываются в значительной мере поляризованными. Впервые это было установлено при помощи экспериментального устройства, изображенного на рис. 7.11. Эмиттер вторичных электронов (танталовая трубочка, покрытая окисью европия) бомбардируется пучком первичных электронов, выходящих за счет автоэлектронной эмиссии из вольфрамового острия. Образец намагничивается полем $0,5\text{--}7\text{ Тл}$ вдоль оси пучка. Температура образца была равна $10\text{--}30\text{ К}$, криовакуум — лучше $3 \cdot 10^{-10}\text{ мм рт. ст.}$

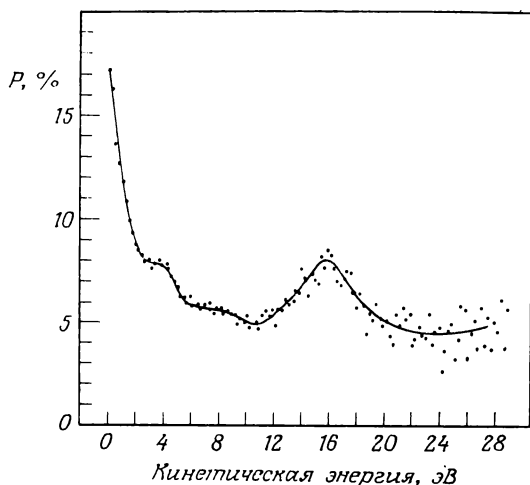


Рис. 7.12. Зависимость поляризации вторичных электронов из Ni (110) от их кинетической энергии [7.43].

Свободные электроны проходят через фильтр Вина, который преобразует продольную поляризацию в поперечную для анализа ее при помощи моттовского детектора. Энергетический разброс электронов на выходе из фильтра Вина не превышал 500 эВ. Поскольку разность потенциалов между автоэлектронным эмиттером и эмиттером вторичных электронов составляла 1—1,5 кВ, можно было легко отделить первичные электроны с более высокой энергией от вторичных электронов и затем направить те или другие в моттовский детектор. Было обнаружено, что первичные электроны не поляризованы [$P = (0 \pm 1,5) \%$], а вторичные электроны из слоя EuO имели поляризацию до 32 % в зависимости от температуры образца и от величины магнитного поля. Поляризация не изменялась по крайней мере в течение часа.

Позднее более сложными методами исследовалась поляризация вторичных электронов, эмиттируемых классическими ферромагнетиками [7.42, 43] и ферромагнитным стеклом $\text{Fe}_{81,5}\text{B}_{14,5}\text{Si}_4$ [7.44]. Один из результатов этих исследований — зависимость поляризации P вторичных электронов от их энергии — представлен на рис. 7.12. Электроны образовывались под воздействием первичного пучка с энергией 400 эВ, падающего на намагниченную поверхность (110) монокристалла Ni (угол падения 30°). При наименьшей кинетической энергии поляризация P достигает наибольшего значения (17 ± 2) %. Это намного больше средней для $3d$ -зоны поляризации, равной, как

мы видели, $\sim 5,5\%$. Подобный характер зависимости поляризации вторичных электронов от их энергии наблюдался и для других веществ в экспериментах с разрешением по энергии. Максимумы, имеющиеся на поляризационной кривой, связаны со структурой энергетического распределения. Авторы указанных работ считают, что они отвечают максимумам плотности состояний.

Для объяснения этих результатов были предложены различные модели, основанные на рассмотрении неупругих процессов, которые приводят к образованию вторичных электронов. Зависимость рассеяния от спина, приводящая к различным вероятностям рассеяния электронов $e\downarrow$ и $e\uparrow$ в магнитных твердых телах, играет, конечно, важную роль, но пока еще нет соответствующей количественной теории [7.45]. Это и не удивительно, ибо еще не полностью исследованы аналогичные процессы при рассеянии электронов даже на свободных атомах, как мы это видели в гл. 4. Правда, в работе [7.46] на основе нового теоретического подхода удалось приблизительно воспроизвести зависимость поляризации вторичных электронов от их энергии.

Широкое и систематическое исследование поляризации вторичных электронов и зависящих от спина потерь энергии [7.3, 4, 47—49] явилось бы важным вкладом в развитие количественной теории зависящих от спина электронных столкновений в твердых телах. То же самое можно сказать об исследованиях поляризации вторичных и рассеянных электронов в случае немагнитных материалов [7.3, 50—52].

7.2. Эмиссия поляризованных электронов из немагнитных материалов

Поляризованные электроны были также получены за счет фотоэмиссии из немагнитных твердых тел, таких, как щелочные металлы, вольфрам, платина и GaAs. Поляризация является следствием влияния спин-орбитального взаимодействия, вызывающего расщепление энергетических зон. Это количественно подтвердили эксперименты с кристаллами GaAs, для которых экспериментальные зависимости поляризации от энергии могут быть легко объяснены на основе хорошо известной зонной структуры. По поляризации при фотоэмиссии из немагнитных твердых тел можно определять спин-орбитальное расщепление энергетических зон, которое неизвестно в настоящее время для многих материалов.

Как мы видели в гл. 5, для получения поляризованных фотоэлектронов необязательно иметь вещества с ориентированными спинами. При фотоионизации неполяризованных атомов под действием циркулярно поляризованного света также образуются поляризованные электроны. Фотоэлектроны поляризованы даже в случае линейно поляризованного или неполяризованного

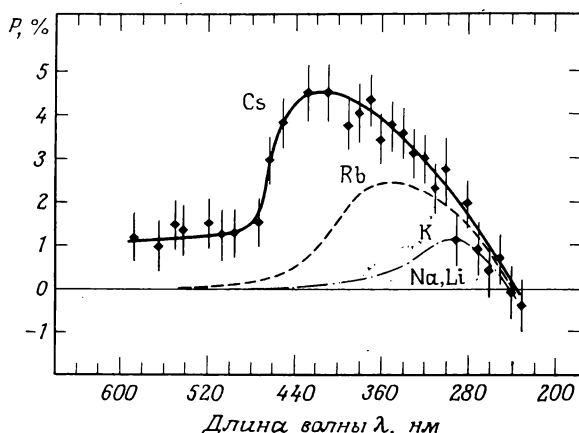


Рис. 7.13. Поляризация фотоэлектронов, эмиттируемых пленками щелочных металлов [7.53]. Экспериментальные точки с интервалами ошибки приведены только для цезия. Кривые дают средние значения.

света, если регистрировать их в определенном направлении эмиссии.

Вопрос лишь в том — будет ли все это наблюдаться не только для свободных атомов, но и для твердых тел. Первый эксперимент дал положительный ответ на данный вопрос [7.53]. Измерения проводились на установке, изображенной на рис. 5.5, в которой в качестве мишени использовался уже не пучок атомов. Мишенью служила подложка, на которую в высоком вакууме со скоростью порядка 50 атомных слоев в секунду напылялись щелочные металлы.

В результате сравнения данных, приведенных на рис. 7.13, с данными для свободных атомов цезия (см. рис. 5.6) выясняются следующие характерные различия. Максимум поляризации сдвинут в область больших длин волн и лежит уже не в ультрафиолетовой, а в легко достижимой видимой области спектра. Степень поляризации гораздо ниже, а фототок от твердотельных образцов почти в 1000 раз больше, чем от пучков атомов, так как плотность последних гораздо меньше.

При фотоионизации пленок других щелочных элементов, как показывает рис. 7.13, также образуются поляризованные электроны. Как нетрудно видеть, поляризация убывает с уменьшением атомного номера мишени. Так и должно быть; если, как и в разд. 5.2, поляризация возникает из-за влияния спин-орбитального взаимодействия. В случае Na и Li не было обнаружено поляризации (в пределах ошибок, указанных на рис. 7.13) на вышеупомянутой экспериментальной установке.

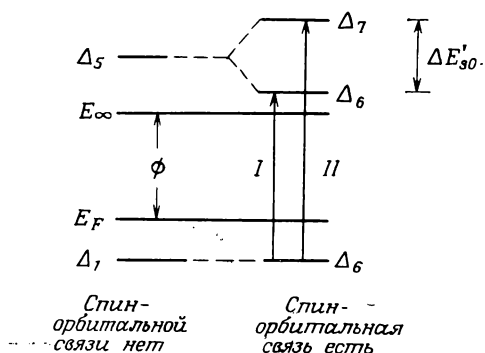


Рис. 7.14. Переходы между Δ -состояниями, которые могут происходить под действием циркулярно поляризованного света. $\Delta E'_{so}$ — спин-орбитальное расщепление, E_F — энергия Ферми, E_∞ — уровень вакуума, ϕ — работа выхода.

То, что уже говорилось в других разделах главы, здесь еще в большей степени справедливо: теория (особенно количественная) поляризационных эффектов, наблюдаемых в случае твердых тел, еще менее удовлетворительна, чем в случае свободных атомов. Пока что представленные выше данные были объяснены только качественно. Модельный расчет показал, что поляризацию фотоэлектронов можно объяснить расщеплением энергетических зон в твердых телах, обусловленным спин-орбитальным взаимодействием [7.54].

Расщепление энергетической зоны, аналогичное спин-орбитальному расщеплению энергетических уровней свободных атомов, схематически показано на рис. 7.14. Слева представлены два энергетических уровня при фиксированном значении модуля приведенного волнового вектора k , имеющего направление $[100]$. Нижний уровень Δ_1 принадлежит частично заполненной валентной зоне¹⁾, а верхний Δ_5 лежит выше уровня вакуума E_∞ . Электроны, имеющие энергию $E \geq E_\infty$, могут выйти из твердого тела в вакуум. При изменении модуля волнового вектора каждый энергетический уровень смещается в пределах разрешенной зоны энергий (Δ -зоны в нашем примере, так как вектор k имеет направление $[100]$; при других направлениях вектора k энергетические зоны обозначаются иначе). Справа на рис. 7.14 показано расщепление (при том же k , что и слева)

¹⁾ Индексы у зонных символов связаны с симметрией кристалла. Поскольку здесь проводится лишь качественное рассмотрение, нет необходимости разъяснять их. Для ознакомления с вопросом о связи между симметрией кристалла и зонной структурой можно рекомендовать книгу [7.55].

энергетических состояний, обусловленное спин-орбитальным взаимодействием. Изменение модуля вектора \mathbf{k} приводит к расщеплению Δ -зоны. Из рисунка видно, что в нашем случае расщепляется только верхняя зона. Мы рассмотрим прямые межзонные переходы из состояний ниже уровня Ферми E_F в состояния выше уровня вакуума E_∞ и выясним, какова будет при этом поляризация фотоэлектронов.

Поскольку нет ни количественных расчетов расщепления зон в цезии, ни полных волновых функций, в настоящий момент невозможно рассчитать зависимость $P(\lambda)$. Но можно предсказать основной ход зависимости $P(\lambda)$, зная только спиновые и угловые части волновых функций. Это мы уже видели в гл. 5. Спиновые и угловые части волновой функции определяются свойствами симметрии рассматриваемой системы и, следовательно, могут быть получены с помощью теории групп. Это существенно проще, чем численный расчет радиальной части функций. Расчет матричных элементов с использованием базисных функций, содержащих угловые и спиновые части, которые аналогичны связанным функциям, использованным в разд. 5.2—4, дает правила отбора для различных межзонных переходов.

Существенное различие в ситуациях для свободных атомов и твердых тел заключается в следующем. Из-за высокой симметрии атомного поля все подуровни с данным угловым моментом имеют одинаковую энергию. В твердых телах эта симметрия нарушается кристаллическими полями, вносящими возмущения и в общем случае снимающими вырождение. Следовательно, в этом случае мы можем иметь более благоприятную, чем в рассмотренном ранее атомном случае, ситуацию, поскольку излучение с данной длиной волны в атоме обычно вызывало одновременно несколько переходов с вырожденных подуровней в конечные состояния с различной поляризацией, так что суммарная поляризация была не очень высокой. В твердом теле, где снято вырождение, мы можем при подходящей энергии фотонов иметь только один переход в единственное конечное состояние, в связи с чем поляризация оказывается более высокой.

В свете этого становится понятным теоретическое предсказание о том, что при переходе I на рис. 7.14 под действием света σ^+ образуется полностью поляризованный пучок электронов $e\downarrow$, а при переходе II — электронов $e\uparrow$. Однако обычно ситуация менее благоприятна и при данной длине волны излучения образуются как электроны $e\uparrow$, так и электроны $e\downarrow$. Кроме того, полная поляризация зависит от радиальных частей волновых функций, связанных с вкладами в нее электронов $e\uparrow$ и $e\downarrow$, что усложняет ее численный расчет.

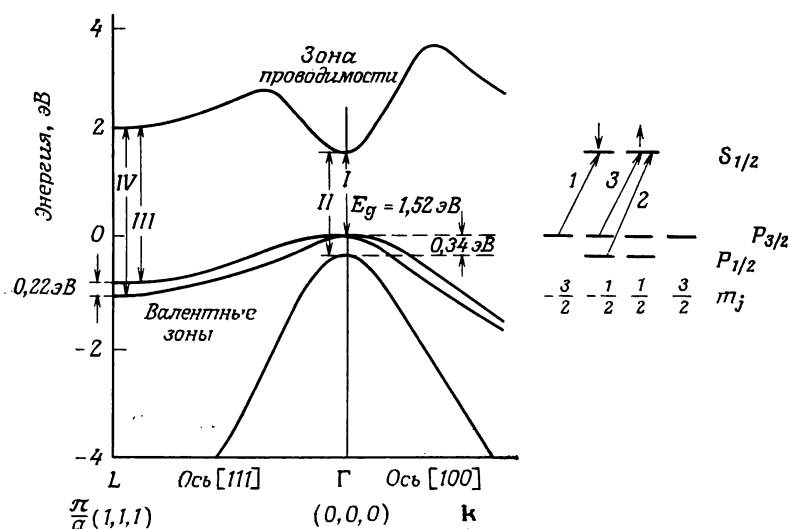


Рис. 7.15. Структура энергетических зон GaAs вдоль осей $[111]$ и $[100]$ зоны Бриллюэна (a — постоянная решетки). E_g — ширина запрещенной зоны. Спин-орбитальное расщепление валентной зоны в точке Γ равно 0,34 эВ. Справа показана диаграмма уровней в точке Γ . Нумерация переходов (1, 2, 3) соответствует рис. 5.2 (отношение вероятностей переходов 3 : 2 : 1).

Эти соображения дают в принципе объяснение поляризации фотоэлектронов, но они далеки от того, чтобы служить основой количественного описания результатов вышеупомянутого эксперимента. В соответствии с условиями эксперимента, в котором использовалась мишень из поликристаллического цезия, а фотоэлектроны регистрировались независимо от их энергии, наблюдаемая поляризация была мала, поскольку усреднение по энергиям электронов и переходам между зонами вдоль различных направлений вектора \mathbf{k} приводит к ее сильному уменьшению.

Применим все изложенное к GaAs — материалу, имеющему огромное практическое значение. Его зонная структура, включая и спин-орбитальное расщепление, хорошо известна [7.56]. Зависимости $E(\mathbf{k})$ вдоль двух главных осей симметрии зоны Бриллюэна приведены на рис. 7.15. Рассмотрим сначала переходы в точке Γ , которой соответствует значение $\mathbf{k} = 0$ (центр зоны Бриллюэна). В этой точке ширина запрещенной зоны GaAs минимальна: $E_g = 1,52$ эВ. Как известно, в точке Γ мы имеем волновые функции валентной зоны p -типа, а зоны проводимости — s -типа. В силу спин-орбитального взаимодействия валентная зона расщеплена на уровни $P_{3/2}$ и $P_{1/2}$, причем уровень $P_{1/2}$ лежит на 0,34 эВ ниже уровня $P_{3/2}$. Под действием

фотонов с энергией $\hbar\omega \approx E_g$ возможны переходы только около точки Γ , и можно пользоваться схемой, приведенной в правой части рис. 7.15, которая подобна схеме, использованной на рис. 5.2 в случае эффекта Фано, но перевернутой вверх ногами.

Если на образец падает свет σ^+ с энергией $\hbar\omega = E_g$, то в соответствии с правилом отбора $\Delta m_j = +1$ возможны два перехода из состояния $P_{3/2}$ ($m_j = -3/2, -1/2$) в состояние $S_{1/2}$ ($m_j = -1/2, +1/2$), показанные на рис. 7.15. Исходя из матричных элементов переходов b_1 и b_3 [формулы (5.4) и (5.6)], найдем, что отношение вероятностей переходов соответственно в состояния $S_{1/2}$ ($m_j = -1/2$) и $S_{1/2}$ ($m_j = 1/2$) равно $b_1^2/b_3^2 = 3$. [Формулы (5.4) и (5.6), выведенные для подуровней $m_j = -3/2, +1/2$ состояния $P_{3/2}$, мы применяем к подуровням $m_j = -3/2, -1/2$ на том основании, что в силу симметрии вероятности таких переходов одинаковы.] Следовательно, ожидаемая поляризация электронов¹⁾ при переходе *I* вблизи порога равна $P = (1 - 3)/(1 + 3) = -0,5$. До тех пор пока энергия фотонов меньше $E_g + 0,34$ эВ, поляризация мало изменяется. Переходы все еще происходят вблизи точки Γ , и волновые функции прежние. Как только энергия фотонов достигает значения $E_g + 0,34$ эВ, становится возможным переход *II* из состояния $P_{1/2}$, дающий поляризацию $+1$. Формулы (5.5) и (5.6) дают нам $b_2^2/b_3^2 = 2R_1^2/R_3^2 \approx 2$. Пренебрегая небольшими различиями радиальных матричных элементов для переходов из состояний $P_{3/2}$ и $P_{1/2}$, получаем для трех переходов, изображенных в правой части рис. 7.15, относительные интенсивности $1:2:3$, а потому поляризация, возникающая при переходе *I*, полностью уничтожается переходом *II*.

Из рис. 7.15 с очевидностью следует, что при дальнейшем росте энергии фотонов становится возможным все большее и большее число переходов вдали от точки Γ . Для таких переходов предыдущие рассуждения уже не справедливы. Отметим лишь, что для переходов *III* и *IV* в точке симметрии *L* (лежащей на границе зоны Бриллюэна) подобный расчет дает поляризации соответственно -1 и $+1$, если направление луча света совпадает с направлением $[111]$ волнового вектора.

Теоретические результаты, которые мы обсуждали, иллюстрируются данными эксперимента [7.57] с использованием сверхвысоковакуумного устройства, подобного описанному в разд. 7.1.1. Конечно, в данном случае не требуется намагничивающее поле. В обычных условиях электроны, возбужденные до энергий в интервале, показанном на рис. 7.15, не могут

¹⁾ Как и в разд. 5.2—4, поляризация фотоэлектронов положительна, если их спины преимущественно направлены по лучу света (т. е. по направлению спинов фотонов σ^+ -света).

выйти из образца GaAs. Они остаются в зоне проводимости до тех пор, пока не рекомбинируют. В более ранних экспериментах поляризация электронов проводимости, возбужденных циркулярно поляризованным светом, определялась по поляризации излучения люминесценции с использованием резонансного метода. В рассматриваемом же эксперименте все электроны, возбужденные в зону проводимости, могли выйти в вакуум, поскольку уровень вакуума E_∞ для кристалла GaAs был понижен путем нанесения чередующихся слоев цезия и кислорода на поверхность образца. Результаты измерения поляризации с использованием моттовского детектора представлены на рис. 7.16.

Измеренное значение поляризации вблизи порога $P = -40\%$ близко к предсказанному значению -50% . Когда энергия фотонов достигает 1,86 эВ, появляется большая примесь электронов $e\uparrow$ из-за перехода *II* и поэтому поляризация быстро уменьшается. При дальнейшем росте энергии возрастает конкуренция положительной и отрицательной поляризации из-за различных возможных переходов, пока переход *III* не даст резкого роста числа электронов $e\downarrow$. После повышения энергии еще на 0,2 эВ появляется положительный пик поляризации из-за перехода *IV*. Удовлетворительное согласие экспериментальных данных с предсказаниями теории указывает на отсутствие значительных изменений поляризации электронов из-за процессов переворачивания спина при движении электронов к поверхности и при выходе в вакуум. Зависимость $P(\hbar\omega)$, представленная на рис. 7.16, наблюдалась при температурах образца $T \leq 10$ К. Поскольку время спиновой релаксации уменьшается с ростом T , при комнатной температуре поляризация немного уменьшается

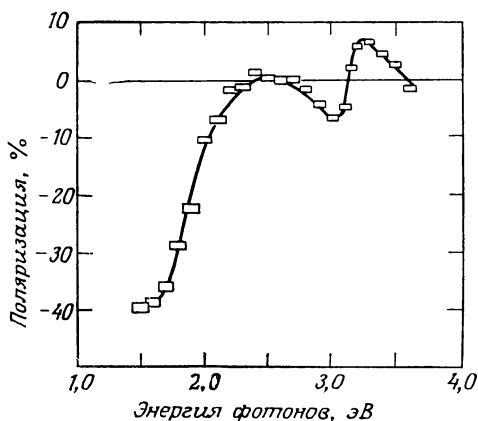


Рис. 7.16. Поляризация фотоэлектронов, эмиттируемых из GaAs + CsOCs под действием света σ^+ при температуре эмиттера $T \leq 10$ К [7.57].

[7.58]. Было установлено, что поляризация зависит от ориентации эмиттирующей поверхности кристалла GaAs. Разными группами получены различные результаты для поверхностей (110) и (100) [7.59, 60].

Во многих лабораториях фотоэмиссия из GaAs используется для получения поляризованных электронов. Откладывая описание такого источника до разд. 8.2, заметим, что явление поляризованной фотоэмиссии из немагнитных материалов, менее изученных, чем GaAs, может быть использовано при исследовании таких вопросов, как спин-орбитальное расщепление энергетических зон и вид волновых функций в твердых телах. Для этого необходимо проводить эксперименты в точно заданных условиях: измерять поляризацию фотоэлектронов, испускаемых в малый телесный угол ориентированными монокристаллами, в зависимости от их энергии и длины волны фотонов λ . Первым шагом в этом направлении была работа [7.61], в которой изучалась зависимость поляризации фотоэлектронов, эмиттируемых покрытой цезием поверхностью (100) монокристалла W от энергии фотонов, но без анализа электронов по энергии. Максимальная поляризация была равна 8 %, что намного меньше теоретически предсказанного в работе [7.62] (расчет на основе релятивистской зонной структуры) для вольфрама значения 100 %. Большое расхождение объясняется гибридизацией, т. е. линейной комбинацией волновых функций p - и d -типа для значений вектора k , при которых приведенные зоны имеют одинаковую энергию [7.63]. Но гибридизация может и увеличивать поляризацию, как это было показано в случае германия, где вблизи порога обнаружена поляризация 50 %. Параметры гибридизации были непосредственно определены по измеренной поляризации фотоэлектронов [7.64]. Исследования электронной зонной структуры с использованием поляризованной фотоэмиссии проводились также для золота [7.65] и платины [7.66].

В работе [7.66] задача регистрации поляризации фотоэлектронов с разрешением по углу и энергии была решена путем использования интенсивной циркулярно поляризованной ВУФ-компоненты синхротронного излучения. Поляризация фотоэлектронов, выходящих из Pt (111), регистрировалась в зависимости от энергии фотоэлектронов при энергиях фотонов от 6,5 до 24 эВ в условиях нормального падения и эмиссии по нормали. На кривых поляризации, одна из которых показана на рис. 7.17, обнаруживаются резкие максимумы и минимумы, достигающие 55 %. Из сравнения этих результатов с данными расчетов на основе зонной структуры довольно однозначно определяется характер симметрии зон, так что подобное сравнение может служить хорошей проверкой правильности подобных расчетов.

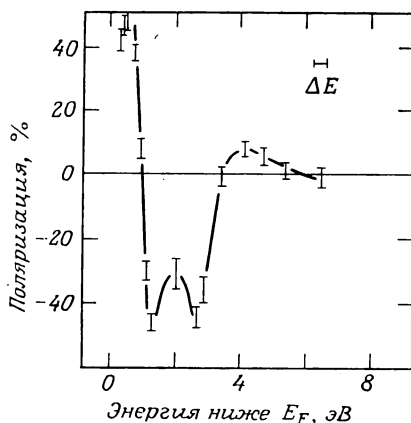


Рис. 7.17. Зависимость поляризации фотоэлектронов от их энергии при фотоэмиссии из Pt(111) под действием циркулярно поляризованного излучения с энергией 14 эВ при нормальном падении света и эмиссии по нормали к поверхности [7.66]. E_F — энергия Ферми.

Для получения поляризованных электронов из неполяризованных мишеней необязательно использовать циркулярно поляризованный свет. Можно пользоваться линейно поляризованным, а также неполяризованным излучением, если не проводить интегрирования по углам вылета. Это справедливо не только для атомных мишеней, о чем уже подробно говорилось ранее, но и для твердых тел. Однако теоретическое описание этих двух случаев неодинаково, поскольку различна симметрия атомов и твердых тел, а в твердом теле происходит еще и дифракция фотоэлектронов, которая оказывает существенное влияние на образование поляризации (разд. 7.3). Эмиссия поляризованных фотоэлектронов наблюдалась из поверхности (001) монокристалла W при облучении неполяризованным излучением с энергией $h\nu = 10,2$ эВ [7.67]. Поляризация их определялась при полярном угле эмиссии $\theta = 70^\circ$. Вследствие дифракции фотоэлектронов в мишени их поляризация зависела от азимутального угла ϕ и достигала 8 %. Экспериментальную зависимость удалось количественно интерпретировать с помощью численного расчета.

7.3. Дифракция медленных электронов (ДМЭ)

Влияние спин-орбитального и (в случае магнитных материалов) обменного взаимодействия при дифракции медленных электронов на поверхности кристалла приводит к поляризации брэгговских рефлексов. Такая поляризация (или, в случае поляризованного первичного пучка, асимметрия рассеяния) дает информацию о свойствах поверхности, которая не содержится в одних

интенсивностях ДМЭ. Анализ поляризации при ДМЭ — один из весьма перспективных методов исследования поверхностного магнетизма.

В гл. 3 и 4 рассматривалось рассеяние на одиночных атомах. Когерентная суперпозиция электронных волн, вызванных взаимодействием с отдельными атомами мишени, изменяет интенсивности рассеянных пучков. При этом интенсивность определяется не только влиянием каждого из атомов, но и в значительной мере структурным фактором мишени. На этом и основан электронографический метод исследования структуры кристаллов и молекул.

Обозначим амплитуды рассеяния f и g [формулы (3.51) и (3.52)] через f_j и g_j , если они определяются влиянием атома j . Тогда амплитуды волны, рассеянной всей мишенью в направлении θ , вычисляются путем суммирования фаз (т. е. разностей хода) и имеют вид

$$F(\theta) = \sum_j f_j e^{is \cdot r_j}, \quad G(\theta) = \sum_j g_j e^{is \cdot r_j}, \quad (7.1)$$

где $s = k - k'$ (k и k' — волновые векторы падающего и рассеянного пучков), а r_j — радиус-вектор, характеризующий положение атома j .

Из этих соотношений, которые выводятся в элементарной теории дифракции на основе простых геометрических соображений, следует, что суммарная интенсивность рассеянного пучка пропорциональна

$$I(\theta) = |F|^2 + |G|^2 = \sum_{j,k} (f_j f_k^* + g_j g_k^*) e^{is \cdot r_{jk}}, \quad (7.2)$$

где $r_{jk} = r_j - r_k$. Здесь предполагается, что падающий пучок не поляризован, т. е. что сечение рассеяния соответствует формуле (3.65). Поляризация рассеянного пучка определяется с учетом формул (3.56) и (3.73) соотношением

$$i \frac{FG^* - F^*G}{|F|^2 + |G|^2} = i \frac{\sum_{j,k} (f_j g_k^* - f_k^* g_j) e^{is \cdot r_{jk}}}{\sum_{j,k} (f_j f_k^* + g_j g_k^*) e^{is \cdot r_{jk}}}, \quad (7.3)$$

которое в соответствии с формулой (3.70) описывает и левую и правую асимметрию рассеяния в случае поляризованного первичного пучка. Если мишень состоит из тождественных атомов, то выражение (7.2) упрощается:

$$I(\theta) = (|f|^2 + |g|^2) \sum_{j,k} e^{is \cdot r_{jk}}. \quad (7.4)$$

Интенсивность рассеяния на кристаллической решетке будет значительной только в направлениях, отвечающих условию

Брэггов $s = k - k' = 2\pi h$ (h — вектор обратной решетки). Для других направлений имеет место деструктивная интерференция. Это определяется множителем $\sum_{j,k} \exp(is \cdot r_{jk})$, который входит в формулу (7.4) вместе с множителем $|f|^2 + |g|^2$, учитывающим влияние отдельных атомов.

В случае решетки из тождественных атомов поляризация в соответствии с формулой (7.3) равна

$$P = i \frac{fg^* - f^*g}{|f|^2 + |g|^2} \hat{n}. \quad (7.5)$$

Таким образом, величина P зависит только от свойств рассеивающих атомов, но не от их геометрического расположения (по крайней мере в рамках принятого здесь приближения).

В соответствии с изложенным в разд. 3.6.2 большие значения поляризации P наблюдаются при определенных углах рассеяния. Если дифракционный максимум наблюдается под таким углом, то большая интенсивность сочетается с высокой поляризацией рассеянного пучка. Таким образом, можно обойти магическое правило (разд. 3.4.2), согласно которому высокая поляризация всегда сочетается с малой интенсивностью рассеяния. В случае быстрых электронов из-за быстрого убывания сечения с ростом угла рассеяния основная интенсивность приходится на дифракционные максимумы при малых углах, где величина $P(\theta)$ очень мала. Однако при дифракции медленных электронов (ДМЭ) большая интенсивность дифракционных максимумов может наблюдаться в случае больших θ , где поляризация $P(\theta)$ значительна.

Изложенное выше дает только приблизительное представление о поляризационных эффектах при ДМЭ. Строгое теоретическое рассмотрение связано с необходимостью применения динамической теории ДМЭ вместо простой кинематической модели, использованной здесь [7.4, 68]. Такое рассмотрение, требующее решения волнового уравнения для электрона в кристаллическом поле, показывает, что помимо условия Брэггов решающее влияние на интенсивность и поляризацию при ДМЭ оказывают многократное рассеяние, неупругие процессы и потенциальный барьер на поверхности (т. е. детальная форма перехода от внутреннего потенциала к нулевому потенциалу в вакууме) [7.68—71]. Поэтому анализ поляризации и интенсивности при ДМЭ может быть использован для исследования таких эффектов.

Поляризация при ДМЭ (ПДМЭ) впервые была экспериментально обнаружена в случае монокристалла вольфрама [7.72]. Пересмотр результатов ранней работы Дэвиссона и Джермера [7.73] для монокристалла никеля, выполненный в работе [7.74], подтвердил наличие поляризации при ДМЭ, однако в работе

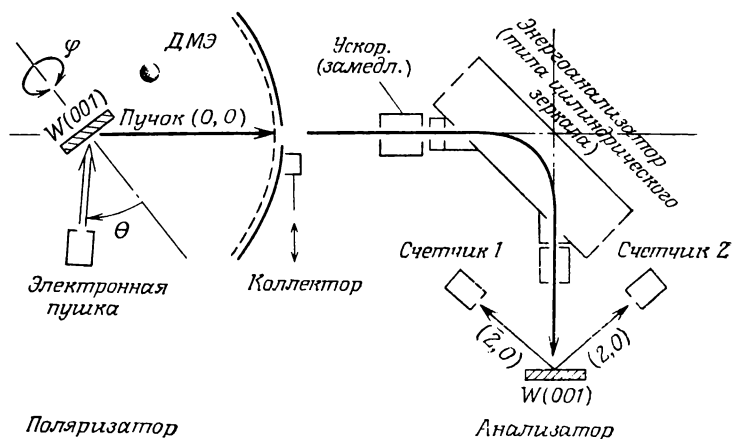


Рис. 7.18. Двойной ДМЭ-эксперимент [7.82].

[7.75] было указано на то, что обнаруженная асимметрия могла быть вызвана не совсем точной юстировкой аппаратуры. Интерес к этой области повышается и в связи с тем, что в последнее время было опубликовано большое число работ по исследованию не только тяжелых элементов, таких, как вольфрам, золото, платина, где поляризационные эффекты вызваны влиянием спин-орбитального взаимодействия, но также и магнитных материалов Ni и др., в которых существенно обменное взаимодействие [7.76—81]. Обширная библиография по данному вопросу имеется в обзорах [7.4, 68—70].

Мы рассмотрим эксперимент, в котором ДМЭ была использована как для получения поляризованных электронов, так и для анализа поляризации (схема приведена на рис. 7.18). Неполяризованный пучок электронов направляется на поверхность (001) первого кристалла вольфрама. В экране, на котором наблюдается ДМЭ-картина, имеется отверстие для вывода зеркального рефлекса (0,0). После ускорения (или замедления) до энергии 105 эВ, оптимальной для работы анализатора поляризации, пучок направляется в энергетический анализатор (цилиндрическое зеркало) и фокусируется на поверхность второго кристалла вольфрама. Для определения поляризации измеряется лево-правая асимметрия рассеяния на равные полярные углы. При фиксированных значениях энергии первичного пучка и угла падения θ кристалл-поляризатор поворачивают вокруг нормали к поверхности, так что через отверстие в экране проходит ряд дифракционных рефлексов («диаграммы вращения»). Анализирующая способность S кристалла, соответствующая функции Шермана для свободных атомов, находилась методом,

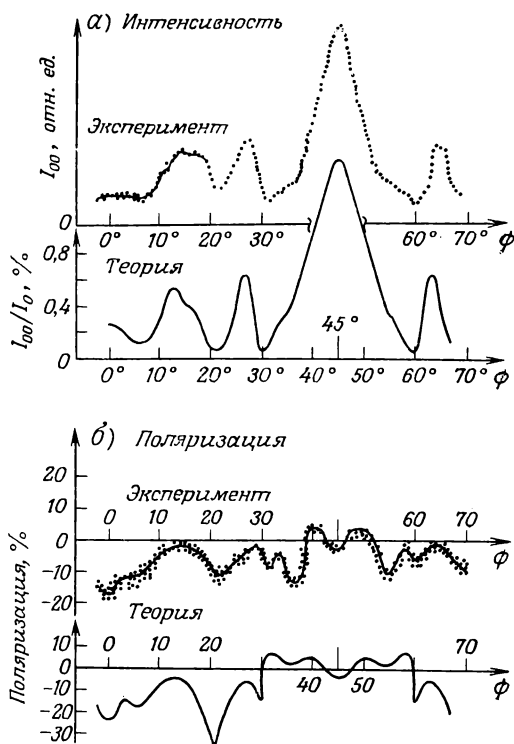


Рис. 7.19. Двойная дифракция медленных электронов на поверхности (001)W. Экспериментальные и теоретические данные для пучка (0,0); первичная энергия 100 эВ, угол падения $\theta = 47,5^\circ$. а — интенсивность, нормированные при $\phi = 45^\circ$; б — поляризация. Экспериментальная зависимость — запись, сделанная двухкоординатным регистрирующим прибором в работе [7.82].

описанным в разд. 3.7.1. В результате экспериментов по двойному рассеянию на идентичных кристаллах при одинаковых углах и энергиях пучков было найдено, что $|S| = 0,28 \pm 0,05$.

Благодаря тому что скорость счета была порядка 10^6 имп/с при токе первичного пучка 10^{-7} А, регистрация поляризационной кривой на двухкоординатном самописце (рис. 7.19) занимала только 5—10 мин. Теоретические зависимости, приведенные на рис. 7.19, получены с использованием релятивистской теории ДМЭ. В этой теории кристалл представляется состоящим из конечного числа монокристаллических слоев, для которых решается уравнение Дирака, вычисляются 4-спинорные амплитуды, а затем интенсивности и векторы поляризации отраженных пучков. Хорошее согласие между теорией и экспериментом

было получено при определенном выборе приближенного внутреннего потенциала кристалла и формы поверхностного потенциального барьера, а также при условии, что наружный слой атомов отделен от соседнего слоя расстоянием, на 5 % меньшим объемного межплоскостного расстояния.

Новое развитие эксперименты по изучению поляризации при ДМЭ получили в связи с использованием источников поляризованных электронов, основанных на фотоэмиссии из GaAs (разд. 7.2 и 8.2). В работе [7.83] для исследования поверхности (100) вольфрама применялся пучок с током 10^{-6} А и поляризацией 43 %. Цилиндр Фарадея, который мог перемещаться и по полярному, и по азимутальному углам, устанавливался в положение, соответствующее ДМЭ-рефлексу, и измерялась разность интенсивностей рефлекса при противоположных значениях \mathbf{P} и $-\mathbf{P}$ поляризации падающего пучка. Спиновая зависимость рассеяния определяется по асимметрии (см. гл. 3):

$$\frac{1}{P} \frac{I(P) - I(-P)}{I(P) + I(-P)} = S(E, \theta), \quad (7.6)$$

где $I(P)$ и $I(-P)$ — интенсивности в случае поляризации, параллельной и антипараллельной нормали к плоскости рассеяния. Направление поляризации модулировалось с частотой 37 Гц; это приводило к модуляции интенсивности рефлекса, которая и измерялась на опыте. Постоянная составляющая сигнала цилиндра Фарадея дает усредненное по спине значение интенсивности рефлекса. В этом эксперименте каждая серия измерений давала кривую асимметрии и кривую средней интенсивности в интервале энергий первичного пучка от 50 до 150 эВ. Измерения проводились через 1 эВ, причем время интегрирования составляло 1 с на точку.

На рис. 7.20 представлена экспериментальная кривая асимметрии для зеркального рассеяния электронов поверхностью W(100) при угле падения 15° . В нижней части рис. 7.20 представлены кривые интенсивности рефлекса (00) для полностью поляризованного первичного пучка.

Интересно сравнить поляризационные явления при рассеянии электронов на атомах и в обсуждавшихся выше экспериментах по ДМЭ. В обоих случаях основная физическая причина одинакова: поляризация определяется спин-орбитальным взаимодействием. Небольшое различие в сечениях рассеяния для электронов с противоположными ориентациями спина в неполяризованном первичном пучке приводит к поляризации рассеянного пучка. В обоих случаях наблюдается асимметрия рассеяния, если первичный пучок поляризован. Явление поляризации при ДМЭ может быть использовано в анализаторе поляризации подобно тому, как используется рассеяние Мотта. Так,

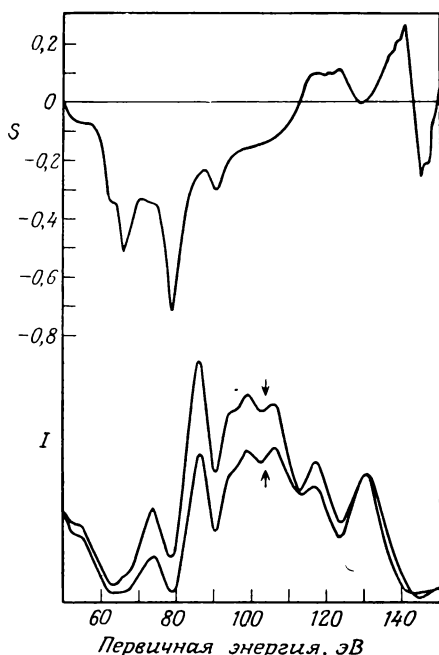


Рис. 7.20. Верхняя кривая — асимметрия S зеркальной дифракции на поверхности $W(100)$ при угле падения 15° . Нижние кривые — интенсивности I зеркального рассеяния в тех случаях, когда падающий пучок содержит только электроны e^\uparrow или e^\downarrow [7.83].

анализатор, приведенный на рис. 7.18, очень удобен для экспериментов по ДМЭ. Для экспериментов же, проводимых при среднем уровне вакуума (например, с газовыми струями), более предпочтителен моттовский детектор, поскольку в случае ДМЭ-детектора необходимо иметь предельно чистую поверхность. Общим, наконец, является и то, что как при электронно-атомном рассеянии, так и при ДМЭ происходит вращение вектора поляризации первичного пучка [формула (3.77)]. До сих пор не проводилось ни теоретического, ни экспериментального исследования этого эффекта при ДМЭ.

Несмотря на отмеченное сходство, существуют большие количественные расхождения, обусловленные дополнительным влиянием вышеупомянутых твердотельных эффектов, которыми определяются детали ДМЭ-картины. Ярким примером является тот факт, что соотношение $P=S=A$, обсуждавшееся в гл. 3 для однократного рассеяния на атомах, в общем случае не выполняется при ДМЭ, так же как и вектор поляризации оказывается не перпендикулярным плоскости, содержащей падающий

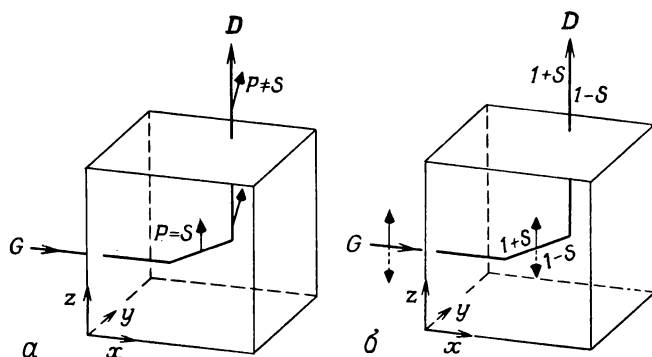


Рис. 7.21. Пример кажущегося и истинного процессов рассеяния в твердом теле. *а* — первичный пучок не поляризован; *б* — первичный пучок поляризован.

и вторичный пучки. Ситуация в твердых телах усложняется из-за низкой симметрии кристалла и влияния многократных столкновений.

Некоторое представление о том, как многократные столкновения приводят к нарушению вышеупомянутых простых соотношений, мы получим, рассмотрев рис. 7.21. При данном расположении электронной пушки G и детектора D регистрируется пучок, рассеиваемый в твердом теле на угол 90° в направлении от оси x к оси z (рис. 7.21, *а*). Поэтому первоначально неполяризованный пучок должен приобрести поляризацию в направлении оси y . Но на рисунке показано двукратное столкновение. При первом рассеянии в плоскости $x-y$ вектор поляризации ориентируется вдоль оси z , а при втором рассеянии поворачивается, что приводит к появлению некоторых компонент по осям x и y . Это означает, что вектор поляризации не перпендикулярен направлениям первичного и вторичного пучков. Если же падающий пучок полностью поляризован вдоль оси z (рис. 7.21, *б*), то первое рассеяние приводит к асимметрии интенсивностей вторичных пучков, пропорциональной $1+S$ и $1-S$ при ориентации вектора P параллельной и антипараллельной оси z соответственно, т. е. дает асимметрию, вычисляемую по формуле (7.6). Как было показано в разд. 3.3.3, величина P при таком рассеянии не изменяется. Значит, вектор P лежит в плоскости второго рассеяния, и асимметрия при этом рассеянии возникать не должна. Следовательно, асимметрия всего процесса, изображенного на рис. 7.21, *б*, равна S . Если же исходить только из направлений первичного и вторичного пучков, то можно сделать вывод о полном отсутствии асимметрии, так как вектор P не перпендикулярен обоим этим направлениям (см. разд. 3.3.1). Очевидно также, что в нашем примере не выполняется соотношение $P=S$ для всего процесса, так как величина P изменяется при втором рассеянии (рис. 7.21, *а*) от $P=S$ до $P \neq S$ [формула (3.77)].

Данный упрощенный пример должен предостеречь читателя от того, чтобы переносить на ДМЭ основные представления об однократном рассеянии на атомах, даже если в некоторых случаях это и допустимо. Если, например, плоскость рассеяния является зеркальной плоскостью кристалла, то соотношение $P=S$ выполняется [7.83]. Это следует из результатов, рассмотренных в разд. 3.5 для экспериментов, при которых не нарушается зеркальная симметрия. То, что $P=S$ в этом случае, видно и из рис. 7.21.

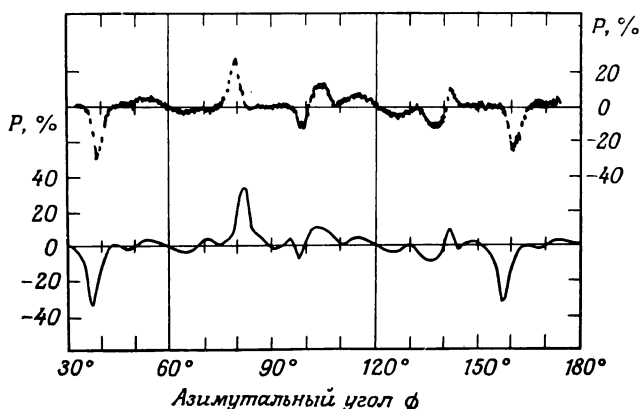


Рис. 7.22. Зависимость продольной поляризации зеркально отраженного пучка от азимутального угла (диаграмма вращения). Угол падения пучка на поверхность Pt(111) равен $43,5^\circ$, энергия электронов равна 60 эВ. Верхняя кривая — данные эксперимента; нижняя кривая — результаты расчета (при угле падения 44°) [7.80].

Если плоскость рассеяния (т. е. плоскость $x-z$) является плоскостью зеркальной симметрии кристалла, то зависящие от спина эффекты, приводящие к нарушению равенства величин P и S , компенсируются процессами рассеяния, определяемыми зеркальным отражением.

Результаты исследования поляризации при ДМЭ, приведенные на рис. 7.22, показывают различие между поляризационными эффектами, наблюдаемыми в экспериментах, в которых соблюдается или нарушается зеркальная асимметрия. На рис. 7.22 представлена зависимость величины продольной компоненты вектора поляризации от азимутального угла ϕ при зеркальном отражении электронов от поверхности (111) Pt, обладающей вращательной симметрией третьего порядка. Продольная поляризация исчезает при $\phi = 60, 120, 180^\circ$ и т. д., когда плоскости рассеяния совпадают с плоскостями зеркальной симметрии кристалла (рис. 7.23). Так и должно быть, поскольку, как было показано в разд. 3.4.4, продольная поляризация несовместима с зеркальной симметрией. При других углах ϕ условия эксперимента не отвечают зеркальной симметрии и, следовательно, может существовать продольная поляризация. Как видно из рис. 7.22, результаты расчета величины продольной поляризации, вы-

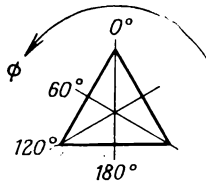


Рис. 7.23. Симметрия вращения третьего порядка, приводящая к угловому расстоянию 60° между плоскостями зеркальной симметрии.

полненного на основе релятивистской теории ДМЭ с учетом спин-орбитального взаимодействия и многократного рассеяния, прекрасно согласуются с экспериментальными данными.

Ценность исследований поляризации при ДМЭ определяется тем, что они дают детальную информацию о параметрах, определяющих ДМЭ-картину. Поляризация зависит от формы поверхностного потенциала и от расстояния между верхним и прилегающим к нему слоями кристалла. На поляризацию влияют также процессы многократного и неупругого рассеяния, происходящие как на поверхности, так и около нее. Информацию, получаемую при исследовании поляризации, нельзя получить, изучая лишь интенсивности рефлексов. Поэтому такого рода исследования расширяют возможности изучения поверхности. Мы проиллюстрируем это несколькими примерами.

Поскольку поляризация определяется разностью двух величин (интенсивностей в случаях, когда спин направлен по или против оси квантования), на кривой поляризации часто возникают узкие структурно-чувствительные пики. Это облегчает сравнение предсказаний теоретических моделей с данными эксперимента. Для примера на рис. 7.24 приведены данные расчета интенсивности и поляризации рефлекса $(1, 0)$ при дифракции электронов на поверхности (001) W [7.84]. Три кривые получены в предположении, что расстояние между верхним и прилегающим к нему атомными слоями меньше межплоскостного расстояния в объеме кристалла на 0, 5 и 10 %. Мы видим, что кривые зависимости $I(E)$ очень похожи друг на друга, а кривые $P(E)$ резко различаются. Следовательно, измерение поляризации может служить чувствительным методом определения степени уменьшения межплоскостного расстояния у поверхности. В рассматриваемом случае путем сравнения с данными эксперимента было установлено, что уменьшение межплоскостного расстояния равно $(7 \pm 1,5) \%$.

Другая задача, которую можно решить, измеряя поляризацию, такова. Интенсивность I и поляризация P ДМЭ-рефлексов зависят как от геометрической структуры мишени, так и от вида потенциала, на котором рассеиваются электроны. Однако существуют области энергий, в которых результаты расчета I и P зависят либо только от геометрической структуры, либо только от потенциала. Такое раздельное влияние модельных параметров на величины I и P позволяет определять отдельные характеристики модели. Какая именно из величин I и P дает возможность получить более точную информацию, — это зависит от рассматриваемой энергии, угла или ДМЭ-рефлекса. Данные измерения величин I и P дополняют друг друга хотя бы потому, что наиболее существенные минимумы и максимумы по-

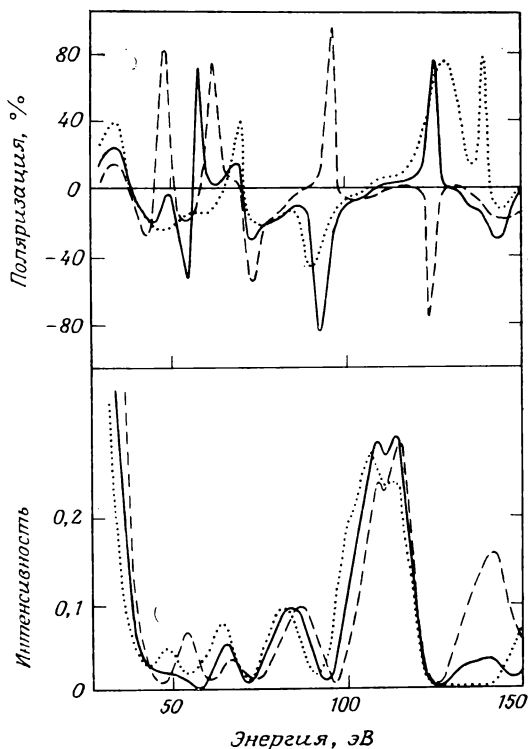


Рис. 7.24. Данные расчета поляризации и интенсивности рефлекса (1,0) в случае дифракции электронов на поверхности W(001) при нормальном падении пучка [7.84]. Вычисления проводились в предположении, что межплоскостное расстояние у поверхности уменьшается: на 0 % (сплошная линия), 5 % (пунктир) и 10 % (штриховая линия).

ляризации наблюдаются при тех энергиях и углах, где интенсивность мала и нечувствительна к изменению параметров.

Исследование поляризации дает особо ценную информацию при изучении формы поверхностного потенциала. Подобно тому как это имеет место при электронно-атомных столкновениях (см. разд. 3.8), электрон, падающий на кристалл, может временно задерживаться поверхностным потенциалом [7.71]. Такие нестационарные поверхностные состояния (поверхностно-барьерные резонансы) приводят к появлению узких пиков на кривых $I(E)$ или $I(\theta)$. Из-за влияния спин-орбитального взаимодействия эти флуктуации неодинаковы для электронов $e\uparrow$ и $e\downarrow$ (спины параллельны или антипараллельны нормали к плоскости рассеяния), что приводит к сдвигу кривых $I(E, \theta)$. Этот сдвиг сильно зависит от формы поверхностного потенциала, и

поэтому исследование флуктуаций поляризации (или асимметрии рассеяния в случае поляризованного первичного пучка) является новым хорошим методом проверки теоретических моделей поверхностного потенциала [7.85—87].

В дополнение к приведенным примерам отметим, что поляризация рефлексов очень чувствительна к влиянию адсорбции атомов на поверхности и температурных эффектов, таких, как изменение межплоскостного расстояния у поверхности и структурные фазовые переходы. Обширная информация об исследованиях в этой области имеется в обзорах [7.4, 68—70].

Выше в данном разделе мы рассматривали только те процессы, при которых поляризация обусловлена спин-орбитальным взаимодействием. Если же рассеяние происходит на магнитных материалах, то поляризация может также возникать благодаря обменному рассеянию, которое уже рассматривалось в гл. 4. Поясним это на примере расчетов, выполненных в работах [7.68, 88].

При ДМЭ на ферромагнитной поверхности железа величина обменного взаимодействия между налетающими электронами и ориентированными электронами мишени зависит от ориентации спинов падающих электронов по отношению к оси намагничивания. Следовательно, сечения рассеяния электронов $e\uparrow$ и $e\downarrow$ (магнитные моменты параллельны или антипараллельны оси намагничивания, определение поляризации при таком рассеянии аналогично приведенному в разд. 7.1) будут неодинаковы, что приведет к поляризации ДМЭ-рефлексов.

Хотя поляризационное взаимодействие в принципе подобно рассматривавшемуся в гл. 4, здесь мы имеем дело с многочастичной задачей, и поэтому нет смысла использовать антисимметричные волновые функции для бесконечной системы падающих и поверхностных электронов. Вместо этого задача решается с использованием приближенного потенциала, зависящего от спина. Результаты, приведенные на рис. 7.25, получены на основе статистического описания электронов мишени, т. е. с учетом кроме электростатического еще и обменного потенциала, пропорционального $\rho^{1/3}$ (ρ — плотность электронов) [7.89]. Предполагалось, что не только упругое, но и неупругое рассеяние зависит от спина, а влияние спин-орбитального взаимодействия пренебрежимо мало. Исключены также процессы с переворачиванием спина при взаимодействии электронов с противоположными направлениями спинов, так как изменение спинового состояния мишени приводит к возбуждению магнонов, вероятность которого при энергиях, больших 10 эВ, на порядок меньше вероятности упругих процессов. Таким образом, поляризация рассеянных электронов из-за переворачивания спи-

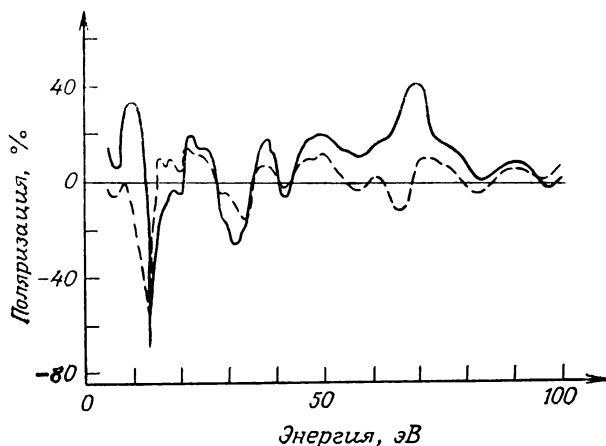


Рис. 7.25. Поляризация рефлекса (0,0) при отражении от ферромагнетика (110) Fe [7.88]. Падающий пучок — в плоскости $(\bar{1}10)$, угол падения 45° . Сплошная линия — ферромагнитный верхний слой, штриховая линия — парамагнитный верхний слой.

на при обменном взаимодействии с электронами мишени, имеющими различные направления спинов (которое обсуждалось в гл. 4), не играет роли в данных модельных расчетах. Наличие поляризации, показанной на рис. 7.25, объясняется зависимостью обменного потенциала от ориентации спинов падающих электронов по отношению к направлению избыточной спиновой плотности $\rho_\uparrow - \rho_\downarrow$ мишени, что приводит к различиям в вероятности рассеяния электронов e^\uparrow и e^\downarrow неполяризованного первичного пучка на поляризованной мишени.

Количественным результатам данного расчета не следует придавать большого значения, так как он основан на упрощенной модели. Его ценность прежде всего в том, что он с очевидностью демонстрирует чувствительность поляризации при ДМЭ к магнитным свойствам мишени. Кривые $P(E)$ для двух магнитных моделей сильно различаются как по величине, так и по форме. Интенсивность же рассеяния (здесь не показана) не зависит от намагниченности мишени, если первичный пучок не поляризован. Это же наблюдается и при электронно-атомных столкновениях, так как из формулы (4.36) следует, что поляризация мишени не влияет на интенсивность рассеяния, если первичный пучок не поляризован. Таким образом, информацию о магнитных свойствах мишени несет только поляризация P , если первичный пучок не поляризован, и только асимметрия рассеяния A , если первичный пучок поляризован. Сравнение результатов расчета зависимостей $P(E)$ и $I(E)$ показывает, что, как и во многих других случаях ДМЭ, максимумы поляризации

и интенсивности довольно часто наблюдаются при одних и тех же значениях угла и энергии [7.88].

Приведенный пример показывает, как спиновая зависимость обменного рассеяния электронов может быть использована для изучения структуры магнитных материалов. Это аналогично зависящему от спина рассеянию нейтронов, изучение которого привело к важным открытиям в области структуры магнитных материалов. Имеется, однако, существенное различие этих двух методов. Дело в том, что сечения рассеяния нейтронов очень малы. Они определяются короткодействующими ядерными силами и сравнительно слабым взаимодействием дипольных моментов нейтронов с дипольными моментами электронов магнитного материала. Поэтому нейтроны могут проходить большие расстояния в плотном материале. При рассеянии же электронов сечения определяются кулоновским и обменным взаимодействиями. Поскольку обменное взаимодействие, которое и позволяет исследовать магнитные свойства, существенно только при низких энергиях, приходится работать с электронами малых энергий. В этом случае сечения настолько велики, что электроны не проникают в глубь материала. Поэтому электроны можно использовать для исследования магнитной структуры поверхности, т. е. там, где нейтроны непригодны из-за их высокой проникающей способности. Таким образом, эксперименты с электронами и с нейтронами являются взаимодополняющими при исследовании магнетизма материалов.

Такое применение зависящего от спина рассеяния электронов было впервые предложено и реализовано в конце 60-х гг. [7.90, 91]. Положительные результаты были получены при исследовании ДМЭ на поверхности NiO. Структура этого антиферромагнетика показана на рис. 7.26. Мы видим, что размер магнитной элементарной ячейки в 2 раза больше, чем химической. Магнитные свойства кристалла не оказывают никакого влияния на рассеяние, обусловленное кулоновским взаимодействием, и поэтому оно отражает структуру химической элементарной ячейки. Зависящее от спина обменное рассеяние определяется магнитной элементарной ячейкой и, следовательно, должно приводить к появлению дифракционных максимумов с полужелыми индексами, расположенных между максимумами, определяемыми химической элементарной ячейкой. Наблюдение максимумов полужелого порядка дает прямой метод изучения роли обмена в рассеянии электронов.

Такие максимумы были обнаружены [7.90, 91] при температуре кристалла ниже точки Нееля, когда структура является антиферромагнитной. Подобные исследования антиферромагнетиков лежат в стороне от главной темы книги. В них не используются пучки поляризованных электронов и дифракционные

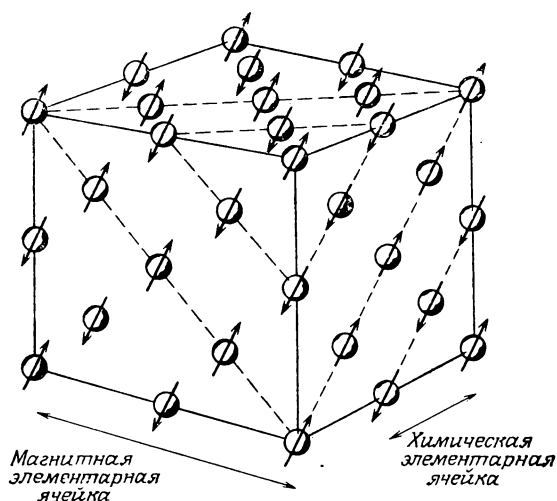


Рис. 7.26. Ориентация спинов ионов Ni^{++} в кристалле NiO . Ионы O^{--} не показаны.

максимумы не поляризованы, хотя на это ошибочно было указано в некоторых публикациях (см. задачу 7.1).

В более позднем эксперименте по исследованию поляризации при ДМЭ [7.92] обменное рассеяние электронов было использовано для изучения зависимости намагниченности поверхности Ni (110) от напряженности магнитного поля и от температуры. На рис. 7.27 показана геометрия опыта. Вектор поляризации \mathbf{P} поперечно поляризованного пучка электронов находился в плоскости рассеяния. При этом асимметрией рассеяния из-за спин-орбитального взаимодействия можно пренебречь. Так же как и в эксперименте, описанном в связи с выводом формулы (7.6), поляризация пучка электронов от источника с GaAs модулировалась в пределах от \mathbf{P} до $-\mathbf{P}$. Асимметрия рассеяния, вызванная влиянием обменного взаимодействия, определялась компонентой \mathbf{P} вдоль направления поляризации мишени [см. формулу (4.36)]. Для увеличения этой компоненты измерения проводились при почти нормальном падении ($\theta = 12^\circ$) пучка на поверхность. На рис. 7.28 приведена зависимость асимметрии рассеяния для рефлекса (00) при двух направлениях \mathbf{P} от напряженности магнитного поля. Наличие гистерезиса несомненно доказывает, что небольшая наблюдаемая асимметрия действительно вызвана магнитным рассеянием. В таком эксперименте очень важно свести к минимуму паразитные магнитные поля, которые могут отклонять электроны и приводить к деполаризации за счет прецессии спина. Это

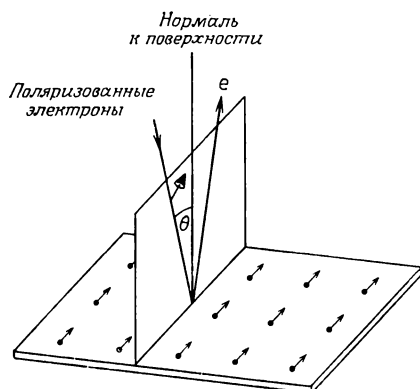


Рис. 7.27. Геометрия опыта по исследованию поверхностного магнетизма методом дифракции поляризованных медленных электронов.

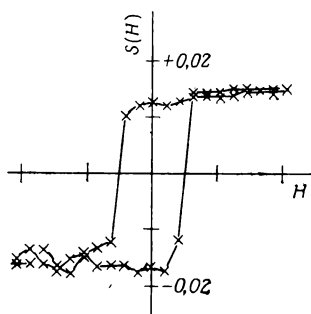


Рис. 7.28. Гистерезис асимметрии интенсивности рефлекса (0,0) при дифракции поляризованных электронов с энергией 125 эВ на магнитной поверхности Ni(110) [7.92]. Угол падения первичного пучка равен 12° .

достигалось путем намагничивания образца параллельно поверхности и созданием замкнутой магнитной цепи. Та же самая установка использовалась также для изучения упругого и неупругого рассеяния электронов на ферромагнитных аморфных стеклах, в которых эффекты дифракции незначительны [7.93].

Ценность подобных экспериментов определяется тем, что пока еще очень мало надежных методов измерения намагниченности поверхности, тем более, что она должна, по-видимому, отличаться от объемной из-за уменьшенного числа соседних атомов и возможности реконструкции поверхности (т. е. отличия поверхностной структуры от той, что отвечает объемной решетке). В ряде лабораторий исследование поляризации при ДМЭ было использовано в качестве нового метода изучения поверхностного магнетизма. В работах [7.94—97] по исследованию ферромагнитных пленок Fe (110) и кристаллов Ni были отдельно измерены асимметрии рассеяния поляризованного пучка электронов, вызванные спин-орбитальными и обменным взаимодействиями. В противоположность опыту, геометрия которого изображена на рис. 7.27, вектор поляризации \mathbf{P} пучка и намагниченность образца были ориентированы перпендикулярно плоскости рассеяния. Обращение намагниченности при фиксированном \mathbf{P} вызывает асимметрию, определяемую только обменным взаимодействием. Одновременное обращение поляризации и намагниченности не приводит к влиянию обменного взаимодействия, но вызывает асимметрию из-за спин-орбиталь-

ного взаимодействия, которое чувствительно к ориентации вектора \mathbf{P} относительно нормали к плоскости рассеяния. Благодаря этому экспериментально могут быть разделены два вида рассеяния, зависящие от спина.

В случае материалов с большим Z , когда и обменное и спин-орбитальное взаимодействия приводят к существенным эффектам, может проявляться интерференция между этими взаимодействиями (ситуация аналогична описанной в разд. 4.5.2 для электрон-атомного рассеяния). Недавно было показано [7.97, 98], что при взаимодействии даже неполяризованных электронов с ферромагнитным гадолинием интерференция между спин-орбитальным и обменным взаимодействиями приводит к значительной асимметрии рассеяния. Это доказывает, что для исследования магнитной структуры поверхности методом ДМЭ нет даже необходимости использовать пучки поляризованных электронов.

Несмотря на то что экспериментальное исследование обменного рассеяния поляризованных электронов на магнитных материалах еще только начато, очевидна мощь этого метода. Он дает информацию и об обменном взаимодействии, и о магнитных свойствах поверхности. Так, например, было установлено, что магнитный момент на поверхности Fe (110) больше объемного почти на 30 % [7.99], а анализ влияния хемосорбции на асимметрию, вызванную обменным взаимодействием, может служить чувствительным методом изучения адсорбированных слоев [7.100]. Можно исследовать даже возбуждение магнонов, наблюдая изменение поляризации падающего пучка при рассеянии.

Отметим, однако, что вычисление намагниченности поверхности по данным измерения асимметрии — нелегкая задача, так как в общем случае асимметрия не пропорциональна намагниченности [7.69]. Анализ таких свойств поверхности, как температурная зависимость намагниченности, усложняется влиянием нелинейных и тепловых эффектов [7.101] и поэтому требует сравнения экспериментальных данных с результатами расчетов, выполненных с учетом этих эффектов.

Упомянем кратко, что спиновая ориентация электронов в магнитных поверхностях может быть определена по поляризации тяжелых частиц (например, дейтронов), захвативших электроны при взаимодействии с поверхностью [7.102], или по асимметрии образования триплетного состояния позитрония в результате захвата электронов поляризованными позитронами [7.103]. Поскольку предметом нашего обсуждения являются свободные поляризованные электроны, мы не будем вдаваться в подробности этих методов.

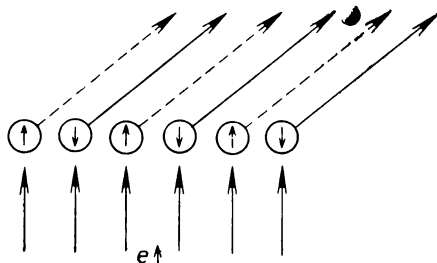


Рис. 7.29. Рассеяние пучка поляризованных электронов $e\uparrow$ на антиферромагнетике.

Задача 7.1. Неполаризованный пучок медленных электронов падает на антиферромагнитный кристалл (рис. 7.26). Определяется ли ДМЭ-картина магнитной элементарной ячейкой (т. е. следует ли ожидать появления рефлексов с полуцелыми индексами) или химической?

Решение. Очевидно, что в случае поляризованного пучка должны наблюдаться рефлексы с полуцелыми индексами. Амплитуда рассеяния на отдельном атоме (схематически они изображены на рис. 7.29) в общем случае зависит от того, параллельны или антипараллельны спины электрона и атома (в случае свободных атомов щелочных металлов — в соответствии с разд. 4.1 — интенсивности рассеяния будут равны $|f|^2 + |g|^2$ для сплошных линий и $|f - g|^2$ для штриховых линий). Следовательно, невозможна полная деструктивная интерференция между волнами, идущими от соседних атомов, так как их амплитуды неодинаковы. Таким образом, постоянная решетки, определяющая интерференционную картину, равна удвоенному межатомному расстоянию. Если падающий пучок содержит электроны $e\downarrow$, то рассеянные волны, отмеченные сплошными и штриховыми линиями на рис. 7.29, поменяются местами. Все остальное останется неизменным, и образуются те же самые дифракционные максимумы.

Интенсивность рассеяния непolarизованного пучка, который содержит электроны $e\uparrow$ и $e\downarrow$, на каждом атоме будет одинакова (сплошные плюс штриховые линии). Тем не менее полной деструктивной интерференции между волнами, идущими от соседних атомов, не будет. Она возможна только при суперпозиции когерентных волн. Этого, однако, не происходит, так как часть рассеянной волны, обусловленная $e\uparrow$ -половиной падающей волны, не когерентна части, обусловленной $e\downarrow$ -половиной, поскольку сам падающий пучок является некогерентной суперпозицией электронов $e\uparrow$ и $e\downarrow$. Поэтому дифракционная картина будет одинаковой как для поляризованных, так и для непolarизованных электронов. Дифракционные рефлексы с полуцелыми индексами будут наблюдаться в обоих случаях.

8. Приложения и перспективы

8.1. Анализ поляризации

Рассматривается движение поляризованных электронов в электрических и магнитных полях, которые применяются в преобразователях поляризации. Обсуждаются методы анализа поляризации, основанные на использовании рассеяния, зависящего от спина, а также пути устранения систематических погрешностей при измерении асимметрии.

При рассмотрении физики свободных поляризованных электронов нам встретилось много процессов, которые в принципе подходят для измерения поляризации электронов, но оказалось, что на практике для этого пригодны только некоторые из них. Было установлено, что в области высоких энергий удобно использовать мёллеровское и комптоновское рассеяния, а другие методы здесь непригодны (разд. 4.8, 6.1 и 8.4). Циркулярно поляризованное тормозное излучение, испускаемое продольно поляризованными электронами, использовалось в ранних работах по определению поляризации β -частиц (разд. 6.1). Методы, основанные на спиновой зависимости электрон-атомного рассеяния, широко применяются во многих областях физики.

В большинстве случаев поляризацию измеряют методами, при которых существенна только поперечная компонента, а потому приходится преобразовывать поляризацию из продольной в поперечную. Это достигается при помощи электрических и магнитных полей. Поэтому мы сначала рассмотрим движение поляризованных электронов в постоянных полях.

8.1.1. Преобразователи поляризации

На рис. 8.1 показана траектория поляризованных электронов в электростатическом поле, которое поворачивает векторы скорости электронов на 90° , но не оказывает влияния на их магнитные моменты, так что на выходе продольная поляризация превращается в поперечную.

Однако электростатическое поле не влияет на магнитные моменты только в нерелятивистском приближении. В самом деле, вспомним картину, которую мы рассматривали при обсуждении спин-орбитальной связи. В системе покоя электрона на него действует магнитное поле, равное $\mathbf{E} \times \mathbf{v}/c$. В случае, изобра-

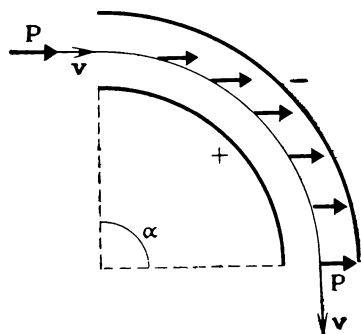


Рис. 8.1. Движение пучка поляризованных электронов в электростатическом поле.

трического поля на рис. 8.1 должен быть равен $\gamma\pi/2$ ($\gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$).

Конечно, магнитное поле тоже может быть использовано для поворота спина. Строгий релятивистский расчет вращения спина в произвольных полях довольно сложен, и поэтому мы обсудим только наиболее важные отдельные случаи (по данному вопросу имеется обзор [8.3]). Если электроны движутся в направлении магнитного поля, а поляризация перпендикулярна полю (рис. 8.2, а), то направление их движения не изменяется, но вектор \mathbf{P} прецессирует вокруг направления поля с частотой, которая в первом приближении равна $\omega = eB/m\gamma c$. Точное выражение для частоты прецессии имеет вид

$$\omega = \frac{g}{2} \frac{eB}{m\gamma c}, \quad (8.1)$$

что совпадает с предыдущим при $g = 2$. Более точное значение величины g таково: $g = 2(1 + a)$, где $a = 1,16 \cdot 10^{-3}$ (разд. 8.3).

Рассмотрим случай, изображенный на рис. 8.2, б, где векторы \mathbf{B} , \mathbf{v} и \mathbf{P} взаимно перпендикулярны. При этом электроны движутся по круговой траектории с циклотронной частотой

$$\omega_c = \frac{eB}{m\gamma c}. \quad (8.2)$$

Если бы g -фактор был равен точно двум, то частота прецессии совпадала бы с циклотронной, а потому угол между векторами \mathbf{P} и \mathbf{v} оставался бы неизменным. Но, поскольку g слегка больше двух, магнитный момент электрона немного больше магнетона Бора и вектор \mathbf{P} прецессирует чуть быстрее. Частота прецессии отличается на aeB/mc от ее значения при $g = 2$:

$$\omega_p = \frac{eB}{m\gamma c} + a \frac{eB}{mc} = \frac{eB}{mc} \left(\frac{1}{\gamma} + a \right). \quad (8.3)$$

женном на рис. 8.1, это поле перпендикулярно плоскости рисунка. Следовательно, спины прецессируют в таком поле и вектор поляризации слегка поворачивается при прохождении электронов через электрическое поле. Результаты точного релятивистского рассмотрения можно найти в работах [8.1, 2]. Пренебрегая аномальностью магнитного момента электрона, из этих вычислений получаем, что, для того чтобы на выходе была поперечная поляризация, секторный угол α элек-

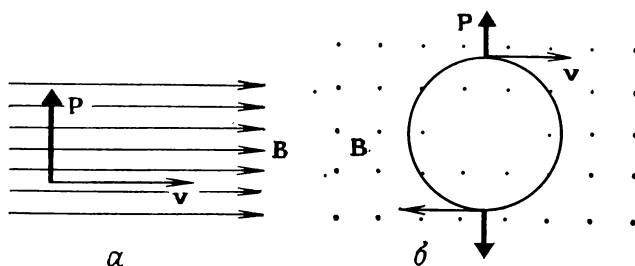


Рис. 8.2. Движение поперечно поляризованного пучка электронов: a — вдоль, b — поперек силовых линий однородного магнитного поля.

Заметим, что отличие от частоты, выражаемой формулой (8.1), для движения вдоль поля обусловлено тем, что в случае кругового движения при преобразованиях Лоренца осуществляется переход в прецессирующую, а не в покоящуюся систему отсчета (томазовская прецессия).

Благодаря постепенному повороту вектора поляризации, связанному с тем, что $g > 2$, угол между векторами P и v постепенно изменяется и примерно через 10^3 оборотов электронов вектор их поляризации совершает один лишний оборот (когда $\gamma \approx 1$). Это означает, что примерно через 200 оборотов поляризация превращается из продольной в поперечную (или наоборот).

Возможно также преобразование продольной поляризации в поперечную (и наоборот) без изменения траектории. Это имеет место в фильтре Вина, показанном на рис. 8.3. Результирующая сила, действующая на электрон в скрещенных постоянных электрическом и магнитном полях, равна нулю, если $eE - eBv/c = 0$, т. е. $v = Ec/B$. Но спин электрона поворачивается на угол $eLB^2/m\gamma^2c^2E$ (L — длина фильтра Вина), что очевидно в предельном нерелятивистском случае.

Вместо макроскопических полей для преобразования поляризации можно также использовать атомные поля. После рассеяния на 90° продольно поляризованный пучок становится

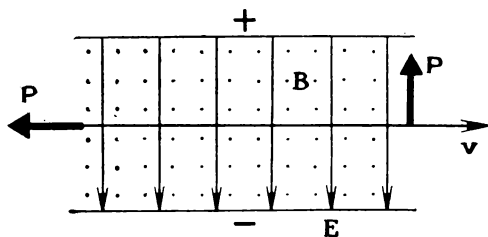


Рис. 8.3. Фильтр Вина как устройство для поворота спина.

поперечно поляризованным, если при рассеянии нет воздействия на спины. На самом деле поляризация изменяется при рассеянии, но, как следует из результатов расчетов, приведенных в разд. 3.6, при многих энергиях и углах рассеяния изменение вектора поляризации \mathbf{P} мало даже в случае мишеней с большим атомным номером. При рассеянии на легких атомах вектор \mathbf{P} практически не изменяется. Поэтому в одном из простых и надежных преобразователей поляризации было использовано рассеяние на углероде [8.4]. Даже рассеяние на фольге из золота вполне можно использовать на практике для преобразования поляризации [8.5].

8.1.2. Анализ поляризации по асимметрии рассеяния

В подавляющем большинстве работ по изучению поляризации использовалась лево-правая асимметрия рассеяния. В основном это было моттовское рассеяние при энергии порядка 100 кэВ, однако оказалось, что очень удобно использовать также рассеяние медленных электронов [8.6—9] и поляризацию при ДМЭ, о чем говорилось в предыдущей главе [8.10, 11]. Учитывая большое практическое значение анализа поляризации путем измерения лево-правой асимметрии рассеяния, остановимся подробнее на таких экспериментах.

Хотя метод в принципе прост, для получения надежных результатов необходимо выполнение определенных требований, предъявляемых к эксперименту. Экспериментальные установки такого типа, как показанные на рис. 3.7 или 3.28, обладают обычно чисто аппаратурной асимметрией, которая может быть обусловлена различием эффективностей левого и правого детекторов, недостаточно точной осевой юстировкой первичного поляризованного пучка, неоднородностью мишени и т. д. Аппаратурную асимметрию необходимо либо устранить, либо учесть при обработке данных эксперимента. Далее мы рассмотрим три основных случая в порядке возрастания сложности.

а. Точная юстировка первичного пучка. Сначала предположим, что мы имеем такой случай аппаратурной асимметрии, когда нет разъюстировки первичного пучка и угол рассеяния θ в анализаторе установлен точно, но различаются телесные углы захвата $\Omega_{1,2}$ двух детекторов и их эффективности $E_{1,2}$. В соответствии с формулой (3.70) число импульсов в левом и правом детекторах для первичного пучка $e\uparrow$ равно

$$\begin{aligned} L_{\uparrow} &= nNE_1\Omega_1I(\theta)[1 + PS(\theta)], \\ R_{\uparrow} &= nNE_2\Omega_2I(\theta)[1 - PS(\theta)], \end{aligned} \quad (8.4)$$

где n — число падающих частиц, N — число атомов мишени на единицу площади, P — поляризация первичного пучка.

Если $E_1\Omega_1 \neq E_2\Omega_2$, то имеется ложная асимметрия, которую следует исключить. Это можно сделать путем обращения направления поляризации падающего пучка. В случае, изображенном на рис. 3.17, можно, например, повернуть первичный пучок на (азимутальный) угол $\phi = 180^\circ$. Тогда обратится вектор нормали к плоскости рассеяния $\hat{n}_1 = \mathbf{k} \times \mathbf{k}' / |\mathbf{k} \times \mathbf{k}'|$ и, следовательно, будет обращена поляризация $S(\theta_1)\hat{n}_1$. Такой переворот поляризации вызывает инверсию асимметрии рассеяния, и мы будем иметь

$$\begin{aligned} L_{\downarrow} &= n'N'E_1\Omega_1 I(\theta) [1 - PS(\theta)], \\ R_{\downarrow} &= n'N'E_2\Omega_2 I(\theta) [1 + PS(\theta)], \end{aligned} \quad (8.5)$$

где штрихи указывают, что в данном случае число падающих частиц и эффективная толщина мишени могут быть уже другими (эффективная толщина мишени может измениться из-за неоднородности мишени или пучка без изменения осевой юстировки пучка в целом).

Из соотношений

$$\sqrt{L_{\uparrow}R_{\downarrow}} \equiv N^+ = \sqrt{nn'NN'E_1E_2\Omega_1\Omega_2} I(1 + PS), \quad (8.6a)$$

$$\sqrt{R_{\uparrow}L_{\downarrow}} \equiv N^- = \sqrt{nn'NN'E_1E_2\Omega_1\Omega_2} I(1 - PS) \quad (8.6b)$$

получаем, что асимметрия

$$A = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = PS \quad (8.7)$$

не зависит от эффективности детекторов, телесных углов захвата и от изменения толщины мишени и числа падающих частиц. Только что обсуждавшиеся измерения дают возможность определить аппаратную асимметрию: отношение величин

$$\begin{aligned} \sqrt{L_{\uparrow}L_{\downarrow}} &= \sqrt{nn'NN'[1 - (PS)^2]} IE_1\Omega_1, \\ \sqrt{R_{\uparrow}R_{\downarrow}} &= \sqrt{nn'NN'[1 - (PS)^2]} IE_2\Omega_2 \end{aligned} \quad (8.8)$$

равно

$$\frac{\sqrt{L_{\uparrow}L_{\downarrow}}}{\sqrt{R_{\uparrow}R_{\downarrow}}} = \frac{E_1\Omega_1}{E_2\Omega_2} \equiv \rho.$$

Если это отношение не равно единице, то в соответствии с формулами (8.4) или (8.5) мы будем иметь аппаратную асимметрию.

Говоря о процедуре определения PS независимо от аппаратной асимметрии, мы молчаливо предполагали, что величина ρ

постоянна во времени. Но для этого нет никаких гарантий. Различие в ρ для двух серий измерений может, например, появиться при больших скоростях счета, если не вводится коррекция на различие мертвых времен для направлений, соответствующих высокой и низкой интенсивности. По отношению $\sqrt{L_{\downarrow}L_{\uparrow}}/\sqrt{R_{\downarrow}R_{\uparrow}}$ можно судить о совершенстве аппаратуры. Если эта величина непостоянна во времени, то нельзя считать, что асимметрия измерена точно.

б. Неточная осевая юстировка первичного пучка; исключение приборной асимметрии. Предположим, что первичный пучок неточно отъюстирован относительно оси симметрии детектирующей системы: смещен на расстояние Δx от нее и наклонен на угол δ к ней (рис. 8.4). Тогда вместо (8.4) получим

$$\begin{aligned} L_{\uparrow} &= nNE_1\Omega_1(\Delta r_1, \Delta\theta_1)I(\theta + \Delta\theta_1)[1 + PS(\theta + \Delta\theta_1)], \\ R_{\uparrow} &= nNE_2\Omega_2(\Delta r_2, \Delta\theta_2)I(\theta + \Delta\theta_2)[1 - PS(\theta + \Delta\theta_2)], \end{aligned} \quad (8.9)$$

где Δr и $\Delta\theta$ — величины, показанные на рис. 8.4; в первом приближении **они равны**

$$\begin{aligned} \Delta r_1 &= \Delta x \sin \theta = -\Delta r_2 \equiv \Delta r, \\ \Delta\theta_1 &= \frac{\Delta x}{r} \cos \theta + \delta = -\Delta\theta_2 \equiv \Delta\theta. \end{aligned} \quad (8.10)$$

Используя разложение первого порядка

$$S(\theta \pm \Delta\theta) \approx S(\theta) \left(1 \pm \frac{1}{S} \frac{\partial S}{\partial \theta} \Delta\theta \right), \quad (8.11)$$

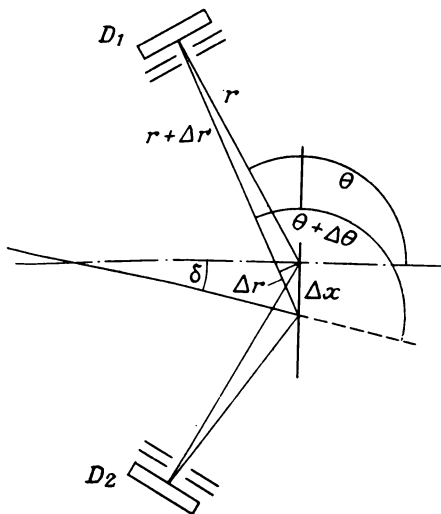


Рис. 8.4. Неточная осевая юстировка первичного пучка.

получаем

$$\begin{aligned} L_{\uparrow} &= nNE_1\Omega_1(\Delta r, \Delta\theta)I(\theta + \Delta\theta)\left(1 + PS + P\frac{\partial S}{\partial\theta}\Delta\theta\right), \\ R_{\uparrow} &= nNE_2\Omega_2(-\Delta r, -\Delta\theta)I(\theta - \Delta\theta)\left(1 - PS + P\frac{\partial S}{\partial\theta}\Delta\theta\right). \end{aligned} \quad (8.12)$$

Переворот поляризации дает вместо выражений (8.5)

$$\begin{aligned} L_{\downarrow} &= n'N'E_1\Omega_1(\Delta r, \Delta\theta)I(\theta + \Delta\theta)\left(1 - PS - P\frac{\partial S}{\partial\theta}\Delta\theta\right), \\ R_{\downarrow} &= n'N'E_2\Omega_2(-\Delta r, -\Delta\theta)I(\theta - \Delta\theta)\left(1 + PS - P\frac{\partial S}{\partial\theta}\Delta\theta\right). \end{aligned} \quad (8.13)$$

При образовании $\sqrt{L_{\uparrow}R_{\downarrow}}$ и $\sqrt{R_{\uparrow}L_{\downarrow}}$ первые члены разложения функции Шермана сокращаются. Пренебрегая ошибками второго порядка, получаем асимметрию (8.7):

$$A = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = PS.$$

Существенным при выводе этой формулы является предположение о неизменности положения пучка при обращении направления поляризации. Разъюстировка пучка должна оставаться неизменной в течение всего времени измерения. Это можно проверить по положению пучка при переворачивании поляризации.

в. Неточная осевая юстировка первичного пучка; коррекция приборной асимметрии. Отметим, что выводы, сделанные выше, не будут справедливы, если для устранения аппаратной асимметрии поменяем местами детекторы, не меняя положения пучка в пространстве (рис. 8.5). Этого можно достичь поворотом

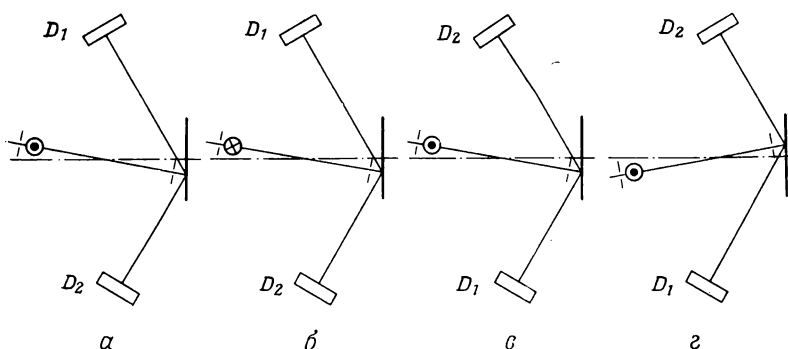


Рис. 8.5. Исключение аппаратных асимметрий. *а* — начальная конфигурация; *б* — случай «б» (исключение аппаратной асимметрии); *в* — случай «в» (коррекция аппаратной асимметрии); *г* — конфигурация, эквивалентная случаю «б».

на 180° той части камеры рассеяния, в которой расположены детекторы. Используем разложения первого порядка

$$I(\theta \pm \Delta\theta) \approx I(\theta) \left(1 \pm \frac{1}{I} \frac{\partial I}{\partial \theta} \Delta\theta \right),$$

$$\Omega(\pm \Delta r, \pm \Delta\theta) \approx \Omega \cdot \left(1 \pm \frac{\Delta\Omega}{\Omega} \right),$$

где Ω без аргумента — по-прежнему телесный угол захвата при точной юстировке пучка. Для первого измерения получим

$$L_{\uparrow} = nNE_1\Omega_1 I(\theta) \left(1 + PS + P \frac{\partial S}{\partial \theta} \Delta\theta \right) \left(1 + \frac{\Delta\Omega}{\Omega} \right) \left(1 + \frac{1}{I} \frac{\partial I}{\partial \theta} \Delta\theta \right), \quad (8.14a)$$

$$R_{\uparrow} = nNE_2\Omega_2 I(\theta) \left(1 - PS + P \frac{\partial S}{\partial \theta} \Delta\theta \right) \left(1 - \frac{\Delta\Omega}{\Omega} \right) \left(1 - \frac{1}{I} \frac{\partial I}{\partial \theta} \Delta\theta \right),$$

а для второго —

$$L'_{\uparrow} = n'N'E_2\Omega_2 I(\theta) \left(1 + PS + P \frac{\partial S}{\partial \theta} \Delta\theta \right) \left(1 + \frac{\Delta\Omega}{\Omega} \right) \left(1 + \frac{1}{I} \frac{\partial I}{\partial \theta} \Delta\theta \right), \quad (8.14b)$$

$$R'_{\uparrow} = n'N'E_1\Omega_1 I(\theta) \left(1 - PS + P \frac{\partial S}{\partial \theta} \Delta\theta \right) \left(1 - \frac{\Delta\Omega}{\Omega} \right) \left(1 - \frac{1}{I} \frac{\partial I}{\partial \theta} \Delta\theta \right),$$

где L и R — по-прежнему скорости счета слева и справа, тогда как E и Ω связаны с физическим принципом действия детекторов, а не с их пространственным расположением (детекторы 1 и 2 поменяли местами).

На основании тождеств

$$\sqrt{L_{\uparrow}L'_{\uparrow}} \equiv N^+, \quad \sqrt{R_{\uparrow}R'_{\uparrow}} \equiv N^-$$

и выражений (8.14) получаем измеренную асимметрию:

$$\begin{aligned} A_m &= \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = \frac{(1 + PS + P \Delta S)(1 + A_f) - (1 - PS + P \Delta S)(1 - A_f)}{(1 + PS + P \Delta S)(1 + A_f) + (1 - PS + P \Delta S)(1 - A_f)} = \\ &= \frac{PS + A_f}{1 + P \Delta S + A_f PS}, \end{aligned}$$

где

$$\Delta S = \frac{\partial S}{\partial \theta} \Delta\theta, \quad A_f = \frac{\Delta\Omega}{\Omega} + \frac{1}{I} \frac{\partial I}{\partial \theta} \Delta\theta.$$

Здесь опущены члены второго порядка. Так как анализаторы обычно работают с использованием углов, при которых $\Delta S \ll 1$, получаем

$$A_m = \frac{PS + A_f}{1 + A_f PS}. \quad (8.15)$$

Для неполяризованного пучка ($P=0$) имеем $A_m = A_f$, т. е. измеренная асимметрия совпадает с ложной асимметрией. Это позволяет определить ложную асимметрию A_f при условии, что положения и направления пучков поляризованных и неполяризованных электронов совпадают. Поляризацию P можно затем определить из выражения (8.15).

Ситуация, подобная описанной в случае «б», конечно, более предпочтительна, поскольку произведение PS может быть вычислено без определения ложной асимметрии. Достичь этого возможно также и в том случае, когда детекторы меняют местами, если прибор повернуть таким образом, чтобы положение и направление пучка оставалось неизменным по отношению к каждому из детекторов. Этот вариант иллюстрируется последним чертежом на рис. 8.5. Он получается переворачиванием чертежа, соответствующего случаю «б», и поэтому эквивалентен ему. Для осуществления такого поворота необходимо, чтобы щели, определяющие положение пучка в анализаторе, поворачивались вместе с детекторами. Кроме того, поляризация и ток пучка, выделяемого этими щелями, должны быть одинаковы в обеих сериях измерений.

Приведенные выше рассуждения показывают, что, поскольку идеальный случай совершенной юстировки «а» практически реализовать нельзя, следует пытаться реализовать случай «б» при измерении поляризации либо переворотом поляризации, либо, как показано на последнем чертеже рис. 8.5, поворотом всей анализирующей системы. Если ситуация не отвечает случаю «б», т. е. точному исключению всех причин аппаратурной асимметрии, то следует ввести коррекцию, учитывающую неустраненную асимметрию. В этом случае следует так отрегулировать аппаратуру, чтобы аппаратурные асимметрии были малы и ошибки при их исключении оказывали слабое влияние на конечный результат определения поляризации. Даже если работать в наименее благоприятном варианте «в», влияние ложной асимметрии A_f на измеренную асимметрию [формула (8.15)] будет мало, если величина A_f мала по сравнению с PS .

Наличие аппаратурных асимметрий иногда бывает легко определить, уменьшив до нуля поляризацию электронов. Предположим, что это сделано аккуратно, без изменения характеристик пучка, например путем перехода от циркулярно поляризованного к линейно поляризованному свету при использовании фотоэмиссионных источников поляризованных электронов (разд. 8.2). Если обозначить через L_0 и R_0 числа импульсов, которые должны наблюдаться в соответствии с формулой (8.12) для случая $P=0$, то выражение для приборной асимметрии A_i

имеет вид

$$A_i = \frac{L_0 - R_0}{L_0 + R_0}.$$

Поскольку, как уже говорилось выше, выполняется условие $\Delta S = (\partial S / \partial \theta) \Delta \theta \ll 1$, из формулы (8.12) для асимметрии, измеренной в одном опыте с поляризованным пучком, получим

$$A'_m = \frac{L_{\uparrow} - R_{\uparrow}}{L_{\uparrow} + R_{\uparrow}} = \frac{L_0(1 + PS) - R_0(1 - PS)}{L_0(1 + PS) + R_0(1 - PS)} = \frac{PS + A_i}{1 + A_i PS}. \quad (8.16)$$

Выражение для A'_m подобно выражению (8.15), однако из-за различия процедуры измерения A_i здесь уже — полная аппаратная асимметрия, которая в общем случае больше A_f . Следовательно, этот метод не будет точнее других до тех пор, пока величина A_i не будет измерена очень точно. Однако вычисление PS с использованием выражения (8.16) может служить дополнительной проверкой данных измерений вышеупомянутым методом с переворачиванием спина.

Для контроля за тем, влияет ли изменение направления поляризации пучка, осуществляемое для устранения аппаратных асимметрий, на угловое и геометрическое положение пучка, полезно следить за наличием ложных асимметрий с помощью двух дополнительных детекторов, установленных симметрично под малыми углами (см. рис. 5.10). Если углы выбраны так, что $S(\theta) \approx 0$, то любые наблюдаемые асимметрии являются чисто аппаратными. В тех случаях, когда обращение поляризации осуществляется путем изменения направления магнитного поля, как это имеет место в экспериментах с магнитными материалами, влияние поля на траектории пучка трудно контролировать другими способами.

Приведенное выше обсуждение нескольких основных примеров исключения асимметрии имеет целью показать, как практическая ситуация в реальном эксперименте может быть сведена к простому идеализированному случаю. Однако идеализации, такие, как пренебрежение конечным диаметром пучка, вносят дополнительные ошибки. Экспериментатор должен убедиться в том, что в каждой конкретной ситуации эти ошибки вносят поправки не ниже второго порядка малости. Для учета конечного диаметра пучка его следует рассматривать как бы состоящим из отдельных траекторий, смещенных относительно оси и относящихся к типу примера «б». Если форма пучка близка к аксиально-симметричной, то поправки имеют второй порядок малости. При проведении прецизионных измерений поляризации уже нельзя полагаться на общие рассуждения типа приведенных выше. В этом случае требуется индивидуальный анализ конкретных экспериментальных условий.

Одной из причин ошибок, которую мы пока не затрагивали, являются случайные изменения пучка — общая для всех вариантов проблема. Наилучший способ борьбы с этим — периодическое быстрое обращение направления поляризации в коротких временных интервалах, что в среднем приводит к устранению влияния случайных флуктуаций.

Можно, конечно, говорить еще о нескольких причинах ложной асимметрии, которые мы здесь не обсуждали, например о неточностях углового положения двух детекторов или об ошибках второго порядка. Но, поскольку механическая часть установок в наши дни выполняется с очень высокой точностью, а детекторы обычно располагают в направлениях, для которых угловая зависимость анализирующей способности S очень слаба, такие ошибки остаются в общем за пределами чувствительности поляризационных экспериментов.

Для определения поляризации P по асимметрии $PS(\theta)$, наблюдаемой в моттовском анализаторе, необходимо иметь точное значение S . Нельзя просто использовать теоретическое значение для однократного рассеяния на единичном атоме. Всякая реальная мишень содержит так много атомов, что происходят и процессы многократного рассеяния, причем чем толще фольга, тем больше вероятность этих процессов (см. конец разд. 3.7.1). Электроны, попавшие в счетчик после нескольких последовательных процессов рассеяния, обычно уменьшают асимметрию.

Следовательно, вместо идеальной функции Шермана необходимо использовать ее эффективное значение, зависящее от толщины мишени. Оно зависит также от других экспериментальных условий, например от того, каков интервал углов рассеяния θ электронов, попадающих в детекторы. Поскольку точность теоретических расчетов многократного рассеяния тоже невелика, ясно, что приходится экспериментально уточнять значение эффективной функции Шермана для выбранного моттовского детектора. Это можно сделать путем калибровки последнего на пучке электронов с известной поляризацией. Другой способ — измерение (с использованием пучка с неизвестной поляризацией) увеличения асимметрии рассеяния при уменьшении толщины фольги d . Если число многократных столкновений очень мало для самой тонкой из использовавшихся фольг, то кривую асимметрии можно экстраполировать к значению $d = 0$. Эти данные можно связать с функцией Шермана, которая хорошо определена как теоретически, так и (при подходящем выборе углов рассеяния, энергии электронов и материала мишени) экспериментально (например, при $\theta = 120^\circ$, $E = 120$ кэВ, $Z = 79$ величина $S = -0,37$ определена с точностью $\pm 3\%$ [8.12]). Тогда измеренная зависимость дает эффективную функ-

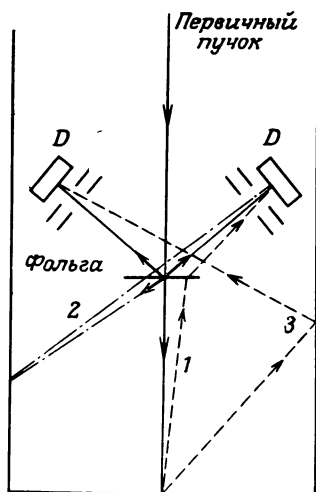


Рис. 8.6. Искажение результатов измерений из-за обратного рассеяния электронов.

цию Шермана и для других фольг, использованных в серии измерений.

Ложные электроны могут попадать в счетчики не только из-за многократного рассеяния в фольге, но и вследствие отражения от стенок камеры рассеяния. На рис. 8.6 показано несколько типичных случаев: 1) нерассеянные электроны первичного пучка отражаются от стенки камеры и после попадания в фольгу рассеиваются в детектор; 2) рассеянные электроны попадают в стенку и отражаются в направлении детектора; 3) электроны первичного пучка достигают детектора после двукратного отражения от стенок. Для подавления этих фоновых электронов

обычно приходится принимать следующие меры: покрывать внутреннюю поверхность камеры материалом с малым коэффициентом обратного рассеяния (малый атомный номер, например углерод); располагать подходящим образом диафрагмы, захватывающие обратно рассеянные электроны; обеспечивать высокое энергетическое разрешение счетчиков, так как электроны теряют часть энергии при отражении.

Для получения значительных лево-правых асимметрий желательно иметь большие значения эффективной функции Шермана $S_{\text{эфф}}$. Но мы видели (см. разд. 3.4.2), что при тех углах, где велика функция Шермана, сечения и, следовательно, интенсивности рассеяния малы. Таким образом, необходимо найти компромиссное решение между требованиями высокой интенсивности рассеяния I и высокой асимметрии. Как нетрудно убедиться (см. задачу 8.1), нужно выбирать как можно более высокое значение $S_{\text{эфф}}^2 I$, так как это обеспечивает минимальную статистическую ошибку измерений. Поскольку I зависит от интенсивности первичного пучка I_0 , логично в качестве критерия качества при сравнении разных моттовских детекторов использовать величину $S_{\text{эфф}}^2 I / I_0$.

Эффективная функция Шермана довольно медленно уменьшается с ростом толщины мишени. В работе [8.12] было найдено, что даже в случае бесконечно толстой мишени $S_{\text{эфф}} =$

$= -0,027$ при $E = 261$ кэВ и $\theta = 105^\circ$. Это составляет $\sim 9\%$ значения, соответствующего бесконечно тонкой мишени. Для объемных мишеней были выполнены более детальные измерения [8.13]. Благодаря медленному спаду $S_{\text{эфф}}$ и быстрому росту интенсивности рассеяния величина $S_{\text{эфф}}^2 I/I_0$ возрастает при увеличении толщины фольги в широких пределах. Тем не менее не следует брать действительно толстые фольги для анализа поляризации, что может показаться желательным, если обращать внимание только на статистические ошибки. В том случае, когда лево-правая асимметрия для толстой фольги незначительна из-за малости $S_{\text{эфф}}$, преобладает аппаратурная асимметрия, что может привести к большим систематическим ошибкам измерений. Приведем пример правильного выбора толщины фольги. Для электронов с энергией 120 кэВ при угле рассеяния $\sim 120^\circ$ удобна золотая фольга с поверхностной плотностью 0,1—0,5 мг/см² (т. е. толщиной 50—250 нм).

Даже если выбрать толщину фольги равной верхнему пределу, указанному в данном примере, величина I/I_0 будет не более 10^{-3} — 10^{-2} . Это означает, что из тысячи поляризованных электронов можно зарегистрировать не более десяти. По сравнению с этим анализаторы поляризации света работают практически без потерь. В этом одна из причин сложности экспериментов с поляризованными электронами. Эффективность моттовского детектора $S_{\text{эфф}}^2 I/I_0$ — обычно порядка 10^{-4} [8.14]. Соответствующая величина для анализатора поляризации света, который при изменении ориентации практически полностью поглощает или пропускает поляризованный свет, — порядка единицы. Моттовский детектор с такой эффективностью рассеивал бы все электроны полностью поляризованного пучка только в одну сторону (рис. 8.7)!

Моттовские детекторы могут работать и при малых энергиях, например в диапазоне от 5 до 1000 эВ. Здесь для рассеяния фольги уже непригодны, так как сечения рассеяния при таких энергиях гораздо больше и многократное рассеяние будет сильно влиять на функцию Шермана. Поэтому используются пучки атомов ртути со средней плотностью. Преимущество работы в области низких энергий состоит в том, что при проведении экспериментов с медленными поляризованными электронами нет необходимости ускорять их для измерения поляризации и поэтому установка становится более компактной. Эффек-

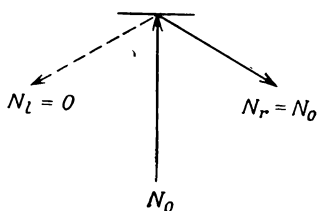


Рис. 8.7. Идеальный моттовский детектор.

тивность такого детектора сравнима с эффективностью моттовского детектора, работающего при высоких энергиях; так, например, в работе [8.7] получена величина $4 \cdot 10^{-5}$ при энергии 15 эВ.

В другом иногда используемом варианте рассеяние на золотой фольге происходит при высоких энергиях, а рассеянные электроны регистрируются при низкой энергии [8.15, 16]. Компактность прибора и улучшенное подавление неупругорассеянных электронов достигаются за счет некоторого снижения эффективности. Это обусловлено тем, что в соответствии с теоремой Лиувилля угловой размер пучка рассеянных электронов увеличивается при замедлении их от энергии рассеяния до энергии регистрации, и поэтому число электронов, достигающих детекторов, уменьшается с повышением эффективности подавления неупругорассеянных электронов.

Поскольку ДМЭ-детектор (см. разд. 7.3) основан на том же принципе измерения асимметрии, к нему приложимо все сказанное об устранении аппаратурных асимметрий, хотя здесь имеются и свои специфические проблемы. Так как анализирующая способность S сильно зависит от угла рассеяния, следует с большой осторожностью выбирать условия дифракции, чтобы оставаться в пределах обсуждавшихся выше поправок первого порядка. Кроме того, поляризованные электроны должны иметь малый разброс по энергиям, так как величина S сильно зависит от их энергии. Совершенно необходимы калибровочные измерения S . Без особых трудностей достигается эффективность 10^{-4} [8.10]. Поскольку для работы ДМЭ-детектора необходим вакуум $\sim 10^{-10}$ мм рт. ст., он пригоден и для тех исследований, в которых сверхвысокий вакуум требуется по другим причинам.

Задача 8.1. Вычислите статистическую погрешность измерения поляризации при помощи моттовского детектора и покажите, что должна быть как можно больше величина $S_{\text{эфф}}^2 I$ (если не учитывать систематические погрешности).

Решение. Так как $A = (N_I - N_r)/(N_I + N_r) = PS_{\text{эфф}}$, погрешность измерения поляризации при данном $S_{\text{эфф}}$ равна

$$\Delta P = \frac{1}{S_{\text{эфф}}} \Delta A.$$

Из закона распространения ошибок следует, что погрешность ΔA определения асимметрии следующим образом выражается через погрешности прямых измерений ΔN_I и ΔN_r :

$$\begin{aligned} \Delta A &= \sqrt{\left(\frac{\partial A}{\partial N_I}\right)^2 (\Delta N_I)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial N_r}\right)^2 (\Delta N_r)^2} = \\ &= \sqrt{\left(\frac{2N_r}{(N_I + N_r)^2}\right)^2 N_I + \left(\frac{-2N_I}{(N_I + N_r)^2}\right)^2 N_r} \end{aligned}$$

(в качестве погрешностей ΔN_i прямых измерений взяты статистические погрешности $\sqrt{N_i}$). Введем обозначение $N_i + N_r = N$; получим

$$\Delta A = \sqrt{\frac{4N_r N_l}{N^3}}.$$

Поскольку $1 - P^2 S_{\text{эфф}}^2 = 4N_l N_r / N^2$, имеем

$$\Delta A = \sqrt{\frac{1}{N} (1 - P^2 S_{\text{эфф}}^2)},$$

$$\Delta P = \sqrt{\frac{1}{N} \left(\frac{1}{S_{\text{эфф}}^2} - P^2 \right)}.$$

Функция Шермана для моттовских детекторов, используемых на практике, не очень велика, так что $1/S_{\text{эфф}}^2 > 10P^2$; следовательно,

$$\Delta P = \sqrt{\frac{1}{N S_{\text{эфф}}^2}}. \quad (8.17)$$

Так как число зарегистрированных частиц N пропорционально (при прочих равных условиях) интенсивности рассеяния I , погрешность ΔP уменьшается с ростом $S_{\text{эфф}}^2 I$.

8.1.3. Поглощение, зависящее от спина

Совсем недавно был предложен еще один вариант использования спиновой зависимости рассеяния для анализа поляризации [8.17—19]. Он основан на том, что вследствие зависящего от спина взаимодействия поглощение электронного пучка зависит от его поляризации. Ток I_a (рис. 8.8), измеряемый амперметром (для простоты в дальнейшем будем называть его «поглощенным током»), отличается от тока I_0 пучка, падающего на образец, так как часть первичных электронов рассеивается назад и, кроме того, из образца уходят вторичные электроны. При определенных энергиях число электронов, покидающих образец, оказывается равным числу падающих электронов и поглощенный ток равен нулю. Предположим, что при некоторой энергии $E_{0\uparrow}$ это выполняется для электронов $e\uparrow$ (поляризация параллельна нормали к плоскости падения) и образец изготовлен из материала с большим атомным номером Z , а следовательно, существует значительная лево-правая асимметрия рассеяния электронов. Если такой же эксперимент выполнить затем для электронов $e\downarrow$, то поглощенный ток может быть не равен нулю. При этом электроны, рассеянные вправо и влево, меняются местами, а из-за наклонного падения пучка вероятность выхода из образца для таких электронов неодинакова. Таким образом, лево-правая асимметрия рассеяния приводит к различию числа выходящих электронов в случаях падающих электронов $e\uparrow$ и

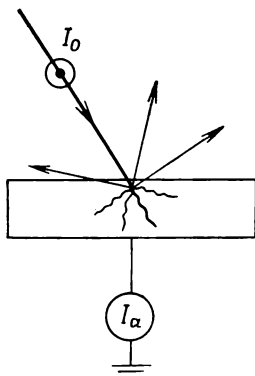


Рис. 8.8. Поглощение пучка поляризованных электронов мишенью из материала с большим атомным номером Z . Спиновая зависимость взаимодействия приводит к появлению лево-правой асимметрии рассеяния электронов. При наклонном падении первичного пучка электроны, рассеянные влево и вправо, имеют разные вероятности выхода из мишени.

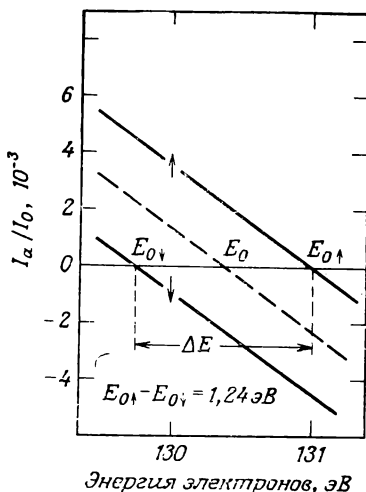


Рис. 8.9. Зависимость относительного поглощенного тока I_a/I_0 от энергии полностью поляризованных (сплошные линии) и неполяризованного (штриховая линия) пучков электронов, падающих на чистую поверхность фольги из поликристаллического золота [8.19]. Угол падения равен 35° ; \uparrow — поляризация параллельна, а \downarrow — антипараллельна нормали к плоскости падения.

$e\downarrow$, и поэтому поглощенный ток не может быть равен нулю при одной и той же энергии для обоих направлений спинов.

На рис. 8.9 показана спиновая зависимость поглощения для случая падения пучка электронов под углом 35° на фольгу из поликристаллического золота. При энергии $E_0 = 130,3$ эВ, при которой $I_a = 0$ для неполяризованного пучка, поглощенный ток составляет примерно 0,2 % тока падающего полностью поляризованного пучка. При обращении поляризации изменяется знак поглощенного тока. Разность поглощенных при E_0 токов пропорциональна степени поляризации пучка, и ее можно (после калибровки) использовать для измерения поляризации. Разностью $E_{0\uparrow} - E_{0\downarrow}$ ограничивается допустимый энергетический разброс в анализируемом пучке.

Спиновая зависимость поглощения была обнаружена не только для таких материалов, как золото и вольфрам, в которых она вызвана спин-орбитальным взаимодействием, но также и для такого ферромагнитного материала, как аморфное стекло $\text{Ni}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$, в котором ее причиной является обменное взаимо-

действие [8.17]. Следовательно, поглощение в магнитных твердых телах тоже можно с успехом использовать в анализаторах поляризации.

Значения отношения I_a/I_0 , приведенные на рис. 8.9, являются довольно типичными. Еще большие значения I_a/I_0 можно получить, как видно из цитируемой литературы, путем подходящего выбора условий эксперимента (таких, как угол падения, структура и загрязненность поверхности), и поэтому по эффективности подобные анализаторы могут быть сравнимы с лучшими моттовскими и ДМЭ-детекторами. Для получения стабильных и воспроизводимых параметров анализатора следует использовать отожженные пленки золота, напыленные в сверхвысоком вакууме [8.20]. Детектором поглощающего типа можно пользоваться тогда, когда ток пучка лежит в рабочих пределах чувствительных амперметров ($>10^{-17}$ А), поскольку при данном методе невозможен счет отдельных электронов. Подробно метод анализа поляризации, основанный на спиновой зависимости поглощения, рассматривается в работе [8.20].

Несмотря на то что в настоящее время наиболее распространенным методом анализа поляризации является метод, основанный на моттовском рассеянии, в различных работах по исследованию поляризации применялись и все другие методы, обсуждавшиеся нами. Поскольку в каждом эксперименте выдвигаются свои требования к анализатору, нужно выбирать наиболее подходящий метод с учетом таких требований. Вообще говоря, электронные поляриметры с их низкой эффективностью пока менее совершенны, чем источники поляризованных электронов, которые будут рассматриваться в следующем разделе. Поэтому в тех случаях, когда измерения асимметрии с применением поляризованного пучка и измерения поляризации с неполяризованным пучком дают одинаковые результаты, первый из этих двух методов более предпочтителен.

8.2. Источники поляризованных электронов

Некоторые из процессов, рассмотренных ранее в этой монографии, используются в источниках поляризованных электронов. Приводятся характеристики таких источников и проводится их сравнение.

Из всего изложенного ранее явствует, что для проведения новых исследований в различных областях физики весьма желательно иметь эффективные источники поляризованных электронов. В прошлом было много попыток использовать те или другие из обсуждавшихся нами процессов в источниках поляризованных электронов. Иногда делались неоправданно оптимистические прогнозы об эффективности отдельных процессов в этом отношении. Оказалось, что только некоторые из

встретившихся нам процессов действительно могут быть положены в основу работы источников с высокой эффективностью.

Посмотрим, как обстоит дело с источниками поляризованных электронов. Для сравнения различных источников нужны единые критерии их оценки. На первый взгляд установить такие критерии очень просто: чем выше поляризация и ток и чем лучше коллимирован пучок, тем лучше источник. Но столь общие соображения мало что дают, если, например, требуется решить следующую простую задачу. Что лучше — иметь источник, дающий полностью поляризованный пучок при умеренном токе, или источник, дающий в 10 раз больший ток пучка с поляризацией, скажем, 20 %?

Нужно учесть то обстоятельство, что в экспериментах с пучками поляризованных электронов информация содержится в основном в относительной разности, или «асимметрии», A скоростей счета, полученных при противоположных поляризациях¹⁾ \mathbf{P} и $-\mathbf{P}$. Асимметрия $A = PS$ определяется поляризацией и S , которая описывает спиновую зависимость изучаемого процесса. Если известна поляризация испускаемых источником электронов, то ошибка измерения величины S зависит от ошибок измерения асимметрии:

$$\Delta S = \Delta A / P.$$

Вспомнив задачу 8.1, мы можем сразу сказать, что статистическая погрешность равна

$$\Delta S \approx \frac{1}{\sqrt{P^2 N}}. \quad (8.18)$$

(В задаче 8.1 была известна величина S , а требовалось измерить P . В нашем случае ситуация обратная, так что в конечном результате нужно поменять местами P и S .) Поскольку число наблюдаемых частиц N (при прочих равных условиях) пропорционально интенсивности I падающего пучка, из равенства (8.18) следует, что погрешность уменьшается с ростом величины $P^2 I$. Поэтому данную величину часто используют как критерий качества источников поляризованных электронов. Возвращаясь к предыдущему примеру, мы видим, что при уменьшении поляризации в 5 раз нужно увеличить ток в 25 раз, чтобы получить погрешность того же порядка за то же время измерения.

Но вовсе не обязательно во всех случаях пользоваться величиной $P^2 I$ как критерием качества, особенно тогда, когда статистика счета не является главным источником погрешностей.

¹⁾ Сюда относятся и измерения лево-правой асимметрии (если направление \mathbf{P} отсчитывается от направления нормали $\hat{\mathbf{n}}$).

Поляризация должна быть достаточно большой, чтобы зависящие от спина асимметрии, которые исследуются в эксперименте, не были полностью замаскированы аппаратурной асимметрией. В противном случае систематические погрешности будут больше статистических. В большинстве случаев требуется, чтобы поляризация была не менее нескольких процентов. Другой случай, в котором не имеет смысла пользоваться величиной P^2I как критерием качества, — рассеяние поляризованных электронов высоких энергий на поляризованных мишенях (разд. 8.4), при котором электронная бомбардировка уменьшает поляризацию мишени. В таком эксперименте не дают эффекта попытки компенсировать малую поляризацию высокой интенсивностью. Будем иметь в виду эти ограничения, пользуясь в дальнейшем величиной P^2I как критерием качества. Если для двух источников величина P^2I одинакова, то обычно более предпочтителен источник с большей поляризацией пучка.

Важно также, дает ли источник хорошо коллимированный пучок, который мог бы проходить через элементы электронной оптики (линзы, фильтры, спектрометры) без большой потери интенсивности. Соответствующая характеристика — яркость b , которая в случае обычных источников электронов определяется как плотность тока в единичный телесный угол. Источник, в котором ток высокой плотности концентрируется в малый телесный угол, имеет высокую яркость. Если r_0 — радиус наименьшего поперечного сечения пучка (например, на выходе из источника), а α_0 — половина апертуры пучка, то яркость (задача 8.2) равна

$$b_0 = \frac{I}{\pi^2 r_0^2 \alpha_0^2} \quad (8.19)$$

при условии, что угол α_0 не очень велик (I — ток пучка).

Следует также учитывать, что угловая расходимость пучка электронов уменьшается при ускорении. Это, очевидно, следует из того, что продольные компоненты импульса возрастают при ускорении. Количественная зависимость дается законом Лагранжа:

$$r_0 \alpha_0 \sqrt{E_0} = r_f \alpha_f \sqrt{E_f} \quad (8.20)$$

(индексы соответствуют состояниям до и после ускорения). Если два источника с одинаковой яркостью b_0 работают при разных энергиях, то более предпочтителен источник с меньшей энергией, так как после ускорения электронов до энергии E_f , при которой проводится эксперимент, этот источник даст большую яркость, поскольку

$$b_f = \frac{I}{\pi^2 r_f^2 \alpha_f^2} = \frac{IE_f}{\pi^2 r_0^2 \alpha_0^2 E_0} = b_0 \frac{E_f}{E_0}.$$

Таким образом, при данной яркости b_0 источника и при данной энергии E_f , при которой выполняется эксперимент, яркость b_f обратно пропорциональна энергии электронов, выходящих из источника.

Если учесть, что в случае поляризованных электронов настоящим критерием качества источника является не ток I , а произведение P^2I и энергия E_f является параметром эксперимента, но не характеристикой источника, то для сравнения качества пучков от различных источников поляризованных электронов логично использовать величину

$$q = \frac{P^2I}{r_0^2 \alpha_0^2 E_0}. \quad (8.21)$$

В ней учитывается поляризация, интенсивность и коллимация пучка¹⁾.

В источниках, использующих сильные магнитные поля, траектории электронов, идущих вдали от оси, искривляются при их прохождении через область неоднородного поля по пути к свободной от поля области, в которой должен использоваться пучок поляризованных электронов. Этим уменьшается эмиттанс $r\alpha$ пучка [8.21]. Следовательно, сравнивать различные источники нужно при одинаковых условиях, например в областях, свободных от магнитных полей.

Стремление найти универсальный критерий качества, учитывающий все характеристики источника, может быть, и не имеет смысла, поскольку есть такие свойства источников поляризованных электронов, которые существенны только в экспериментах определенного вида. Так, например, для работы с медленными электронами часто требуются пучки с малым энергетическим разбросом, тогда как в области высоких энергий совершенно не существен даже разброс более 1 кэВ. От условий эксперимента зависит также то, какой источник — работающий в непрерывном или в импульсном режиме, дающий продольно или поперечно поляризованный пучок — более удобен. В то же время почти во всех экспериментах желательно, чтобы свойства пучка не изменялись при обращении поляризации и чтобы ток и поляризация были весьма стабильны.

Рассмотрим теперь различные методы получения поляризованных электронов, имея в виду их применение в источниках поляризованных электронов. Мы будем делать это в той же последовательности, в какой методы обсуждались в книге, и останавливаться только на тех случаях, когда действительно был реализован источник поляризованных электронов на основе конкретного метода.

¹⁾ В дальнейшем индексы в формуле (8.21) будут опущены.

В соответствии с изложенным в гл. 3 рассеяние электронов на неполяризованных мишенях с большим атомным номером приводит к значительной поляризации при энергиях от нескольких электронвольт до нескольких мегаэлектронвольт. При многочисленных сочетаниях энергий и углов рассеяния образуется почти полностью поляризованный пучок. Однако при этом могут быть получены пучки с невысокой интенсивностью, поскольку максимумы поляризации лежат вблизи минимумов сечения, и, кроме того, как уже объяснялось в разд. 3.4 и 3.6, эти максимумы очень узки в тех случаях, когда $P \approx 1$.

Диаграммы поляризации (или функции Шермана), подобные приведенным в разд. 3.6, не очень удобны при поиске областей, в которых рассеяние дает наилучшие результаты. В связи с тем что ток рассеянного пучка I пропорционален дифференциальному сечению $\sigma(\theta)$, более удобны диаграммы величин $P^2\sigma(\theta)$ или $P^2(\theta, E)\sigma(\theta, E)\sqrt{E}$. В последнем выражении учитывается то, что при понижении энергии электронов становится все труднее получать пучки с высокой интенсивностью, поскольку ток электронной пушки, ограниченный объемным зарядом, пропорционален $E^{3/2}$. Но, так как ток I рассеянного пучка прямо пропорционален первичному току, а величина q в соответствии с формулой (8.21) обратно пропорциональна энергии электронов E , выходящих из источника, качество источника, основанного на рассеянии электронов, определяется величиной

$$\frac{P^2\sigma E^{3/2}}{E} = P^2\sigma\sqrt{E}.$$

Как явствует из рис. 8.10 и из сравнения рисунков 8.11 и 3.21, использованные нами критерии дают совершенно иную картину, чем при учете только поляризации.

В табл. 8.1 приводятся параметры различных источников поляризованных электронов. Величина P^2I , приведенная для случая рассеяния на неполяризованных мишенях, получена с использованием пучков атомов ртути, причем в трех различных лабораториях (Майнц, Станфорд, Мюнстер) наблюдались значения P^2I одного порядка. Это означает, что вряд ли можно существенно повысить величину P^2I для данного метода и, следовательно, он уступает всем другим, перечисленным в таблицах. Он неудобен еще и тем, что для обращения поляризации, необходимого почти во всех экспериментах с поляризованными электронами, требует изменения либо угла рассеяния, либо энергии электронов. Очевидно, что в других источниках обращение поляризации осуществляется легче. Вместо пучка, рассеянного на мишени из ртути, в качестве источника поляризо-

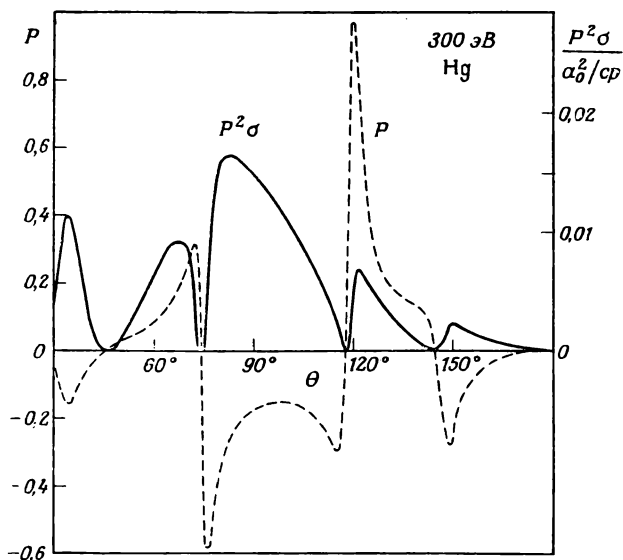


Рис. 8.10. Зависимости $P(\theta)$ и $P^2(\theta)\sigma(\theta)$ при упругом рассеянии электронов с энергией 300 эВ на атомах ртути (a_0 — борковский радиус).

ванных электронов можно использовать рефлексy, возникающие при дифракции электронов на поверхности монокристалла [8.22]. Но это не приводит к большому увеличению P^2I и не дает преимуществ в смысле обращения поляризации.

Как уже говорилось в гл. 4, в источнике поляризованных электронов можно также использовать обменное рассеяние медленных электронов на поляризованных атомах. Из формулы (4.24) видно, что поляризация P'_e рассеянных электронов достигает величины атомной поляризации P_A , если отношение $|f(\theta)|^2/\sigma(\theta)$ равно нулю, т. е. если фактически происходит только обменное рассеяние. Поскольку сечения обменных процессов велики только при малых энергиях электронов, эта методика (в противоположность рассеянию на неполяризованных мишенях) пригодна только в случае медленных первичных электронов. Зависимость отношения P'_e/P_A от угла рассеяния и энергии электронов была рассчитана для рубидия в диапазоне от 0 до 7 эВ [8.23]. В определенной области значений этих параметров (например, $E \approx 0,03$ эВ, $\theta > 90^\circ$ и $E \approx 2$ эВ, $\theta \approx 100^\circ$) достигается отношение $P'_e/P_A > 0,8$, т. е. поляризация достигает более 80 % поляризации пучка рубидия. Подобные же результаты были получены и для других щелочных металлов [8.24].

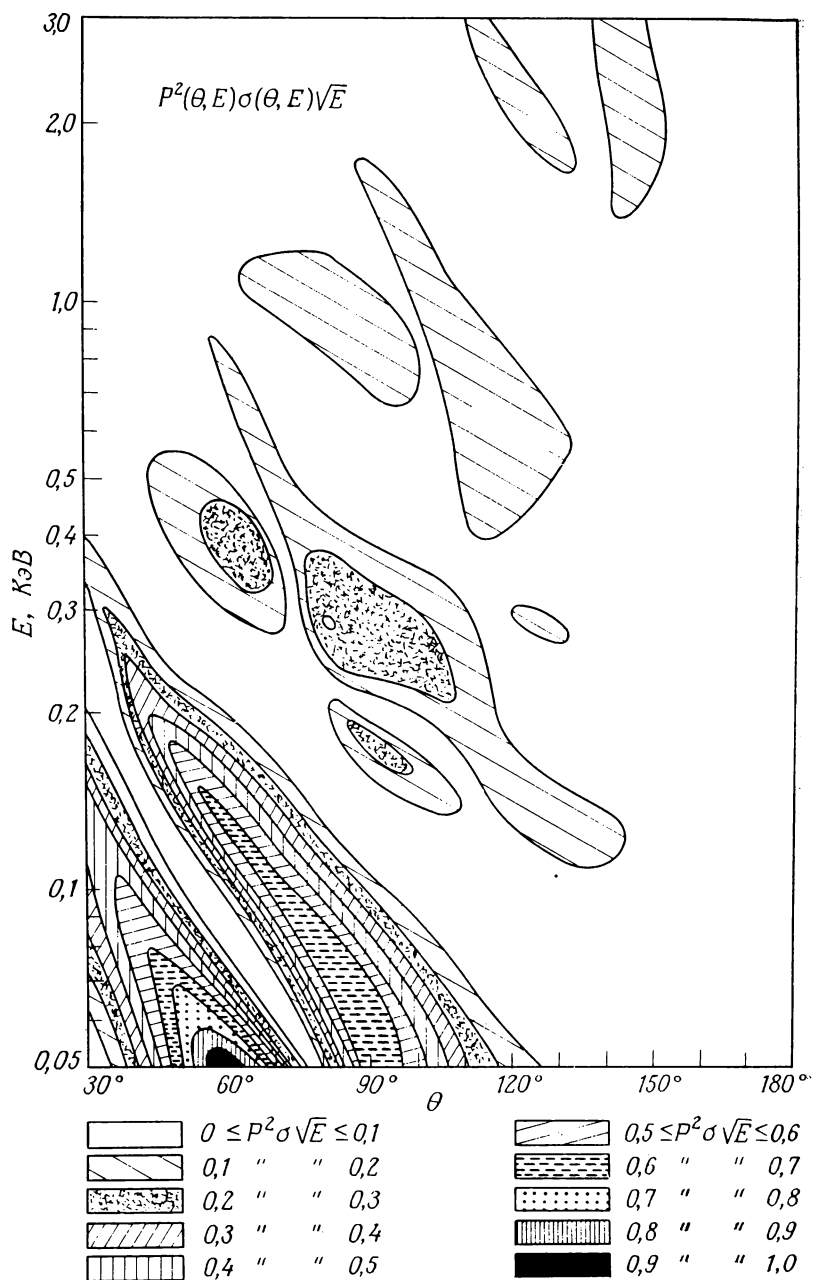


Рис. 8.11. Контуры постоянной величины $P^2(\theta, E)\sigma(\theta, E)\sqrt{E}$ в единицах $a_0^2 \sqrt{\text{эВ}}/\text{ср}$ при упругом рассеянии электронов на атомах ртути.

Хотя до сих пор никто не предпринял попытки создать источник поляризованных электронов непрерывного действия, основанный на рассеянии пучка медленных электронов на пучке поляризованных атомов, наилучшие результаты с использованием обменного рассеяния можно получить, по-видимому, если удерживать некоторое время электроны в области, содержащей поляризованные атомы, где была бы очень велика вероятность столкновений, сопровождающихся обменом. За счет этого постепенно нарастает поляризация электронов. Типичная установка такого рода [8.25] работает следующим образом.

Медленные электроны с энергией несколько электронвольт создаются подогревным катодом, работающим в импульсном режиме. Электроны попадают в ловушку, образованную комбинацией электрического зеркала и магнитного поля. Здесь они сталкиваются с поляризованными атомами калия, пучок которых создается при помощи шестиполюсного магнита и постоянно пропускается через ловушку. Период захвата длится примерно 20 мс, после чего электроны вытягиваются в направлении магнитного поля. Таким образом был получен пучок, содержащий 10^4 продольно поляризованных электронов с поляризацией до 50 % в импульсе длительностью 1 мкс (до 10^5 электронов в импульсе при меньшей поляризации).

В более поздней работе [8.26] была предпринята попытка оптимизировать данный метод. При использовании мишени из поляризованных атомов водорода получен пучок, содержащий 10^7 электронов в импульсе с поляризацией 20 %. Сравнение результатов, полученных данным методом, который детально описан в работе [8.27], с другими результатами, приведенными в табл. 8.1, показывает, что даже в оптимизированном варианте не удастся получить пучок с интенсивностью и поляризацией, позволяющими надеяться на его практическое применение.

Большое число исследований было посвящено разработке источников поляризованных электронов, основанных на фотоионизации поляризованных атомов [8.5, 21, 28]. Именно этот метод впервые был использован для решения проблемы создания источников. На рис. 8.12 приведена схема установки, на которой были получены хорошие результаты. В ней УФ-излучение фокусируется в область продольно поляризованного пучка атомов, созданного при помощи шестиполюсного магнита. Фотоионизация происходит в магнитном поле 20 мТл, достаточном для разрыва связи между спинами электронов и ядер (см. разд. 5.1). При выборе атомов-мишеней нужно учитывать сечения фотоионизации и сверхтонкого взаимодействия между электронами и ядрами. В самом последнем варианте эксперимента был использован литий, так как из всех щелочных металлов для него больше всего сечение фотоионизации. Эксперимент

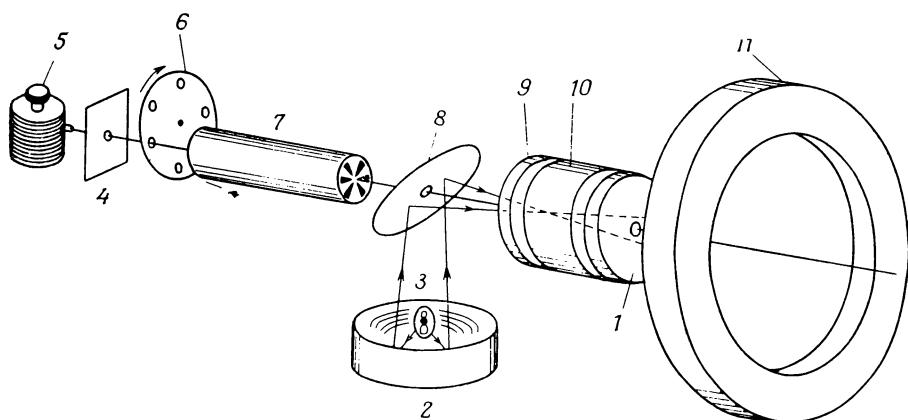


Рис. 8.12. Источник поляризованных электронов на основе фотоионизации пучка поляризованных атомов лития [8.5]. 1 — заземленный анод и обратный отражатель; 2 — эллипсоидальное зеркало; 3 — импульсная лампа с особой стабилизацией; 4 — коллиматор; 5 — термический источник атомного пучка Li; 6 — механический прерыватель; 7 — шестиполосный магнит; 8 — 45° -зеркало; 9 — отражательный электрод (-77 кВ); 10 — катод (-70 кВ); 11 — магнитная катушка продольного поля.

проводился с изотопом ^6Li , поскольку сверхтонкое взаимодействие для него слабее, чем для ^7Li . Литий обладает также тем преимуществом, что для него пренебрежимо мала спин-орбитальная связь, которая в соответствии с изложенным в разд. 5.2 может сильно изменить начальную поляризацию в процессе фотоионизации. Кроме того, не приходится опасаться значительного уменьшения поляризации из-за влияния молекул Li_2 ; поскольку сечение фотоионизации для них (в противоположность тому, что сказано в разд. 5.2.2 относительно цезия) примерно того же порядка, что и для атомов Li.

Пучки с наибольшей интенсивностью были получены при использовании импульсного источника света, поскольку пиковая энергетическая яркость в УФ-области таких импульсных источников (например, с искровым разрядом) на много порядков больше, чем ламп непрерывного действия. Такой источник удобен в случае импульсного ускорителя, для которого он и был в действительности сконструирован (разд. 8.4). Инжектор ускорителя рассчитан на захват электронов с энергией ~ 70 кэВ, разбросом по энергии не более 1,5 кэВ и эмиттансом $\alpha \approx \approx 7$ мрад·см. Поэтому область ионизации находится под потенциалом -70 кВ, а фотоэлектроны вытягиваются в сторону потенциала земли. Дискový прерыватель, показанный на схеме, служит для уменьшения осаждения лития на элементах шестиполосного магнита. Отталкивающий электрод предотвра-

щает уход фотоэлектронов из области ионизации в обратном направлении. Обращение направления поляризации электронов может быть осуществлено за время, не превышающее 1 с, путем изменения направления тока через магнитную катушку, создающую аксиальное поле. В экспериментах по рассеянию при высоких энергиях обращение поляризации осуществлялось каждые 3 мин.

В дополнение к характеристикам источника, приведенным в табл. 8.1, сообщим, что в области фотоионизации находилось 10^{11} атомов (плотность атомов на оси равна $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$), а ионизовалось 2 % атомов. Из-за высокой температуры кипения лития печь имела температуру 875°C . Порции лития массой 750 г хватало примерно на 175 ч работы.

Ознакомление с содержанием упомянутых выше работ показывает, что на практике метод значительно сложнее, чем это может показаться из схемы, приведенной на рис. 8.12. Открытие эффекта Фано (см. разд. 5.2), сделанное примерно через 40 лет после появления этого хорошо известного метода, дало возможность получать поляризованные электроны более легким путем — за счет фотоионизации *неполяризованных* атомов. Такие источники были разработаны в различных лабораториях. Их конструкция в принципе не сложна. Все, что требуется, — это сильный источник излучения ближней УФ-области спектра и интенсивный пучок атомов щелочного металла. Нет необходимости ни в шестиполосном магните (типа показанного на рис. 8.12) для селекции спиновых состояний атомов, ни в магнитном поле для разрыва связи спинов электронов и ядер.

Сравним источник на основе эффекта Фано, созданный в Йейлском университете [8.29], с созданным там же источником, изображенным на рис. 8.12. В источнике непрерывного действия используется пучок атомов цезия. Для работы в течение 75 ч при плотности атомов 10^{12} см^{-3} достаточно 60 г цезия. Циркулярная поляризация света от Hg — Xe-дуговой лампы высокого давления мощностью 1000 Вт создается обычным способом, показанным на рис. 5.5. Спиральность света изменяется путем поворота либо линейного поляризатора, либо четвертьволновой пластинки на угол 90° , что приводит к обращению поляризации электронов. Характеристики продольно поляризованного пучка электронов приведены в табл. 8.1. Вторая строчка относится к такому же источнику, созданному в Мюнстерском университете [8.4, 30].

В третьей строчке приведены данные импульсного источника [8.31], в котором на пути света имеется 20 пучков атомов рубидия (от печи с рециркуляцией). УФ-излучение с длиной волны 266 нм получается как четвертая гармоника излучения Nd — ИАГ-лазера, обеспечивающего энергию 5—8 мДж в

импульсе при длительности импульса 12 нс. Источник создан для синхротрона в Бонне.

Преимущество источника, основанного на эффекте Фано, в том, что в противоположность случаю фотоионизации поляризованных атомов, где направление поляризации электронов определяется магнитным полем, здесь можно обойтись без такого поля. Наличие же сильного магнитного поля не только может увеличить эмиттанс пучка, как об этом говорилось выше, но и приводит к значительным изменениям интенсивности и положения пучка, если для обращения поляризации производится обращение поля. Из сказанного в предыдущем разделе ясно, что подобные изменения характеристик пучка будут ограничивать точность измерения асимметрии. Так, например, в экспериментах по изучению рассеяния электронов на атомах методом пересекающихся пучков малые изменения положения электронного пучка могут привести к значительным изменениям перекрытия пучков и, следовательно, вызвать появление значительных систематических ошибок при измерении асимметрии. Менее вероятно, чтобы оптический метод обращения поляризации, который применяется в эффекте Фано, а также в других источниках, использующих циркулярно поляризованный свет, приводил бы к изменению свойств пучка. Более того, в данном случае легко модулировать поляризацию. Если четвертьволновая пластинка вращается с частотой ω , то поляризация изменяется по синусоидальному закону с частотой 2ω . Это имеет большое значение для всех экспериментов, в которых необходимо измерять малые асимметрии и где дрейфы легко могут приводить к систематическим ошибкам.

Оптическое обращение поляризации возможно также в источнике, основанном на столкновительной ионизации при оптической накачке разряда в гелии. Как мы видели в разд. 5.5.2, наибольшая поляризация, получаемая таким методом, достигается в послесвечении разряда. Это обстоятельство было использовано при создании эффективного источника поляризованных электронов [8.32—34].

Разряд создавался в потоке гелия. Метастабильные атомы гелия, поляризованные путем оптической накачки циркулярно поляризованным излучением (1,08 мкм, 40 мВт) от лазера на красителях, подвергались хемоионизации¹⁾ при столкновениях с атомами газа-реактента, который инжектировался в область, находящуюся за пределами активного разряда (рис. 8.13). Свободные электроны, которые были поляризованы благодаря сохранению спина при хемоионизации [8.35], вытягивались из

¹⁾ Процесс ионизации типа $\text{He}(2^3S_1) + AB \rightarrow \text{He}(1^1S_0) + A + B^+ + e^-$, при котором изменяется химический состав реагентов.

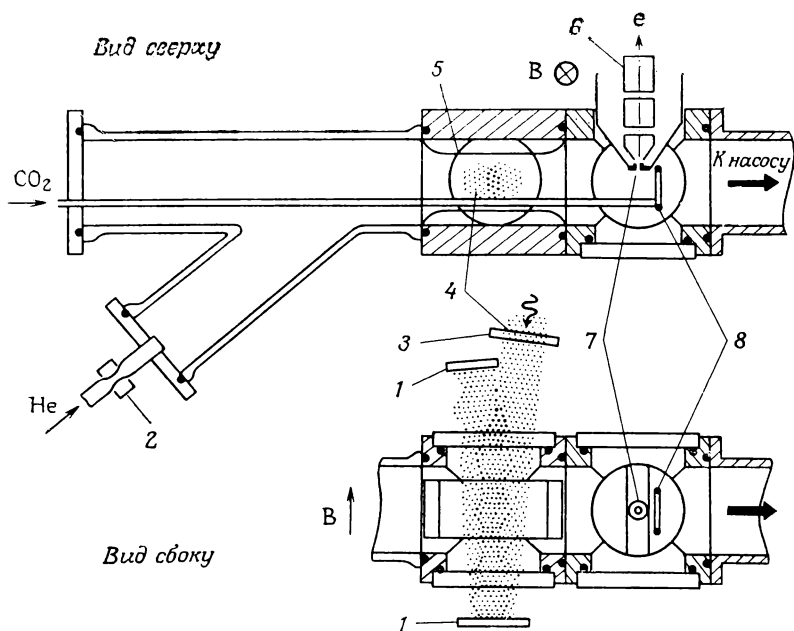


Рис. 8.13. Источник поляризованных электронов на основе хемоионизации метастабильных атомов, образующихся при оптической накачке в области послесвечения разряда в гелии [8.34]. 1 — зеркало; 2 — СВЧ-резонатор; 3 — циркулярный поляризатор; 4 — лазерный луч; 5 — экран; 6 — система вытягивающих линз; 7 — диафрагма, через которую вытягиваются электроны; 8 — кольцевой инжектор.

области послесвечения через диафрагму системы дифференциальной откачки и формировались системой электронных линз в коллимированный пучок. Для получения высокой плотности метастабильных атомов давление в потоке гелия поддерживалось на уровне $5 \cdot 10^{-2} - 1 \cdot 10^{-1}$ мм рт. ст., что требовало применения двухроторного насоса Рутса [8.93] с быстротой откачки 500 л/с.

Все изменения по сравнению с установкой, изображенной на рис. 5.26, сделаны с целью оптимизации поляризации пучка электронов. СВЧ-разряд был использован в связи с тем, что при этом в послесвечении атомов, находящихся в синглетном (2^1S_0) состоянии, намного меньше атомов в триплетном (2^3S_1) состоянии. Тем самым сводится к минимуму число неполяризованных электронов, образующихся при хемоионизации атомов в синглетном состоянии. Расстояние между СВЧ-резонатором и отверстием, через которое выводятся поляризованные электроны, было достаточно большим, так что электроны, образовавшиеся в области разряда, не давали существенного вклада

в ток пучка. В качестве газов-реагентов особенно подходили такие молекулярные газы, как N_2 и CO_2 , поскольку они имеют большие сечения хемоионизации, а также вращательного и колебательного возбуждения под действием электронов малых энергий. Скорость образования электронов в результате хемоионизации была примерно в 100 раз больше, чем в результате столкновений метастабильных атомов гелия между собой, а быстрая термализация электронов за счет колебательного и вращательного возбуждения молекул уменьшала энергетический разброс в пучке до величины, не превышающей 0,15 эВ.

Из табл. 8.1 видно, что этот источник может давать пучок со значительным током и высокой поляризацией. Поскольку в показанной на схеме установке поляризация сильно падала при токах пучка выше 1 мкА, с целью оптимизации поляризации при высоких токах была разработана другая установка с модифицированной проточной трубкой. Вторая строка в табл. 8.1 относится к этой последней конструкции. Все данные получены с использованием CO_2 в качестве реагента. В установке, изображенной на рис. 8.13, образуется поперечно поляризованный пучок электронов. В более раннем варианте [8.32], когда направление света накачки было повернуто на 90° вокруг оси трубки, создавался продольно поляризованный пучок. Сравнение данного источника с другими, приведенными в табл. 8.1, показывает, что он действительно хорош по всем параметрам.

Источник, обеспечивающий высокую поляризацию, малый энергетический разброс и очень малый эмиттанс, был создан на основе автоэлектронной эмиссии из ферромагнетика EuS [8.36]. Схема установки изображена на рис. 7.8. Характеристики источника, приведенные в табл. 8.1, в особенности энергетический разброс ($< 0,1$ эВ), очень сильно зависят от условий отжига эмиттерного острия. Только отжиг при температуре 840 К в течение не более 1 с позволял получить узкое энергетическое распределение пучка. Поэтому для данного источника, требующего применения низких температур и сверхвысокого вакуума, необходима тщательная проработка технологии создания оптимальной структуры вольфрамовых острий с покрытием из EuS. Чтобы достаточно намагнитить острие из EuS и таким образом задать направление поляризации эмиттируемых электронов, необходимо магнитное поле около 5 мТл. Обращение поляризации достигается путем повышения температуры выше точки Кюри с последующим охлаждением в поле противоположного направления. В данном источнике отсутствует упоминавшееся выше (см. стр. 308) ухудшение эмиттанса из-за магнитного поля, так как электроны, испускаемые тонким острием, образуются очень близко к оси и влияние искривления далеких от оси траекторий в магнитном поле незначительно.

Указанное влияние магнитного поля на качество пучка имеется, однако, в случае фотоэмиссии из ферромагнитных материалов типа EuO (см. разд. 7.1.1). При этом приходится либо уменьшать ток источника, используя только малую область вблизи центра фотокатода, либо мириться с большим эмиттансом ra [8.37].

Такой проблемы не существует в случае фотоэмиссии из немагнитных материалов под действием циркулярно поляризованного света (см. разд. 7.2), где для создания поляризации не требуется магнитное поле. Чаще всего из источников поляризованных электронов подобного типа применяется источник на основе фотоэмиссии из GaAs, используемый во многих лабораториях [8.38]. Для примера на рис. 8.14 изображен источник, менее сложный, нежели в случае экспериментов в области физики высоких энергий [8.39, 40]; он столь прост по конструкции, что может быть изготовлен в любой лаборатории без слишком больших усилий.

Кристалл GaAs закреплен в молибденовом держателе и находится в сверхвысоком вакууме. Для очистки его можно нагревать до температуры 650° , близкой к температуре плавления GaAs. Путем обработки поверхности GaAs с проводимостью *p*-типа (легирован примесью 10^{19} см $^{-3}$ цинка) цезием и кислородом достигается состояние отрицательного электронного сродства, когда нижний край зоны проводимости лежит выше уровня вакуума и фотовозбужденные поляризованные электроны могут выйти в вакуум. Этим процессом активирования, который контролируется путем измерения фототока с катода, в конечном счете и определяются ток и поляризация пучка от источника.

В связи с тем что поляризованная фотоэмиссия из кристалла GaAs используется многими группами исследователей, существует несколько вариантов таких источников. Используются как GaAs, так и GaAsP (например, в источнике, изображенном на рис. 8.14), поскольку, изменяя материал катода, можно сдвигать положение максимума зависимости $P(h\nu)$ (см. рис. 7.16) по шкале энергий $h\nu$ квантов света и выбрать такие условия, чтобы оно было близко к подходящей лазерной линии. Так, например, ширина запрещенной зоны $\text{GaAs}_{0,62}\text{P}_{0,38}$ равна 1,82 эВ и длина волны $\lambda = 633$ нм излучения He—Ne-лазера близка к значению λ , соответствующему максимуму зависимости $P(\lambda)$ [8.42, 43]. Существуют разные способы очистки (например, скол в вакууме [8.44]) и активирования поверхности эмиттера, а также разные варианты работы источника. Катод может работать не только при комнатной температуре, но и при температуре жидкого азота, что приводит к небольшому увеличению поляризации [8.38, 45]. Однако во всех без исключения случаях необходим вакуум не ниже 10^{-10} мм рт. ст. Для обращения

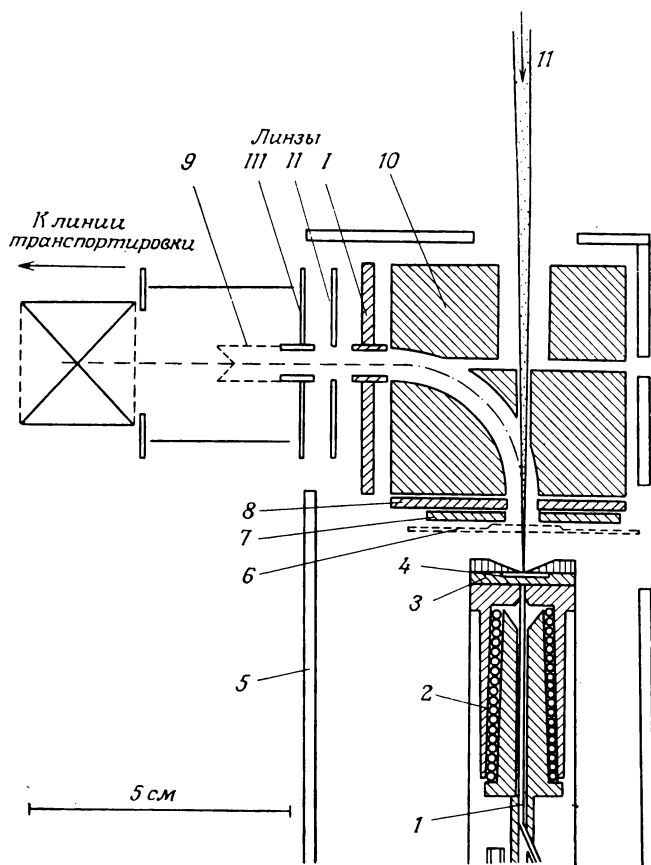


Рис. 8.14. Источник поляризованных электронов на основе фотоэмиссии из GaAs [8.41]. 1 — термопара; 2 — съемный коаксиальный нагреватель; 3 — молибденовый держатель кристалла; 4 — кристалл GaAsP; 5 — корпус; 6 — цезиевый диспенсер; 7 — «цилиндр» Венельта; 8 — анод; 9 — выдвижной цилиндр Фарадея; 10 — сферический дефлектор; 11 — циркулярно поляризованный луч Kr^{+} -лазера.

поляризации требуется изменять спиральность циркулярно поляризованного света при помощи пластинки $\lambda/4$ или ячейки Поггеля. Преобразование поляризации из продольной в поперечную производится с помощью 90-градусного электростатического дефлектора.

Источники, созданные разными исследовательскими группами, немного различаются по максимальной поляризации, квантовому выходу, фотопорогу и по характеру зависимости $P(\lambda)$.

Установлено также, что результаты зависят от ориентации поверхности кристалла GaAs. Данные, приведенные в таблице для импульсного источника, взяты из работы [8.46], однако источник такого типа постоянно совершенствуется [8.39, 40], тогда как для источника, работающего в непрерывном режиме, приведены типичные результаты, полученные в нескольких группах. Значения того или другого параметра могут быть и более высокими. Фототок обычно уменьшается от первоначального значения с постоянной времени от 10 до 100 ч в зависимости от материала катода и от состава остаточного газа в установке. Однако квантовый выход может быть восстановлен путем повторного цезирования. Время жизни катода уменьшается при увеличении тока пучка. Отличительной особенностью источника с использованием GaAs является очень узкое энергетическое распределение пучка, причем в данном случае этот параметр лучше, чем в обычных термоэлектронных источниках неполяризованных электронов. Так, путем подходящего выбора небольшого отрицательного электронного сродства в работе [8.47] был получен пучок с разбросом 31 мэВ и током 1 мкА при энергии фотонов, чуть большей ширины запрещенной зоны GaAs, причем катод подерживался при температуре жидкого азота.

Несмотря на ограниченную поляризацию ($\sim 40\%$), в настоящее время источник на основе GaAs является, по-видимому, наиболее подходящим в большинстве случаев, поскольку он обладает хорошими характеристиками и может быть достаточно быстро изготовлен при не очень больших затратах труда. Следует, конечно, пытаться увеличить поляризацию или ток (либо и то и другое), и к тому же есть надежда на успех в поиске материалов, дающих большую, чем GaAs, поляризацию пучка электронов [8.39, 48—50].

В заключение отметим значительный прогресс в области создания интенсивных источников поляризованных электронов. После длительного периода использования громоздких источников поляризованных электронов в последние годы сделан резкий скачок. К тому же продолжают работы по совершенствованию параметров источников.

Задача 8.2. Покажите, что выражение для яркости (т. е. плотности тока в единичный телесный угол) дается формулой (8.19), если апертура электронного пучка невелика.

Решение.

$$b = \frac{i}{\Omega} = \frac{I}{\pi r_0^2 \int_0^{\alpha_0} \sin \alpha \, d\alpha} = \frac{I}{\pi^2 r_0^2 \alpha_0^2}, \quad \text{если } \sin \alpha \approx \alpha.$$

Задача 8.3. Проверьте сведения о качестве пучка, приведенные в табл. 8.1, вычислив q по формуле (8.21).

Решение. Округленные значения q для источников в порядке следования их в таблице таковы:

$q = 10^{-4}$; 10^{-4} ; $3 \cdot 10^{-4}$; $4 \cdot 10^{-4}$; $6 \cdot 10^{-4}$; 0,2; 50; $2 \cdot 10^7$; $3 \cdot 10^2$; $3 \cdot 10^{-3} \text{ А}^{-2} \text{ ср}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-1}$. Не следует рассматривать эти значения как абсолютную меру при сравнении источников, поскольку в каждом конкретном случае могут быть существенны характеристики, не учтенные в величине q (например, стабильность, надежность, легкость и быстрота обращения поляризации, изменение пучка при таком обращении). Если подходить к этим цифрам слишком серьезно, то можно сделать вывод, что даже при поляризации 0,01 автоэмиссионный источник ($q \approx 10^{-1} \text{ А}^{-2} \text{ ср}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-1}$) лучше всех других источников. Ясно, что критерий качества может служить только для примерной оценки источника.

8.3. Эксперименты по измерению аномального магнитного момента электрона. Электронный мазер

Эксперименты по изучению прецессии спина с использованием поляризованных электронов позволили получить очень точное значение аномального магнитного момента свободных электронов. Наиболее точно аномальный g -фактор был измерен методом, использующим резонансные переходы между уровнями Ландау с разной ориентацией спинов. Разделение уровней Ландау с заданным направлением спина в неоднородном магнитном поле приводит к образованию поляризованных электронов, и на основе этого может быть создан перестраиваемый мазер для миллиметрового диапазона длин волн.

Одним из наиболее впечатляющих экспериментов, выполненных за последнее время с использованием поляризованных электронов, является прецизионное измерение магнитного момента свободных электронов [8.51].

В соответствии с теорией Дирака (см. разд. 3.1) магнитный момент μ электрона равен $-\mu_B$, где $\mu_B = e\hbar/2mc$. Следовательно, g -фактор, который определяется как

$$g = \frac{-\mu/\mu_B}{s} \quad (8.22)$$

(s — спиновое квантовое число, равное $1/2$), равен двум. Выполненное в 1947 г. измерение сдвига уровней тонкой структуры $2^2S_{1/2}$ и $2^2P_{1/2}$ водорода и дейтерия (лэмбовского сдвига), показало, что g -фактор слегка отличается от двух и, следовательно, теория Дирака дает не совсем удовлетворительные результаты. Это явилось одним из стимулов развития квантовой электродинамики, которая предсказывает значение g -фактора

$$g = 2(1 + a) \quad (8.23)$$

с аномалией [8.52]

$$a = 0,5 (\alpha/\pi) - 0,328479 (\alpha/\pi)^2 + (1,1765 \pm 13) (\alpha/\pi)^3 - \dots = \\ = 1\,159\,652,4 \cdot 10^{-9}, \quad (8.24)$$

причем погрешность здесь содержится только в последней цифре (α — постоянная тонкой структуры). Прецизионное измерение g -фактора позволяет проверить выводы квантовой электродинамики. Особый интерес представляют (очень малые) члены высших порядков в разложении a по степеням α/π , так как лишь в них должны проявляться небольшие неточности теории. Определение величины этих членов должно было показать, требуется ли дальнейшее уточнение теории. Именно поэтому желательно как можно точнее измерять g -фактор.

Метод, дающий чрезвычайно точные результаты, основан на принципе, о котором говорилось в разд. 8.1.1. А именно, если пучок поляризованных электронов движется по круговой траектории (см. рис. 8.2, б), то поляризация периодически преобразуется из продольной в поперечную и наоборот. Как мы уже видели, это объясняется тем, что, поскольку $|\mu| > \mu_B$, частота прецессии спинов [формула (8.3)]

$$\omega_p = \frac{eB}{mc} \left(\frac{1}{\gamma} + a \right)$$

немного больше циклотронной частоты [формула (8.2)]

$$\omega_c = \frac{eB}{m\gamma c}.$$

Следовательно, изменение характера поляризации (продольная — поперечная) определяется разностной частотой

$$\omega_D = \omega_p - \omega_c = a \frac{eB}{mc}. \quad (8.25)$$

Таким образом, измеряя частоту ω_D , можно определить аномалию a , если известно поле B . Большим преимуществом метода, повышающим точность измерения, является то, что измеряется не сам g -фактор, а непосредственно малая аномалия a .

Схема такого эксперимента представлена на рис. 8.15. В магнитное поле инжектируется короткий ($\sim 10^{-7}$ с) импульс поляризованных электронов. Одновременно включается таймер. В течение определенного времени T электроны циркулируют в магнитном поле и их поляризация периодически превращается из продольной в поперечную и наоборот. По истечении времени циркуляции T , которое измеряется таймером, электроны инжектируются в моттовский детектор, где анализируется их поляризация. Амплитуда импульса в моттовском детекторе зависит от состояния поляризации пучка. При поперечной поляризации,

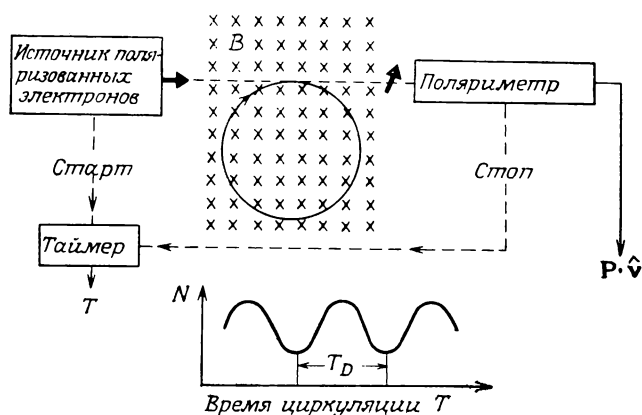


Рис. 8.15. Схема эксперимента с поляризованными электронами для измерения величины $g-2$ методом прецессии.

когда $\mathbf{p} \cdot \mathbf{v} = 0$, интенсивность рассеяния максимальна или минимальна в зависимости от того, параллелен или антипараллелен вектор \mathbf{P} нормали к плоскости рассеяния. Эта асимметрия обсуждалась в разд. 3.1.1 [формула (3.70)]. В случае продольной поляризации измеряется среднее значение интенсивности рассеяния. Если описанную только что процедуру измерений повторять при разных временах циркуляции T , то мы получим синусоидальную зависимость (рис. 8.15) $N(T)$, где N — число рассеянных электронов, зарегистрированных в моттовском детекторе:

$$N \sim I(\theta) [1 + S(\theta) P \sin \varphi_D],$$

причем φ_D — угол между векторами поляризации \mathbf{P} и скорости \mathbf{v} . Поскольку $\varphi_D = \omega_D T + \varphi_0$ [величина $\varphi_0 = \varphi_D (T=0)$ зависит от типа используемого источника поляризованных электронов], измерение полного периода этой синусоидальной зависимости дает разностную частоту

$$\omega_D = 2\pi/T_D, \quad (8.26)$$

где T_D (рис. 8.15) — время, за которое вектор поляризации делает один лишний (по сравнению с вектором скорости) оборот. Зная T_D , можно по формуле (8.25) вычислить аномалию a .

Общее представление о реальной экспериментальной установке дает рис. 8.16. Поляризованные электроны получают за счет рассеяния пучка на золотой фольге. При энергии электронов порядка 100 кэВ их поляризация составляет примерно 20 %. Коллиматором выделяется пучок, идущий не точно под углом 90° , а под таким углом, что пучок имеет небольшую про-

дольную компоненту импульса, и поэтому электроны движутся по спирали с углом подъема порядка 1° . По мере роста числа оборотов вектора поляризации уменьшается ошибка измерения T_D , поскольку для определения T_D можно использовать все большее число периодов оборота. Поэтому важно как можно дольше держать электроны в магнитном поле. Это достигается с использованием цилиндрических электродов, показанных на рис. 8.16. В тот момент, когда в процессе дрейфа электроны оказываются в зазоре между цилиндрами, кратковременно создается тормозящее поле, что приводит к значительному уменьшению скорости электронов вдоль оси и предотвращает их уход из магнитного поля. Электроны удерживаются также за счет небольшой неоднородности магнитного поля, так как при этом существует компонента поля, препятствующая их уходу за пределы поля (так называемая «магнитная бутылка»). Таким образом создаются условия стабильного движения электронов по спирали в области всей ловушки.

Через несколько миллисекунд (что соответствует нескольким миллионам оборотов и нескольким тысячам периодов T_D) между цилиндрами кратковременно создается ускоряющее поле, в результате чего электроны приобретают вдоль оси скорость, достаточную для ухода из магнитного поля и попадания в мотовский детектор.

Для прецизионного измерения аномалии a недостаточно обеспечить только как можно более точное определение периода T_D . Из формулы (8.25) следует, что должны быть так же точно известны магнитное поле и его локальные вариации. Кроме того, на измеряемую частоту влияют паразитные электрические поля, которые могут возникать из-за контактной разности потенциалов, статических зарядов или пространственного заряда пучка.

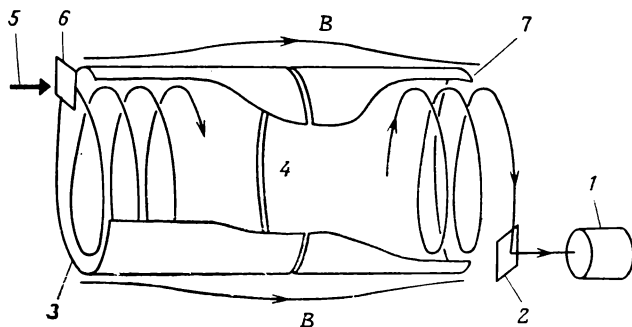


Рис. 8.16. Эксперимент с поляризованными электронами для измерения величины g — 2 методом прецессии [8.53]. 1 — детектор; 2 — анализаторная фольга; 3 — входной цилиндр; 4 — область дрейфа; 5 — неполяризованные электроны; 6 — поляризаторная фольга; 7 — выходной цилиндр.

Хотя эти поля и малы, ими определяется погрешность в последних значащих цифрах экспериментального значения

$$a = (1\,159\,656,7 \pm 3,5) \cdot 10^{-9}.$$

Такая точность ($\sim 3 \cdot 10^{-6}$) определения аномалии соответствует почти в 1000 раз более высокой ($\sim 4 \cdot 10^{-9}$) точности определения g -фактора. Эта точность достижима только потому, что здесь измеряется не сам g -фактор, как в случае обычных спин-резонансных методов, а непосредственно малая разность $g - 2$. Сравнение полученного значения с (8.24) показывает, что данные эксперимента очень хорошо согласуются с предсказаниями квантовой электродинамики.

Рассмотренная методика успешно применялась и для исследования других элементарных частиц. Так, например, в ЦЕРНе был выполнен эксперимент такого же типа по определению g -фактора свободных мюонов. При этом пучок поляризованных мюонов с энергией несколько гигаэлектронвольт инжектировался в накопительное кольцо [8.54].

Прецизионные измерения аномального магнитного момента электрона проводятся также с применением СВЧ-техники. Мы рассмотрим основную идею опыта, выдвинутую Блохом [8.55].

В нерелятивистском случае энергия свободного электрона, движущегося в однородном магнитном поле $\mathbf{B} = B\hat{\mathbf{e}}_z$, равна

$$E = \frac{p_z^2}{2m} + \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_0 \pm \mu B, \quad (8.27)$$

где ω_0 — циклотронная частота (8.2) при $\gamma = 1$. Первый член в этом уравнении соответствует свободному движению электрона в направлении оси z , а второй — циклотронному движению в магнитном поле (его можно представить в виде гармонических колебаний с частотой ω_0 в двух взаимно перпендикулярных направлениях); последний член — энергия при двух возможных ориентациях магнитного момента μ в магнитном поле. Строгий вывод выражения (8.27) можно найти в книге Ландау и Лифшица [8.56].

Учитывая выражения (8.2, 22, 23), из (8.27) получаем формулу для уровней энергии электронов:

$$E - \frac{p_z^2}{2m} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_0 \mp \frac{1}{2} g \mu_B B = \left(n + \frac{1}{2} \mp \frac{1+a}{2}\right) \hbar \omega_0.$$

На рис. 8.17 представлены эти уровни для наименьших чисел n . При соответствующих сверхвысоких частотах могут происходить переходы между ними. При частоте ω_0 имеем переходы с $\Delta n = \pm 1$ между различными циклотронными уровнями. Переходы с частотой $(1+a)\omega_0$ приводят к переворачиванию спина

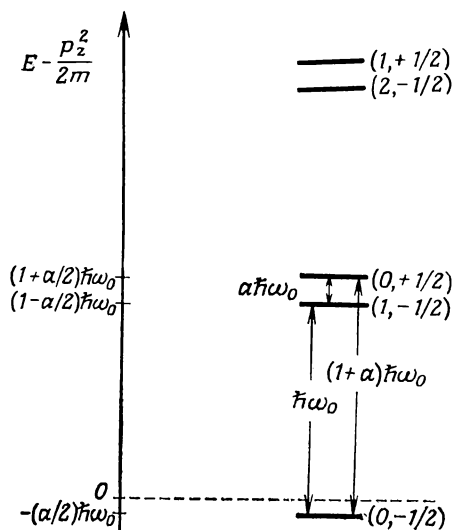


Рис. 8.17. Нижние уровни Ландау для электрона (масштаб не соблюдается).

без изменения циклотронной орбиты ($\Delta l = 0$), а переходы с частотой $a\omega_0$ — к переворачиванию спина и изменению орбиты движения. Аномалию можно определить, измерив эти частоты, т. е. найдя отношение $(1 + a)\omega_0/a\omega_0$.

Переходы между уровнями можно наблюдать только тогда, когда последние имеют разные заселенности. Расстояния между уровнями даже в сильных магнитных полях очень малы по сравнению с типичной шириной энергетического распределения пучка электронов ($\mu_B B \approx 6 \cdot 10^{-5}$ эВ при $B = 1$ Тл). Поэтому разность заселенностей различных уровней обычно очень мала. Сильно различающиеся заселенности можно получить, если использовать пучок поляризованных электронов, поскольку при этом состояния со спином вверх и спином вниз ($+1/2$ и $-1/2$ на рис. 8.17) заселены по-разному.

Поясним на примере, как эту идею можно реализовать на практике. В установке, изображенной на рис. 8.18, на электрическое поле, создаваемое квадруполем, наложено постоянное магнитное поле, и поэтому движение электронов ограничено и вдоль радиуса, и вдоль оси [8.57]. С помощью термокатода за пределами ловушки создается импульсный пучок электронов, который проходит через ловушку и ионизует там молекулы остаточного газа, в результате чего в ловушке образуются медленные электроны.

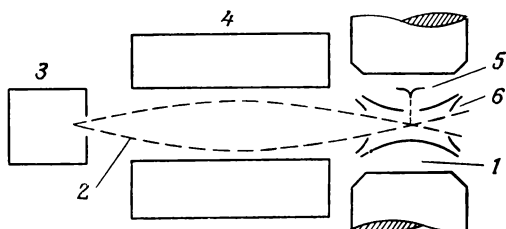


Рис. 8.18. Резонансный эксперимент с поляризованными электронами для измерения величины $g-2$ [8.57]. 1 — область однородного поля; 2 — атомный пучок Na; 3 — термический источник атомного пучка; 4 — шестипольный магнит; 5 — электронная пушка; 6 — электронная ловушка.

За счет обмена при столкновениях с поляризованными атомами натрия, которые также проходят через ловушку, удерживаемые в ней свободные электроны приобретают поляризацию вдоль магнитного поля. Это означает, что достигается разная заселенность уровней Ландау для случаев спина вверх и спина вниз, а потому под действием излучения с вышеуказанными частотами возможны переходы между ними. При таких переходах уменьшается разница заселенностей и, следовательно, падает поляризация электронов. Это уменьшение поляризации используется для обнаружения процессов с переворачиванием спина, т. е. для определения частоты, соответствующей данным переходам.

Для обнаружения уменьшения поляризации электронов авторы работы [8.57] воспользовались тем обстоятельством, что сечение неупругого рассеяния поляризованных электронов поляризованными атомами натрия зависит от взаимной ориентации их спинов. Детально этот вопрос обсуждался в гл. 4. Из соотношений, полученных там, следует, что сечение Q' возбуждения 2P -состояния равно

$$Q' = \frac{1}{4} Q^s + \frac{3}{4} Q^t - \frac{1}{4} (Q^s - Q^t) P_e P_A \quad (8.28)$$

(см. задачу 8.4). Здесь Q^s и Q^t — сечения возбуждения для антисимметричного (синглетного) и симметричного (триплетного) спиновых состояний двух сталкивающихся электронов, проинтегрированные по телесному углу; P_e и P_A — поляризации электронов и атомов.

В рассматриваемом эксперименте главной причиной потери энергии электронами является возбуждение 3^2P -состояния. Поэтому скорость, с которой теряют энергию электроны при столкновениях с атомами Na, определяется сечением данного процесса. Следовательно, в соответствии с формулой (8.28) скорость потери энергии электронами зависит от их поляризации.

Таким образом, контроль за энергетическим распределением электронов позволяет регистрировать уменьшение P_e , вызванное переходами с переворачиванием спина. Особенность методики заключалась в том, что запирающее напряжение понижалось на определенную величину. При этом электроны, которые могли преодолеть потенциальный барьер, покидали ловушку. Измерение числа электронов, оставшихся в ловушке, давало искомую информацию о поляризации. В конце цикла ловушка очищалась путем подачи импульса отрицательного напряжения перед очередным импульсом следующего цикла измерений.

Определение аномалии a по отношению частот $(1+a)\omega_0$ и $a\omega_0$ возможно только в том случае, когда на магнитное поле не наложено электрическое поле. На самом деле необходимо учитывать влияние квадрупольного электрического поля, использовавшегося в ловушке. В нашей формуле это не учтено. Такую коррекцию можно осуществить довольно легко, поскольку сдвиг частоты, вызванный этим полем, можно рассчитать теоретически и проверить экспериментально.

Погрешность определения аномалии a в данном эксперименте определяется точностью измерения резонансных частот, т. е. шириной резонансных линий. Кроме того, сказывается и неточность коррекции, учитывающей электрическое поле, вызванное пространственным зарядом в ловушке. Погрешность результата составляла $2,6 \cdot 10^{-2} \%$, что хуже, чем в эксперименте, основанном на прецессии спинов.

Сильно повысить точность данного метода удалось авторам пионерной работы с применением резонансной техники [8.58], осуществившим несколько вариантов таких экспериментов. Им удалось запереть в ловушке всего один электрон, измерить его циклотронную частоту и разницу между частотой, соответствующей переворачиванию спина, и циклотронной частотой [8.59]. Работа с одним электроном дает то преимущество, что при этом отсутствует пространственный заряд других электронов, вызывающий электрическое поле, которое влияет на движение электрона и сдвигает резонансную частоту. Отметим, что в случае одного электрона не нужно создавать спиновую поляризацию, т. е. разницу заселенностей между спиновыми уровнями, поскольку одиночный электрон всегда «полностью поляризован» (хотя, строго говоря, к одному электрону неприменимо понятие спиновой поляризации, введенное для ансамбля электронов). В связи с этим в нашей книге о поляризованных электронах мы не будем детально обсуждать эксперименты с одиночными электронами. Отметим, однако, необычайную точность результата: $a = (1\,159\,652\,200 \pm 40) \cdot 10^{-12}$.

Сравнение этого численного результата, который был получен для медленных электронов, с значением, полученным

методом прецессии в ГэВ-диапазоне энергий [8.60], дает возможность точной экспериментальной проверки специальной теории относительности, так как оба эксперимента должны дать один и тот же результат.

Условия, удобные для проведения резонансных экспериментов, можно создать, разделяя электроны, находящиеся в разных состояниях Ландау, и создавая тем самым различие заселенностей. Этого можно достичь при помощи неоднородных магнитных полей. Мы видим, что самое нижнее состояние ($0, -1/2$) на рис. 8.17 является парамагнитным — его энергия уменьшается в магнитном поле. Поэтому электроны, находящиеся в данном состоянии, в неоднородном магнитном поле движутся в область более сильного поля. Электроны же, находящиеся во всех других состояниях, движутся в область слабого поля, поскольку они ведут себя как диамагнетики (в магнитном поле их энергия увеличивается).

Следовательно, для селекции диамагнитных состояний Ландау может быть использована магнитная бутылка типа показанной (в связи с другим экспериментом) на рис. 8.16. Электроны, находящиеся в этих состояниях, отражаются от обоих концов бутылки к ее середине и, следовательно, остаются в бутылке. Электроны же, находящиеся в парамагнитном основном состоянии, движутся к концам бутылки и затем попадают на стенки камеры. Следует, однако, иметь в виду, что изменение магнитного поля на 2 кГс соответствует изменению энергии самого нижнего диамагнитного состояния примерно на 10^{-5} эВ (энергия основного парамагнитного состояния изменяется только на $\sim 10^{-8} \text{ эВ}$). Следовательно, магнитное поле с градиентом $0,2 \text{ Тл}$ может препятствовать уходу электронов в таком состоянии только в том случае, если кинетическая энергия их движения вдоль оси ниже 10^{-5} эВ . Для более высоковольтных состояний этот предел соответственно выше.

Данная методика, позволяющая измерять магнитный момент путем исследования резонансных переходов на незаполненный парамагнитный уровень, открывает еще и другие возможности. Уменьшая, как это только что было описано, заселенность основного состояния в магнитной бутылке, можно достичь инверсии заселенности и создать условия, необходимые для работы мазера. За счет вынужденных переходов в радиочастотном диапазоне может происходить усиление энергии в этом диапазоне. Таким образом, мы будем иметь мазер, дающий излучение с частотой порядка 50 ГГц . Его легко перестраивать, изменяя расстояния между уровнями путем изменения магнитного поля.

Группе в Станфорде [8.61] удалось выделить электроны в основном состоянии следующим образом. Источник электронов

находится в неоднородном магнитном поле, которое уменьшается в направлении движения электронов. От максимального значения индукции 0,6 Тл около источника оно изменяется до 0,4 Тл, а далее однородно. В этой области однородного поля протяженностью приблизительно 1 м проводятся измерения времяпролетным методом. Электроны, находящиеся в парамагнитном основном состоянии, замедляются в неоднородном магнитном поле, а электроны, находящиеся в диамагнитных высоких состояниях, ускоряются. При уменьшении поля примерно на 0,2 Тл электроны, находящиеся в основном состоянии, в процессе замедления теряют энергию только порядка 10^{-8} эВ. Энергия же электронов, находящихся в высоких состояниях, увеличивается при ускорении по крайней мере на 10^{-5} эВ. Электроны с энергией 10^{-5} эВ проходят через область дрейфа протяженностью 1 м примерно за 0,5 мс. Таким образом, все электроны, для которых время дрейфа значительно больше, должны находиться в основном состоянии. Следовательно, электроны, находящиеся в основном состоянии, можно идентифицировать по времени их пролета. Чтобы отобрать поляризованные электроны для дальнейших экспериментов, необходимо использовать только те электроны, которые еще находятся в области дрейфа спустя более чем 1 мс после того, как импульс электронов вышел из источника.

В данном эксперименте можно, конечно, разделить только те электроны, находящиеся в основном состоянии, тепловая энергия которых не настолько велика, чтобы позволить им пройти область дрейфа за время, меньшее 1 мс. Поскольку в среднем тепловая энергия использовавшихся электронов была равна примерно 0,5 эВ, это условие выполнялось только для очень небольшого числа электронов (~ 1 электрон/импульс) на нижней границе теплового энергетического распределения.

Не вдаваясь более глубоко в многочисленные экспериментальные трудности, упомянем лишь, что существенной проблемой является также подавление паразитных электрических полей. Контактные разности потенциалов были скомпенсированы до такой степени, что они не оказывали существенного влияния на движение электронов с энергией 10^{-8} эВ вдоль оси. Авторам указанной работы действительно удалось зарегистрировать электроны, находящиеся в основном состоянии.

Из этих примеров видно, что можно проводить очень интересные, хотя и трудные, эксперименты с использованием поляризованных электронов, находящихся на разных уровнях Ландау.

Задача 8.4. В работе [8.57] приводится формула (8.28) для полного сечения возбуждения состояния ^{32}P при столкновениях поляризованных электронов

с поляризованными атомами Na. Выведите эту формулу, исходя из результатов, имеющих в гл. 4.

Решение. Будем исходить из выражения (4.36) для дифференциального сечения, полученного в случае упругого рассеяния. Если ввести обозначения

$$\sigma^s = |f + g|^2, \quad \sigma^t = |f - g|^2, \quad (8.29)$$

то сечение (4.36) можно записать в виде

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{4} \sigma^s + \frac{3}{4} \sigma^t - \frac{1}{4} (\sigma^s - \sigma^t) P_e P_A. \quad (8.30)$$

При этом мы воспользовались формулой (4.14) и равенством

$$|f|^2 + |g|^2 - |f - g|^2 = fg^* + f^*g = \frac{1}{2} (|f + g|^2 - |f - g|^2);$$

величина P_e — компонента поляризации электронов в направлении атомной поляризации. В случае неупругих процессов, приводящих к заселению подуровня $m_i = i$ ($i = 0, \pm 1$), имеем

$$\sigma_i^s = \frac{k'}{k} |f_i + g_i|^2, \quad \sigma_i^t = \frac{k'}{k} |f_i - g_i|^2$$

(см. разд. 4.5.2).

Тогда дифференциальное сечение возбуждения P -состояния дается формулой (8.30), в которой

$$\sigma^s = \frac{k'}{k} \sum_{i=-1}^1 |f_i + g_i|^2, \quad \sigma^t = \frac{k'}{k} \sum_{i=-1}^1 |f_i - g_i|^2.$$

Таким образом, формула (8.28) получается путем интегрирования выражения (8.30) в соответствии с определением (4.59б).

8.4. Физика высоких энергий

Эксперименты с использованием поляризованных электронов в области высоких энергий явились строгой количественной проверкой теоретических партонных моделей и убедительно показали, что при рассеянии электронов четность не сохраняется.

Применение поляризованных электронов открывает также новые возможности в физике высоких энергий. При описании рассеяния электронов в ГэВ-диапазоне, в котором и работают большие ускорители электронов, атомное ядро уже нельзя рассматривать как точечный заряд. Его конечный размер приобретает важное значение. Данные экспериментов по рассеянию электронов позволяют определить распределение плотности заряда в ядре. При этих энергиях важную роль в процессе рассеяния играет также взаимодействие между магнитными моментами электронов и ядер. Одним из следствий этого оказывается то, что сечение рассеяния зависит от взаимной ориентации спинов электронов и ядер. При рассеянии поляризованных электронов на поляризованных ядрах интенсивности рассеяния разные,

когда их спины параллельны и антипараллельны друг другу. Как и в случае атомов (гл. 3 и 4), эта разница дает такую информацию о деталях структуры ядра, которая не может быть получена только путем исследования сечения рассеяния. Интерес к поляризации обусловлен и тем, что эффекты, вызываемые слабым взаимодействием, усиливаются при высоких энергиях. Измеряя амплитуды процессов с несохранением четности в экспериментах по исследованию поляризации на электрон-позитронных коллайдерах, можно изучать фундаментальные связи бозонов Z^0 и W^\pm .

К настоящему времени в физике высоких энергий проведено только несколько из предложенных экспериментов с поляризованными электронами. Мы не будем останавливаться на предложениях, не реализованных на практике (для ознакомления с ними порекомендуем недавний обзор [8.62]), а рассмотрим два эксперимента, выполненных в Станфордском центре линейных ускорителей.

Один из них имел целью изучение рассеяния электронов на протонах при малых параметрах удара, т. е. с большой передачей импульса. Такое глубоко неупругое рассеяние дает особо ценную информацию о структуре протона и его электромагнитном взаимодействии при высоких энергиях. Данные изучения рассеяния неполяризованных электронов из всех существующих моделей протона лучше всего согласуются с партонными моделями: электроны, по-видимому, рассеиваются на квазиточечных составляющих частях внутри протона.

В рассматриваемом эксперименте ставилась задача исследования спиновой зависимости глубоко-неупругого рассеяния продольно поляризованных электронов поляризованными протонами. Продольно поляризованные электроны использовались главным образом потому, что при высоких энергиях поперечные компоненты поляризации не дают большого вклада в эффекты, зависящие от спина. В эксперименте измерялась относительная разность дифференциальных сечений неупругого рассеяния при параллельной и антипараллельной ориентации спинов электронов и протонов. Такая асимметрия при глубоко-неупругом рассеянии была впервые предсказана Бьёркеном [8.63].

Теоретические результаты для асимметрии, полученные на основе различных моделей, сильно различаются. Партонные модели, основанные на разных предположениях о точечных зарядах внутри ядра (их число, спин, масса и т. д.; одна из наиболее известных — кварковая модель), предсказывают, что сечение при антипараллельных спинах электрона и протона должно быть больше, чем при параллельных спинах. Точные же значения асимметрии зависят от конкретной модели. Эксперимент дает информацию о распределении спина кварков внутри

протона и поэтому важен для проверки моделей структуры ядра [8.64].

Измерения были выполнены при первичной энергии 22,7 ГэВ и при нескольких дискретных значениях переданного 4-импульса [8.65, 66]. Использовался источник поляризованных электронов, основанный на фотоионизации пучка поляризованных атомов ${}^6\text{Li}$ и подробно описанный в разд. 8.2. Необработанные измеренные значения асимметрий составляли несколько десятых процента, что делало необходимым тщательное изучение ложных асимметрий. Экспериментальные данные соответствуют предсказаниям определенных кварк-партонных моделей, но сильно отличаются от предсказаний других теорий. Эксперименты оказались исключительно успешными несмотря на то, что из-за их сложности было получено не очень много данных о рассеянии поляризованных электронов. По-видимому, главные успехи еще впереди.

Из большого числа экспериментальных проблем, возникающих при высоких энергиях, мы рассмотрим только анализ поляризации, поскольку он представляет интерес в связи с нашей главной темой. Нельзя просто принимать, что поляризация электронов до и после ускорения одна и та же, так как, вообще говоря, на нее влияют ускоряющие электромагнитные поля. Чтобы убедиться в том, что деполяризация пренебрежимо мала, необходимо измерять поляризацию электронов высоких энергий. Для этого не подходит моттовское рассеяние, поскольку при таких энергиях оно не дает значительной асимметрии. Можно было бы использовать различие в сечениях упругого рассеяния поляризованных электронов на поляризованных протонах при параллельных и антипараллельных спинах частиц [8.67]. Если, выбрав соответствующим образом энергии и углы рассеяния, работать в области, где асимметрия практически не зависит от существующих неопределенностей в протонных формфакторах, то измерения поляризации электронов можно выполнить достаточно точно. В проведенных к настоящему времени экспериментах для анализа поляризации было использовано мёллеровское рассеяние на намагниченной железной фольге [8.68], которое рассматривалось в разд. 4.8.

Совсем не обязательно использовать поляризованные мишени в экспериментах с поляризованными электронами высоких энергий. Возможные вклады слабых (с нарушением четности) взаимодействий в рассеяние электронов высоких энергий, например, исследовались с использованием поляризованных электронов и неполяризованных протонов или дейтронов [8.46]. Этот эксперимент был проведен для проверки модели Вайнберга — Салама, объединяющей два фундаментальных взаимодействия. Один из выводов объединенной теории электромагнитных и сла-

бых взаимодействий состоит в том, что сечение рассеяния электронов определяется обоими взаимодействиями. Сечение неупругого рассеяния электронов на неполяризованной мишени содержит интерференционный (между амплитудами слабого и электромагнитного взаимодействий) член. Он зависит от спиральности падающего электронного пучка, что приводит к различию интенсивностей рассеяния пучков, поляризованных вдоль и против направления распространения. В предыдущих главах этой книги мы уже встречались с такими ситуациями, когда асимметрия поляризационных эффектов вызывается интерференцией амплитуд, описывающих разные процессы.

То, что сечение рассеяния на неполяризованной мишени зависит от спиральности электрона, говорит о нарушении сохранения четности, характерном для слабого взаимодействия. Рис. 8.19 поясняет основную идею эксперимента. Если обращение поляризации падающего пучка приводит к различию в интенсивностях рассеяния (на рисунке они изображены сплошной и штриховой линиями), то зеркальное отображение эксперимента отличается от того, что имеется в лаборатории, поскольку при отражении в плоскости рисунка изменяется только спиральность падающего пучка, но не интенсивность рассеяния. Следовательно, предполагая, что четность не сохраняется, мы получим разные результаты в лаборатории и в ее зеркальном отображении.

В рассматриваемом эксперименте пучок поляризованных электронов с энергией от 16,2 до 22,2 ГэВ рассеивался на неполяризованной дейтериевой (а позже водородной) мишени. Решающее значение для данного эксперимента имело создание интенсивного источника продольно поляризованного пучка электронов. Это был источник, основанный на фотоэмиссии из GaAs под действием циркулярно поляризованного света (см. разд. 8.2). Источником света служил лазер на красителях (длина волны $\lambda = 710$ нм), работавший в импульсном режиме, согласованном с режимом работы ускорителя (120 импульс/с, длительность импульса 1,5 мкс). Поляризация пучка составляла в среднем 37 % (определялась по мёллеровскому рассеянию), а интенсивность в районе мишени была равна $(1-4) \cdot 10^{11}$ электрон/им-

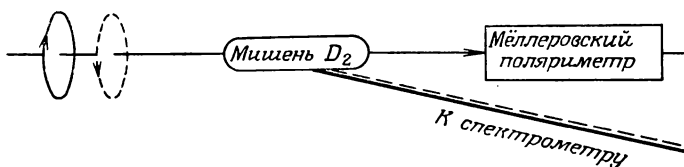


Рис. 8.19. Несохранение четности при неупругом рассеянии электронов. Зеркальное отражение приводит к изменению спиральности электронов и к различию интенсивностей рассеяния.

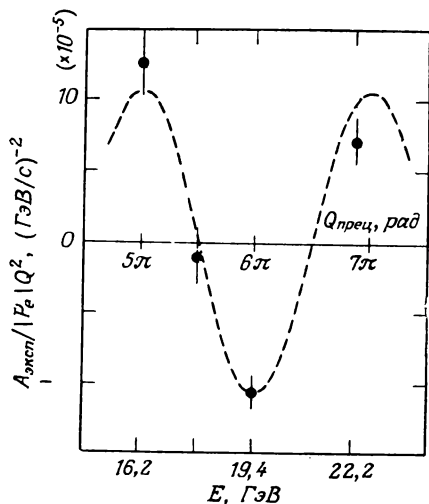


Рис. 8.20. Асимметрия при неупругом рассеянии электронов на неполяризованной мишени [8.46]. Штриховая линия — теоретическое изменение асимметрии по закону косинуса из-за изменения поляризации пучка при разных энергиях в результате $(g-2)$ -прецессии в системе транспортировки пучка. Теоретически асимметрия должна быть пропорциональна Q^2 (переданному 4-импульсу). Поэтому экспериментальные значения $A_{\text{эксп}}$ поделены на величину Q^2 , которая изменялась от 1,05 до 1,91 (ГэВ/с) 2 ; P_e — поляризация электронов.

пульс. Обращение спиральности электронов осуществлялось путем обращения циркулярной поляризации света.

Мишенью служила кювета с жидким дейтерием длиной 30 см. Электроны, рассеянные на угол 4° , попадали в спектрометр, настроенный на энергию, равную $\sim 80\%$ первичной. В счетчик попадало около 1000 электронов за импульс. Высокая интенсивность позволяла работать в режиме интегрирования, а не счета отдельных частиц.

Главной трудностью данного эксперимента, задача которого состояла в обнаружении интерференции между слабым и электромагнитным взаимодействиями, была малость асимметрии (рис. 8.20). Энергетическая зависимость, приведенная на рис. 8.20, объясняется тем, что направление поляризации электронов в районе мишени зависит от их энергии из-за прецессии спина в магнитном поле, отклоняющем пучок для вывода на мишень. Как уже говорилось в предыдущем разделе, наличие аномального магнитного момента у электрона приводит к прецессии его спина вокруг направления импульса с частотой [формула (8.25)]

$$\omega_D = \omega_p - \omega_c = a \frac{eB}{mc}.$$

Используя формулу (8.2), найдем, что угол поворота при такой прецессии равен

$$\theta_D = \frac{\omega_D}{\omega_c} \theta_c = a \gamma \theta_c = a \frac{E}{mc^2} \theta_c,$$

где θ_c — угол поворота импульса в поле отклоняющего магнита. В данном эксперименте $\theta_c = 24,5^\circ$, а поэтому

$$\theta_D = \frac{1,16 \cdot 10^{-3} E}{0,511 \text{ (МэВ)}} \frac{24,5}{180} \pi \text{ (рад)} = \frac{E \text{ (ГэВ)}}{3,237} \pi \text{ (рад)}.$$

При энергии 19,4 ГэВ = 6·3,237 ГэВ прецессия эквивалентна трем полным оборотам спинов, и поэтому в отклоняющем магнитном поле поляризация не изменяется. Если энергия возрастает (или уменьшается) на 3,237 ГэВ, то спины совершают 2,5 (или 3,5) оборота, что приводит к обращению поляризации пучка. Поскольку асимметрия рассеяния возникает только при наличии продольной поляризации, следует ожидать изменения асимметрии пропорционально $\cos E$, как это и показано на рис. 8.20. Соответствие экспериментальных данных ожидаемой зависимости от энергии рассматривается как весьма убедительное доказательство того, что наблюдаемые эффекты обусловлены поляризацией пучка. В подобном эксперименте, где необходима точность $\sim 1 \cdot 10^{-5}$ для количественного определения асимметрии порядка 10^{-4} , очень велика опасность влияния ложных асимметрий. Для надежного измерения незначительных асимметрий, приведенных на рис. 8.20, пришлось выполнить несколько проверок непротиворечивости и нулевых измерений, а также стабилизировать положение пучка, угол рассеяния и энергию при помощи микрокомпьютерной системы автоматического регулирования.

Наблюдаемая асимметрия не только показывает, что сечение рассеяния электронов содержит вклад, обусловленный слабым взаимодействием, но также дает его величину и позволяет определить единственный свободный параметр в теории Вайнберга — Салама.

Сейчас в связи с успешной работой ускорителей поляризованных электронов следует ожидать повышения интереса к этой области физики поляризованных электронов.

8.5. Электронная микроскопия

В настоящее время поляризация электронов не существенна в обычной трансмиссионной (просвечивающей) электронной микроскопии, но она может быть использована в растровой электронной микроскопии.

Все сказанное ранее о той роли, которую играет спиновая поляризация при дифракции и рассеянии электронов, говорит о

том, что поляризационные эффекты могут быть использованы и в электронной микроскопии. И в самом деле, среди физиков, впервые выполнивших количественные исследования поляризации электронов, были специалисты по электронной микроскопии. Хотя в обычной электронной микроскопии трудно указать возможности практического применения поляризационных эффектов, они могут быть использованы в растровой (сканирующей) электронной микроскопии.

Как хорошо известно, в обычном просвечивающем электронном микроскопе контраст изображения обусловлен рассеянием электронов на объекте. В принципе это рассеяние зависит от спина, но здесь спиновая зависимость незначительна, поскольку для уменьшения влияния аберрации линз приходится использовать малые угловые апертуры ($0,1$ — 1°). Электроны, рассеянные объектом на большие углы, не проходят через коллиматоры и, следовательно, не дают вклада в изображение. В связи с тем что электроны, дающие изображение, рассеиваются на малые углы, функция Шермана $S(0)$ практически равна нулю в области углов, используемых в обычной просвечивающей электронной микроскопии (см. разд. 3.6). Поэтому электроны, дающие вклад в изображение в обычном электронном микроскопе, практически полностью не поляризованы. По этой же причине будет пренебрежимо мала и лево-правая асимметрия, если в таком микроскопе использовать поляризованные электроны. Вклад любых возможных поляризационных эффектов значительно ниже 10^{-6} .

В обычной просвечивающей электронной микроскопии нельзя использовать и спиновую зависимость обменного рассеяния в магнитных материалах, которая рассматривалась в гл. 7. Поскольку в данном случае мы имеем дело с быстрыми электронами и малыми углами рассеяния, не должно быть сколько-нибудь заметных поляризационных эффектов.

Но зависящие от спина взаимодействия могут найти практическое применение в растровой электронной микроскопии, если использовать поляризацию обратно рассеянных и вторичных электронов. В том случае, когда в растровом микроскопе первичный пучок не поляризован, такая поляризация, если она вызвана спин-орбитальным взаимодействием, будет характерна для элементов с большим порядковым номером ядра Z в немагнитном образце [8.69—71]. Еще более интересным представляется исследование подобным методом магнитных материалов. В этом случае локальная намагниченность мишени сказывается на поляризации вторичных электронов [8.72]. Путём сканирования по поверхности (001) железа пучком электронов с энергией 10 кэВ с одновременным анализом поляризации вторичных электронов была получена картина структуры магнитных доме-

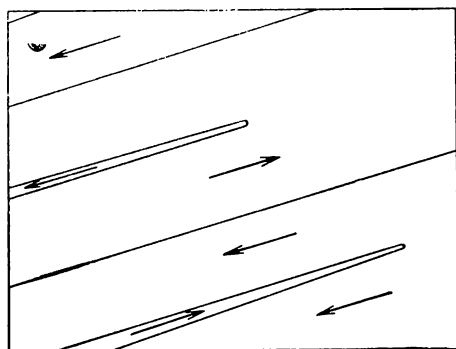
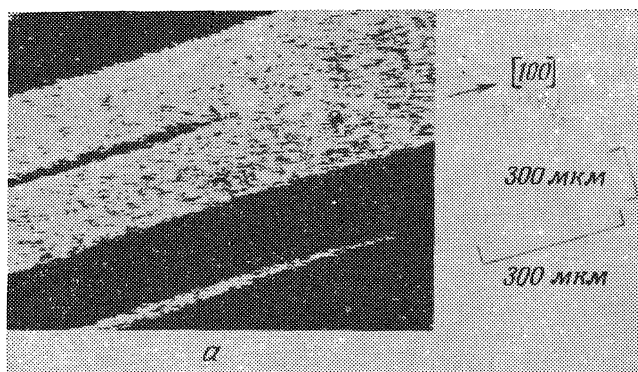


Рис. 8.21. *а* — магнитная доменная структура, выявленная на изображении поверхности (001) железа, полученном в растровом электронном микроскопе с использованием поляризованных электронов [8.73]; *б* — направление векторов намагниченности в доменах.

нов [8.73]. На рис. 8.21 показан этот впечатляющий результат, являющийся первым шагом в направлении микроскопии поляризованных электронов. В отличие от нормального изображения, даваемого электронным микроскопом, это изображение не зависит от топографии поверхности, поскольку оно получено путем измерения асимметрии (т. е. разности интенсивностей). В настоящее время разрабатывается растровый электронный поляризационный микроскоп с высоким пространственным разрешением [8.74].

Если в растровом электронном микроскопе первичный пучок поляризован, то можно обойтись без анализа поляризации эмиттированных электронов. Вместо этого зависящий от спина

контраст можно получить путем регистрации изменения интенсивности рассеянных назад электронов при обращении поляризации первичного пучка. В этом случае, однако, энергия пучка должна быть значительно меньше 1 кэВ, поскольку, если опираться только на асимметрию интенсивности обратно рассеянных электронов, надо быть уверенным, что доминирующую роль играет обменное рассеяние. Этого ограничения нет в методе, основанном на анализе поляризации вторичных электронов.

Последние достижения позволяют надеяться, что поляризационный электронный микроскоп, который до сих пор существовал только в воображении физиков, вскоре станет реальным прибором, позволяющим изучать магнитные структуры в области длин волн, меньших светового диапазона.

8.6. Рассеяние электронов на молекулах.

Почему природа не является зеркально-симметричной?

Электроны, рассеянные на атомах с большим зарядом ядра Z , входящих в молекулу, можно различить по их поляризации, что может облегчить анализ рассеяния электронов на молекулах. Можно надеяться, что изучение взаимодействия поляризованных электронов с некоторыми органическими молекулами даст ключ к пониманию причин «односторонности» природы. Отсутствие зеркальной симметрии оптически активных молекул должно приводить к слабым поляризационным эффектам, лежащим ниже порога чувствительности имеющейся в настоящее время аппаратуры.

Из всего, что было сказано о поляризации электронов, рассеянных на атомах и твердых телах, следует, что спиновая поляризация должна возникать и при рассеянии электронов на молекулах. Как показывают данные, приведенные на рис. 8.22, это и наблюдалось на опыте. Эти данные иллюстрируют общее правило — поляризация рассеянных электронов велика, если в состав молекулы входят атомы с большим зарядом ядра (иод и др.), для которых велико спин-орбитальное взаимодействие. Если в молекулу входят также и легкие атомы, то рассеянные на них электроны практически не поляризованы. Это имеет место, например, для металлоорганических соединений и галогенированных углеводородов типа C_2H_5J . Поэтому полная поляризация P не достигает значения P_1 , определяемого только влиянием тяжелых атомов молекулы. Она определяется соотношением интенсивностей I_1 и I_2 рассеяния на тяжелых и легких атомах молекулы. Из формулы (2.16) получаем, что

$$P = \frac{I_1 P_1 + I_2 P_2}{I_1 + I_2}. \quad (8.31)$$

Здесь опущены интерференционные члены, которые учитывались в формуле (7.3), так как при молекулярном рассеянии на боль-

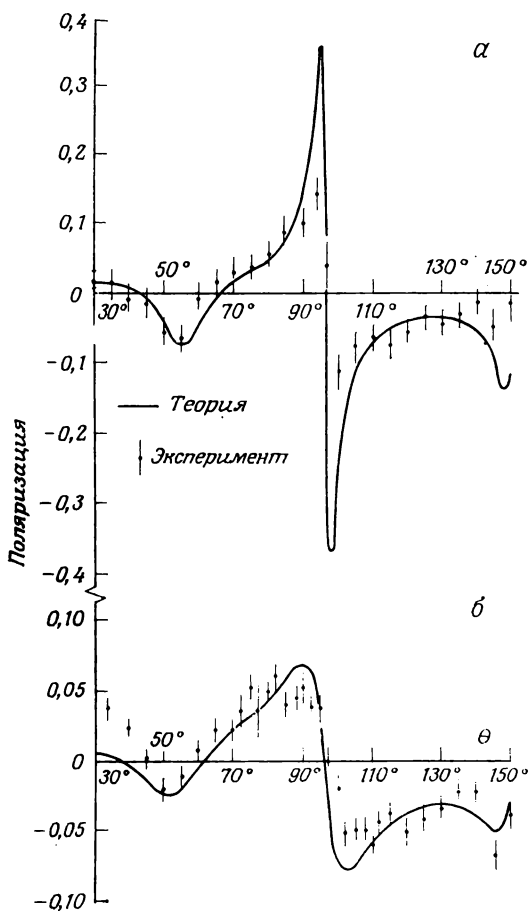


Рис. 8.22. Экспериментальная и теоретическая угловая зависимость поляризации электронов с энергией 300 эВ при упругом рассеянии на молекулах: а — J_2 ; б — C_2H_5J [8.75—77].

шие углы, где существенны поляризационные эффекты, они пренебрежимо малы [8.78]. Если $P_2 \approx 0$, то формула (8.31) дает

$$P = \frac{P_1}{1 + I_2/I_1}, \quad (8.32)$$

чем и объясняется уменьшение поляризации на рис. 8.22, б по сравнению с рис. 8.22, а.

Отношение I_2/I_1 можно определить путем сравнения измеренной поляризации P с поляризацией P_1 , вызванной только тяжелыми атомами. Для этого можно взять теоретические

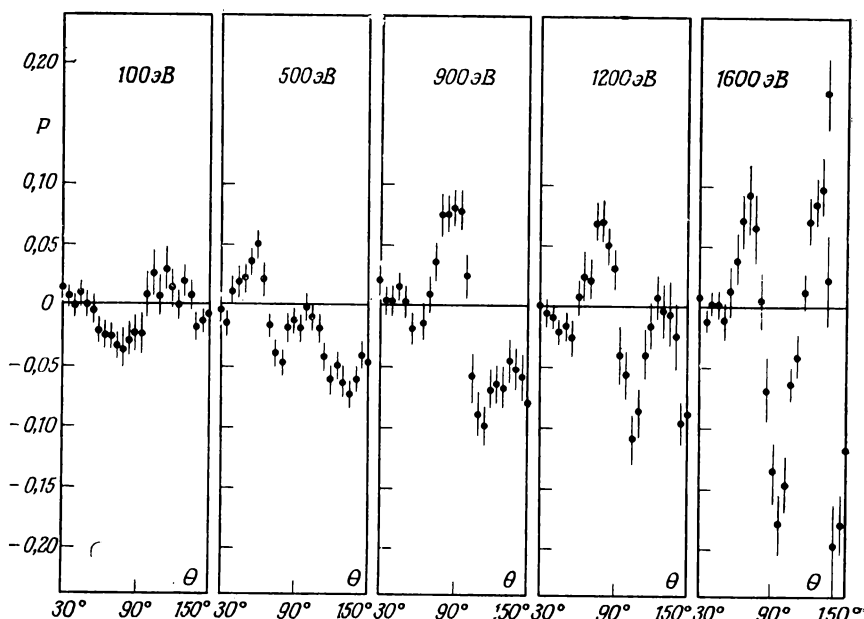


Рис. 8.23. Зависимость поляризации P от угла рассеяния θ электронов с разной энергией на молекулах $\text{Bi}(\text{C}_6\text{H}_5)_3$ [8.78].

значения, имеющиеся для большинства атомов. Как мы видели в разд. 3.6, такие вычисления дают надежные результаты в области не очень малых энергий.

Применим наши рассуждения к случаю рассеяния на $\text{Bi}(\text{C}_6\text{H}_5)_3$, в котором поляризацией «помечены» только электроны, рассеянные на атомах висмута ($Z = 83$), так что их можно отличить от практически не поляризованных электронов, рассеявшихся на фенильных группах. Из рис. 8.23 видно, что при малых энергиях электронов поляризация мала. Она гораздо меньше, чем при рассеянии на свободных атомах Bi , что является из сравнения с табличными данными для Bi . С ростом энергии поляризация приближается к значениям, полученным при рассеянии на свободных атомах Bi . Таким образом, из рис. 8.23 видно, что при низких энергиях только малая часть электронов рассеивается на атомах Bi . Тот факт, что с увеличением энергии увеличивается и поляризация, с очевидностью указывает на постоянный рост доли таких электронов (более строгий анализ проведен в работе [8.78]).

В этом состоит еще один пример использования метода «маркировки» электронов с помощью их поляризации. То обстоятельство, что некоторые из рассеянных электронов «помечены»

их поляризацией упрощает анализ рассеяния электронов на молекулах, поскольку эксперимент дает информацию о соотношении интенсивностей рассеяния на разных частях молекулы.

Расчет поляризации в приведенных примерах не очень сложен, так как в области сравнительно больших углов ($>30^\circ$), где поляризация значительна, и рассматриваемых энергий мало влияние химической связи (изменения атомных рассеивающих потенциалов!), интерференционных членов и внутримолекулярного многократного рассеяния на поляризацию электронов. Расхождение между теорией и экспериментом наблюдается только в районе больших максимумов некоторых поляризационных зависимостей, например для J_2 и Sb_4 [8.79].

Гораздо хуже теоретически исследованы поляризационные эффекты, связанные с оптической активностью молекул. Соединения, содержащие атомы углерода, связанные с четырьмя атомами или группами, две из которых нетождественны, способны существовать в двух оптически активных формах. Они различаются тем, что являются лево- и правосторонними (*L*- и *D*-энантиомеры). Такие молекулярные образования встречаются в земной биосфере только в одной из двух возможных форм. Можно найти, например, только *L*-аминокислоты в природных протеинах и только *D*-сахары в углеводах и нуклеиновых кислотах. Вопрос о происхождении такой асимметрии волнует ученых со времен Пастера.

В качестве возможных причин этого явления предлагались следующие: активные «затравки» органических соединений, попавшие на Землю из Вселенной; энантиоморфные минералы (например, левые и правые кристаллы кварца), которые стереоселективно катализируют или адсорбируют органические соединения; магнитные и электрические поля Земли, влияющие на химические реакции. Возможно и другое объяснение в том случае, если на Земле будет зарегистрировано (или какое-то время существовало в период химической эволюции) избыточное лево- или право-циркулярно поляризованное излучение в ВУФ-области спектра. Дело в том, что, как было показано, оптическая активность может возникать в результате стереоселективного разложения рацемических образований под действием циркулярно поляризованного излучения. (Рацемические образования — это смеси равных количеств *L*- и *D*-энантиомеров.)

В развитии этих и других гипотез не наблюдалось особого прогресса до тех пор, пока открытие несохранения четности в слабых взаимодействиях не дало толчок дальнейшим обсуждениям. Было выдвинуто предположение о том, что асимметрия молекул является результатом асимметрии взаимодействий внутри ядер. Распространение ядерной асимметрии на молекулы может осуществляться с помощью продольно поляризованных

электронов, испускаемых при β -распаде, или циркулярно поляризованного тормозного излучения, создаваемого такими электронами. Эту гипотезу можно проверить, если облучать рацемические смеси или оптически неактивные вещества β -частицами и при этом анализировать возможное стереоселективное разложение или синтез. Полученные до сих пор данные противоречивы. Некоторые авторы сообщили о получении положительных результатов, но они не были подтверждены в работах других групп [8.80, 81].

Позже появилась надежда на улучшение ситуации за счет применения в таких исследованиях современных источников, дающих интенсивные пучки поляризованных электронов с хорошо известными характеристиками. В первых подобных экспериментах рацемическая смесь *D*- и *L*-лейцина частично разлагалась под действием пучка продольно поляризованных электронов с энергией 130 кэВ [8.82]. Поляризованные электроны образовывались при рассеянии медленных электронов на мишени из ртути (см. гл. 3). Затем поляризованные электроны с энергией порядка 100 эВ ускорялись до 130 кэВ и направлялись либо в моттовский детектор для анализа поляризации, либо (после преобразования их поляризации из поперечной в продольную) на мишень из лейцина.

Использовался не наилучший из современных источник поляризованных электронов, дающий пучок с поляризацией от 10 до 23 %. Тем не менее были получены результаты, явно превышающие предел, определяемый статистическими погрешностями. После облучения в течение времени, достаточного для расщепления от 50 до 75 % лейцинового образца, анализировалась энантиоморфная компонента полуразложившегося лейцина. Оказалось, что под действием электронов с отрицательной спиральностью (спин антипараллелен импульсу), т. е. таких же, как и в случае β -распада, *D*-лейцин расщепляется интенсивнее, чем *L*-лейцин. При обращении направления поляризации наблюдается обратное соотношение интенсивностей несимметричного разложения *D*- и *L*-лейцинов под действием электронов с положительной спиральностью. Установлено, что асимметрия расщепления составляет примерно 1 %.

Чтобы воспроизвести эти результаты, другая группа повторила эксперимент, используя пучок электронов со значительно более высокой поляризацией [8.83]. Ожидалось, что увеличение поляризации (как правило, она равнялась 43 %) приведет к более значительному асимметричному расщеплению. Несмотря на изменение параметров эксперимента в широких пределах и попытки как можно точнее воспроизвести условия первого эксперимента, не наблюдалось ни одного случая преимущественного разложения одного из энантиомеров (при пороге

чувствительности аппаратуры $\sim 10^{-3}$). Это согласуется с данными первых работ, в которых оценивалась ожидаемая асимметрия и было показано, что она должна быть не выше 10^{-6} [8.84, 85].

Прямым следствием отсутствия зеркальной симметрии энантиомеров являются другие поляризационные эффекты. Как было показано в разд. 3.5, при рассеянии неполяризованных электронов на таких мишенях могут появляться компоненты поляризации, параллельные плоскости рассеяния [8.86]. В поисках таких компонент был проведен эксперимент по рассеянию электронов с энергией 25 эВ на *L*- и *D*-камфоре $C_{10}H_{16}O$ (углы рассеяния от 40 до 70°). Никакой поляризации не было зарегистрировано. Верхний предел значения поляризации, соответствующий пределу ошибок эксперимента, составлял $5 \cdot 10^{-3}$ [8.87]. Грубо приближенные оценки показывают, что поляризация должна быть не больше $\sim 10^{-5}$ [8.85].

Поляризация такого же порядка ожидается и в другом поляризационном явлении, которое тоже связано с отсутствием зеркальной симметрии у оптически активных молекул. Уменьшение интенсивности продольно поляризованного пучка электронов при прохождении через оптически активное вещество зависит от поляризации пучка. Вследствие неодинакового ослабления пучков электронов с положительной и отрицательной спиральностью первоначально неполяризованный пучок становится продольно поляризованным при прохождении через такое вещество. Если падающий пучок поперечно поляризован, то его поляризация поворачивается вокруг оси пучка, причем направление поворота разное для *L*- и *D*-энантиомеров [8.88]. Кроме того, электроны, образующиеся при ионизации оптически активных молекул фотонами или заряженными частицами, могут иметь небольшие компоненты поляризации такого типа, который не обсуждался нами ранее при рассмотрении мишеней, обладающих зеркальной симметрией (см. табл. 5.1) [8.89, 90].

Работы, в которых изучаются слабые поляризационные явления, обусловленные отсутствием зеркальной симметрии у энантиоморфных мишеней или даже еще более слабым влиянием взаимодействий, при которых четность не сохраняется, на процесс рассеяния электронов на атомах [8.91], в большинстве своем — теоретические. Это и неудивительно, так как эксперимент в этой области имеет смысл проводить только в том случае, если можно зарегистрировать поляризацию электронов, не превышающую $\sim 10^{-5}$. Из обсуждения проблемы анализа поляризации, проведенного в этой книге, ясно, что в данном случае мы подошли к пределу возможностей современной экспериментальной техники. По-видимому, на этом следует и закончить обсуждение данных вопросов.

8.7. Перспективы дальнейшего развития

Дается набросок общей картины современного состояния дел в области физики поляризованных электронов и делаются наметки необходимых дальнейших исследований.

Мы завершим изложение физики поляризованных электронов некоторыми общими замечаниями о состоянии проблемы на сегодняшний день и оценкой достигнутого уровня знаний в этой сравнительно новой области исследований. Приятно было увидеть, что многие из нерешенных проблем, о которых говорилось в первом издании этой книги, с тех пор успешно изучены. Мы надеемся, что настоящее ее издание также стимулирует исследования, ведущие к лучшему пониманию взаимодействий, в которых существен спин электрона.

Механизм возникновения спиновой поляризации электронов при упругом рассеянии их на неполяризованных мишенях довольно хорошо исследован в области энергий от 100 эВ до нескольких мегаэлектронвольт. Теория здесь разработана хорошо, и, несмотря на некоторое расхождение теории с экспериментом, наблюдавшееся на ранних этапах развития этих исследований, повышение уровня экспериментальных работ привело в конце концов к полному подтверждению результатов теории. Успешно начаты эксперименты по тройному рассеянию, необходимые для нахождения всех параметров, определяющих процесс рассеяния. Таким образом, в настоящее время может быть получена полная информация о простом в концептуальном отношении процессе упругого рассеяния. При малых энергиях, как это говорилось в разд. 3.6.2, нарушается согласие между теорией и экспериментом. Поэтому в табл. 8.2 упругое рассеяние представлено линией, идущей от «среднего» уровня знаний к «хорошему». Для лучшего понимания процессов рассеяния при малых энергиях необходимы дальнейшие исследования.

Неупругое рассеяние сложнее упругого, и поэтому для его описания нужно знать больше амплитуд переходов. В то же время в этом случае растет число наблюдаемых величин. Кроме поведения поляризации налетающей частицы (как в случае упругого рассеяния) можно изучать поляризацию света, испускаемого возбужденными атомами. Методом совпадений можно детально исследовать корреляцию между свойствами излучения и поляризацией налетающей частицы. Если поляризованы и мишень, и налетающая частица, то дополнительную информацию дает измерение разности сечений при параллельных и антипараллельных спинах. Исследование определенных наблюдаемых величин позволяет выделить эффекты, обусловленные обменным и спин-орбитальным взаимодействиями, которые обычно дают вклад в неупругие процессы. Увеличение числа независимых пе-

Таблица 8.2. Современный уровень знаний о поляризации электронов в различных физических процессах и явлениях

Процесс, явление, область физики	Уровень знаний		
	Хороший	Средний	Плохой
Рассеяние электронов			
Упругое	████████████████████		
Неупругое		████████████████████	
Обменное		████████████████████	
Возбуждение, испускание света	████████████████████		
На оптически активных молекулах			████████
Тормозное излучение		████████████████████	
Ионизация			
Поляризованные атомы			
Фотоионизация	████████████████████		
Столкновительная ионизация		████████████████████	
Неполяризованные атомы			
Эффект Фано	████████████████████		
Неполяризованное излучение		████████████████████	
Возбужденные состояния атомов	████████████████████		████████
Многофотонная ионизация		████████	
Твердые тела и поверхности			
Эмиссия из магнитных материалов	████████████████████		
Фотоэмиссия из немагнитных материалов	████████████████████		
ДМЭ	████████████████████		
Ядра, элементарные частицы			
β -распад		████████████████████	
Эксперименты по $g - 2$	████████		
Рассеяние при высоких энергиях		████████████████████	

ременных усложняет эксперимент, и поэтому естественно, что уровень знаний в этой области ниже, чем в случае упругого рассеяния. Разработка эффективных источников поляризованных электронов привела к существенному прогрессу исследований за десятилетие, прошедшее после выхода в свет первого издания этой книги. В настоящее время можно успешно изучать многие открытые вопросы, имеющиеся в этой области, что позволяет надеяться на более глубокое проникновение в сущность атомных взаимодействий. Вопрос, однако, заключается в том, стоит ли затрачивать огромные усилия на измерение всех независимых параметров, полностью описывающих неупругие процессы. По-видимому, более рационально было бы не стремиться

к осуществлению полного эксперимента по неупругому рассеянию, а выбрать вместо этого только те наблюдаемые величины, которые существенны для понимания динамики процесса и могут быть измерены с наибольшей точностью.

Дополнительные трудности при исследовании процессов, происходящих при электронном ударе, связаны с наличием многочисленных резонансов не только в сечениях, но и в поляризации и в асимметрии. В то же время систематическое исследование этих резонансов открывает возможность идентификации и изучения объединенных состояний, приводящих к появлению резонансов. Пока что это сделано только в отдельных случаях.

Одной из областей, в которой современный уровень знаний можно считать хорошим, является образование поляризованных электронов при фотоионизации поляризованных атомов. Следует, однако, отметить, что открытие эффекта Фано позволило по-новому взглянуть и на этот процесс. Поляризация фотоэлектронов может сильно отличаться от атомной в связи с тем, что при определенных длинах волн существенны процессы с переворачиванием спина при фотоионизации. Принимаемое обычно предположение [8.92] о том, что фотоионизация не сопровождается переворачиванием спина, поскольку она вызвана влиянием вектора электрического поля световой волны, носит слишком упрощенный характер. Если бы оно было абсолютно верным, то не должно было бы наблюдаться никаких поляризационных эффектов и при рассеянии электронов на атомах, так как последнее определяется влиянием «электрического» поля атома!

Поляризованные электроны, эмиттируемые поляризованными атомами, можно использовать также для анализа процессов столкновения. Исследователи еще только приступают к реализации этого интересного метода. Можно представить себе множество подобных процессов. Они будут давать детальную информацию о столкновениях частиц, которая пока что в значительной мере теряется в силу усредненного характера результатов, получаемых при столкновениях неполяризованных партнеров.

Путем исследования поляризации фотоэлектронов, испускаемых неполяризованными мишенями, был осуществлен детальный анализ процессов фотоионизации. Изучение эффекта Фано, в том числе для молекул и твердых тел, облегчается сейчас в связи с появлением источников циркулярно поляризованного синхротронного излучения с высокой интенсивностью. В первом издании этой книги подчеркивалось полное отсутствие работ по изучению поляризации фотоэлектронов, освобождаемых из неполяризованных атомов фотонами неполяризованного света. Ситуация коренным образом изменилась, и в результате бы-

строго прогресса экспериментальных и теоретических исследований резко повысился уровень наших представлений о спиновой зависимости процессов фотоионизации. Правда, поляризационные эффекты при многофотонной ионизации привлекали, как нам кажется, больше теоретиков, нежели экспериментаторов, хотя здесь имеется много интересных экспериментальных задач, которые можно решать с применением лазерной техники.

Эффективность поляризационных методов изучения структуры твердых тел и поверхности обусловила их широкое распространение и привела к развитию совершенных экспериментальных методик. Внимание было сосредоточено в основном на магнитных материалах, но много новой информации из поляризационных измерений было получено и для немагнитных материалов. Дополнительным стимулом к таким исследованиям является, конечно, надежда на обнаружение материала, который давал бы интенсивный пучок полностью поляризованных электронов. Эта цель была достигнута только наполовину при использовании фотокатодов из GaAs, хотя значение такого источника для физики поляризованных электронов трудно переоценить. Главной проблемой при исследовании поляризации электронов является сейчас не интенсивность источников, а низкая эффективность анализаторов их поляризации.

В предыдущем издании отмечались «первые обнадеживающие результаты» изучения ДМЭ с применением поляризованных электронов. В настоящее время наблюдается бурное развитие этой области исследований. Опубликовано много работ, в которых достигнута высокая точность результатов и хорошее согласие данных эксперимента и теории. Эти исследования дополняют результаты, полученные обычными методами ДМЭ, и дают возможность изучения более тонких деталей структуры поверхности. Было показано, что с использованием соответствующего оборудования можно легко разделить эффекты, зависящие от спина и обусловленные спин-орбитальным или обменным взаимодействиями. Возможности ДМЭ с учетом поляризации будут, конечно, и в дальнейшем использоваться при исследовании магнитных и немагнитных поверхностей.

То, что исследование поляризации электронов имеет большое значение для ядерной физики и физики элементарных частиц, хорошо всем известно благодаря знаменитым экспериментам по обнаружению несохранения четности при слабом взаимодействии. В последние десятилетия выполнено обширное экспериментальное и теоретическое исследование поляризации электронов при β -распаде. Эти вопросы подробно освещены во многих монографиях, потому нам нет необходимости обсуждать данную проблему. Недавние эксперименты по исследованию нарушения четности при столкновениях частиц в ГэВ-диапазоне

энергий с очевидностью подтвердили теорию электрослабого взаимодействия. Нет сомнений в том, что в последующих экспериментах в физике высоких энергий поляризованные электроны будут играть решающую роль. Говоря об элементарных частицах, необходимо, конечно, особо отметить фантастическую точность экспериментов по измерению g -фактора электрона (и других элементарных частиц), которая, вероятно, в будущем еще более повысится.

Несмотря на обилие впечатляющих результатов, полученных в последнее десятилетие, не следует забывать, что существуют проблемы, исследование которых лишь начато. Это, например, эксперименты по изучению корреляций поляризации в случае тормозного излучения и по рассеянию электронов на оптически активных молекулах. То, что справедливо в целом для всей физики поляризованных электронов, особенно справедливо в последнем случае — прогресс исследований решающим образом зависит от совершенствования методов получения и (в еще большей степени) методов анализа поляризации электронов.

Литература

Более полные списки литературы можно найти в обзорных статьях и монографиях, указанных ниже. Оригинальные работы приведены в тех случаях, когда на них имеются ссылки в тексте или они появились позже упомянутых обзорных статей.

Глава 1

- 1.1. *Mott N. F., Massey H. S. W.*, The Theory of Atomic Collisions (Clarendon, Oxford, 1965), Chap. IX. [Имеется перевод: *Мотт Н. Ф., Мессу Г. С. У.* Теория атомных столкновений. — М.: Мир, 1969.]
- 1.2. *Farago P. S.*, Adv. Electron. Electron Phys., **21**, 1 (1965).

Глава 2

- 2.1. *Tolhoek H. A.*, Rev. Mod. Phys., **28**, 277 (1956).
- 2.2. *Fano U.*, Rev. Mod. Phys., **29**, 74 (1957).
- 2.3. *Blum K.*, Density Matrix Theory and Applications (Plenum, New York, 1981). [Имеется перевод: *Блум К.* Теория матрицы плотности и ее приложения. — М.: Мир, 1983.]

Глава 3

- 3.1. *Mott N. F., Massey H. S. W.*, The Theory of Atomic Collisions (Clarendon, Oxford, 1965), Chap. IX. [Имеется перевод: *Мотт Н. Ф., Мессу Г. С. У.* Теория атомных столкновений. — М.: Мир, 1969.]
- 3.2. *Fradkin D. M., Good R. H.*, Rev. Mod. Phys., **33**, 343 (1961).
- 3.3. *Schiff L. I.*, Quantum Mechanics, 3rd ed. (McGraw-Hill, New York, 1968), Chap. 13. [Имеется перевод: *Шифф Л. И.* Квантовая механика. — М.: ИЛ, 1959.]
- 3.4. *Bethe H. A., Salpeter E. E.* — In: Handbuch der Physik, Bd. XXXV (Springer, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1957), S. 133.
- 3.5. *Sherman N.*, Phys. Rev., **103**, 1601 (1956).
- 3.6. *Schopper H. F.*, Weak Interactions and Nuclear Beta Decay (North-Holland, Amsterdam, 1966);
Frauenfelder H., Rossi A. — In: Methods of Experimental Physics, eds. Yuan L. C. L., Wu C. S., Vol. 5, Pt. B (Academic, New York, 1963), p. 214.
Frauenfelder H., Steffen R. M. — In: Alpha, Beta, and Gamma Ray Spectroscopy, ed. Siegbahn K., Vol. II (North-Holland, Amsterdam, 1968), p. 1431. [Имеется перевод: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Вып. 1—4/Под ред. Зигбана К. — М.: Атомиздат, 1969.]
- 3.7. *Farago P. S.*, J. Phys., **B13**, L567 (1980).

- 3.8. *Feder R., Kirschner J.*, Surf. Sci., **103**, 75 (1981).
- 3.9. *Motz J. W., Olsen H., Koch H. W.*, Rev. Mod. Phys., **36**, 881 (1964).
- 3.10. *Kessler J., Weichert N.*, Z. Phys., **212**, 48 (1968); *Bühning W.*, Z. Phys., **212**, 61 (1968).
- 3.11. *Überall H.*, Electron Scattering from Complex Nuclei, Pt. A (Academic, New York, 1971).
- 3.12. *Jost K., Kessler J.*, Z. Phys., **195**, 1 (1966).
- 3.13. *Walker D. W.*, Adv. Phys., **20**, 257 (1971).
- 3.14. *Bühning W.*, Z. Phys., **208**, 286 (1968).
- 3.15. *Deichsel H., Reichert E., Steidl H.*, Z. Phys., **189**, 212 (1966); *Düwecke M., Kirchner N. et al.*, J. Phys., **B9**, 1915 (1976).
- 3.16. *Hanne G. F., Kollath K. J., Wübker W.*, J. Phys., **B13**, L395 (1980).
- 3.17. *McCarthy I. E., Noble C. J., et al.*, Phys. Rev., **A15**, 2173 (1977).
- 3.18. *Lucas C. B., McCarthy I. E.*, J. Phys., **B11**, L301 (1978).
- 3.19. *Sin Fai Lam L. T.*, J. Phys., **B15**, 119 (1982).
- 3.20. *Awe B., Kemper F. et al.*, J. Phys., **B16**, 603 (1983).
- 3.21. *Fritzsche L., Noffke J., Gollisch H.*, J. Phys., **B17**, 1637 (1984).
- 3.22. *Berger O., Wübker W. et al.*, J. Phys. **B15**, 2473 (1982).
- 3.23. *Duinen R. J. v., Aalders J. W. G.*, Nucl. Phys., **A115**, 353 (1968).
- 3.24. *Wübker W., Möllenkamp R., Kessler J.*, Phys. Rev. Lett., **49**, 272 (1982).
- 3.25. *Möllenkamp R., Wübker W. et al.*, J. Phys., **B17**, 1107 (1984).
- 3.26. *Schackert K.*, Z. Phys., **213**, 316 (1968).
- 3.27. *Klewer M., Beerlage M. J. M., Van der Wiel M. J.*, J. Phys., **B12**, 3935 (1979).
- 3.28. *Beerlage M. J. M., Znou Qing, Van der Wiel M. J.*, J. Phys., **B14**, 4627 (1981).
- 3.29. *Klewer M., Beerlage M. J. M., Van der Wiel M. J.*, J. Phys., **B12**, L525 (1979).
- 3.30. *Kemper F., Awe B., Rosicky F., Feder R.*, J. Phys., **B16**, 1819 (1983).
- 3.31. *Kessler J.*, Rev. Mod. Phys., **41**, 1 (1969).
- 3.32. *Eckstein W.*, Internal Rept. IPP 7/1, Institut für Plasmaphysik, Garching bei München (1970).
- 3.33. *Holzwarth G., Meister H. J.*, Tables of Asymmetry, Cross Sections and Related Functions for Mott Scattering of Electrons by Screened Au and Hg Nuclei (University of Munich, Munich, 1964).
- 3.34. *Fink M., Yates A. C.*, At. Data, **1**, 385 (1970); *Fink M., Ingram J.*, At. Data, **4**, 129 (1972); *Gregory D., Fink M.*, At. Data Nucl. Data Tables, **14**, 39 (1974).
- 3.35. *Klinken J. van*, Nucl. Phys., **75**, 161 (1966).
- 3.36. *Eitel W., Jost K., Kessler J.*, Phys. Rev. **159**, 47 (1967); Z. Phys., **209**, 348 (1968).
- 3.37. *Heindorff T., Höfft J., Reichert E.*, J. Phys. **B6**, 477 (1973).
- 3.38. *Suzuki T., Tanaka H., Saito M., Igawa H.*, J. Phys. Soc. Jpn., **39**, 200 (1975).
- 3.39. *Franzen W., Gupta R.*, Phys. Rev. Lett., **15**, 819 (1965).
- 3.40. *Albert A., Christian C. et al.*, J. Phys., **B10**, 3733 (1977).
- 3.41. *Eitel W., Kessler J.*, Z. Phys., **241**, 355 (1971).
- 3.42. *Madison D. H., Shelton W. H.*, Phys. Rev., **A7**, 514 (1973).
- 3.43. *Mohr C. B. O., Nicoll F. H.*, Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A, **138**, 229 (1932); *Massey H. S. W., Burhop E. H. S.*, Electronic and Ionic Impact Phenomena, Vol. 1 (Oxford University Press, Oxford, 1969), p. 559. [Имеется перевод: Меццу Г. С. У., Бархон Е. Г. С. Электронные и ионные столкновения. — М.: ИЛ, 1958.]
- 3.44. *Bonham R. A.*, J. Electron Spectrosc., **3**, 85 (1974).
- 3.45. *Bartschat K., Blum K.*, J. Phys., **B15**, 2747 (1982).

- 3.46. *Kirschner J.*, Polarized Electrons at Surfaces. — In: Springer Tracts Mod. Phys., Vol. 106 (Springer, Berlin, Heidelberg, 1985).
- 3.47. *Bartschat K., Hanne G. F. et al.*, Phys. Rev. Lett., **47**, 997 (1981).
- 3.48. *Franz K., Hanne G. F. et al.*, J. Phys., **B15**, L115 (1982).
- 3.49. *Hanne G. F.*, Phys. Rep., **95**, 95 (1983).
- 3.50. *Hanne G. F., Szymkowski Cz., Van der Wiel M.*, J. Phys., **B15**, L109 (1982).

Глава 4

- 4.1. *Farago P. S.*, Rep. Prog. Phys., **34**, 1055 (1971).
- 4.2. *Blum K.*, Density Matrix Theory and Applications (Plenum, New York, 1981). [Имеется перевод: *Блум К.* Теория матрицы плотности и ее приложения. — М.: Мир, 1983.]
- 4.3. *Burke P. G., Schey H. M.*, Phys. Rev., **126**, 163 (1962).
- 4.4. *Fano U.*, Rev. Mod. Phys., **55**, 855 (1983).
- 4.5. *Bederson B.*, Comments At. Mol. Phys., **1**, 41 (1969).
- 4.6. *Dehmelt H. G.*, Phys. Rev. **109**, 381 (1958).
- 4.7. *Collins R. E., Bederson B., Goldstein M.*, Phys. Rev. **A3**, 1976 (1971).
- 4.8. *Bederson B.* — In: Atomic Physics 3, eds. Smith S. J., Walters K. G. (Plenum, New York, 1973), p. 401.
- 4.9. *Hils D., McCusker M. V. et al.*, Phys. Rev. Lett., **29**, 398 (1972).
- 4.10. *Каруле Е. М., Петеркон Р. К.* Атомные столкновения, вып. III/Под ред. В. Я. Велдре. — Рига: изд-во АН ЛССР, 1965.
- 4.11. *Fletcher G. D., Alguard M. J. et al.*, Phys. Rev. Lett., **48**, 1671 (1982).
- 4.12. *McDowell M. R. C., Edmunds I. W. et al.*, J. Phys., **B17**, 3951 (1984).
- 4.13. *Burke P. G., Mitchell L. F. B.*, J. Phys., **B7**, 214 (1974).
- 4.14. *Farago P. S.* J. Phys., **B7**, L28, (1974).
- 4.15. *Walker D. W.*, J. Phys. **B7**, L489 (1974).
- 4.16. *Alguard M. J., Hughes V. W. et al.*, Phys. Rev. Lett., **39**, 334 (1977); *Gay T. J., Eletcher G. D. et al.*, Phys. Rev., **A26**, 3664 (1982).
- 4.17. *Hils D., Kleinpoppen H.*, J. Phys., **B11**, L283 (1978).
- 4.18. *Baum G., Kisker E. et al.*, J. Phys., **B14**, 4377 (1981); *Baum G., Moede M. et al.*, J. Phys., **B18**, 531 (1985).
- 4.19. *Hils D., Jitschin W., Kleinpoppen H.*, J. Phys., **B15**, 3347 (1982).
- 4.20. *Kelley M. H., Rogers W. E. et al.*, Phys. Rev. Lett., **51**, 2191 (1983).
- 4.21. *Greene C. H., Rau A. R. P.*, Phys. Rev. Lett., **48**, 533 (1982).
- 4.22. *Temkin A.*, Phys. Rev. Lett., **49**, 365 (1982).
- 4.23. *Rubin K., Bederson B. et al.*, Phys. Rev., **182**, 201 (1969).
- 4.24. *Bederson B.*, Comments At. Mol. Phys., **1**, 65 (1969); **2**, 160 (1971).
- 4.25. *Lichten W., Schultz S.*, Phys. Rev., **116**, 1132 (1959).
- 4.26. *Jitschin W., Osimitsch S. et al.*, J. Phys., **B17**, 1899 (1984).
- 4.27. *Baum G., Moede M. et al.* — In: Electronic and Atomic Collisions, Abstracts of Papers, XIV ICPEAC, Stanford, 1985.
- 4.28. *Condon E. U., Shortley G. H.*, The Theory of Atomic Spectra. (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1967). [Имеется перевод: *Кондон Е., Шортли Г.* Теория атомных спектров. — М.: ИЛ, 1949.]
- 4.29. *Hanne G. F.*, Comments At. Mol. Phys., **14**, 163 (1984).
- 4.30. *Hanne G. F.*, Phys. Rep., **95**, 95 (1983).
- 4.31. *Scott N. S., Bartschat K. et al.*, J. Phys., **B17**, L191 (1984).
- 4.32. *Bartschat K., Blum K. et al.*, J. Phys., **B17**, 3797 (1984).
- 4.33. *Hanne G. F., Szymkowski Cz., Van der Wiel M.*, J. Phys., **B15**, L109 (1982).
- 4.34. *Macek J., Jaecks D. H.*, Phys. Rev., **A4**, 2288 (1971).
- 4.35. *Schiff L. I.*, Quantum Mechanics, 3rd ed. (McGraw-Hill, New York, 1968). [Имеется перевод: *Шифф Л. И.* Квантовая механика. — М.: ИЛ, 1959.]

- 4.36. *Kleinpoppen H.*, Phys. Rev. **A3**, 2015 (1971). (Некоторые формулы в этой статье необходимо исправить.)
- 4.37. *Crawford F. S., Jr.*, Waves, Berkeley Physics Course, Vol. 3, (McGraw-Hill, New York (1968). [Имеется перевод: Крауфорд Ф. С. Берклевский курс физики. Т. 3. Волны. — М.: Наука, 1984.]
- 4.38. *Hecht E., Zajac A.*, Optics (Addison-Wesley, Reading, MA, 1974).
- 4.39. *Bartschat K., Blum K.*, Z. Phys., **A304**, 85 (1982).
- 4.40. *Bartschat K., Blum K. et al.*, J. Phys., **B14**, 3761 (1981).
- 4.41. *Fano U., Macek J.*, Rev. Mod. Phys., **45**, 553 (1973).
- 4.42. *Hanne G. F., Kessler J.*, J. Phys., **B9**, 791 (1976).
- 4.43. *Hanne G. F.*, J. Phys., **B9**, 805 (1976).
- 4.44. *Steelhammer J. C., Lipsky S.*, J. Chem. Phys., **53**, 1445 (1970).
- 4.45. *Bonham R. A.*, J. Chem. Phys., **57**, 1604 (1972).
- 4.46. *Moiseiwitsch B. L.*, J. Phys., **B9**, L245 (1976).
- 4.47. *Bonham R. A.*, J. Phys., **B15**, L361 (1982).
- 4.48. *Wolcke A., Bartschat K., et al.*, J. Phys., **B16**, 639 (1983).
- 4.49. *Bartschat K., Scott N. S. et al.*, J. Phys., **B17**, 269 (1984).
- 4.50. *Farago P. S., Wykes J. S.*, J. Phys., **B2**, 747 (1969).
- 4.51. *Wykes J.*, J. Phys., **B4**, L91 (1971).
- 4.52. *Eminyan M., Lampel G.*, Phys. Rev. Lett., **45**, 1171 (1980).
- 4.53. *Goeke J., Hanne G. F. et al.*, Phys. Rev. Lett., **51**, 2273 (1983).
- 4.54. *Blum K., Kleinpoppen H.*, Adv. At. Mol. Phys., **19**, 187 (1983).
- 4.55. *Slevin J.*, Rep. Prog. Phys., **47**, 461 (1984).
- 4.56. *Wolcke A., Goeke J. et al.*, Phys. Rev. Lett., **52**, 1108 (1984).
- 4.57. Объяков В. Д., Моссалами Н. Х. — Вестник ЛГУ, 1971, т. 22, с. 43.
- 4.58. *Karule E.*, J. Phys., **B5**, 2051 (1972).
- 4.59. *Campbell D. M., Brash H. M., Farago P. S.*, Phys. Lett., **36A**, 449 (1971).
- 4.60. *Krisciokaitis R., Tsai W. Y.*, Nucl. Instrum. Meth., **83**, 45 (1970).
Krisciokaitis R., Peterson W. K. — In: Electronic and Atomic Collisions, Abstracts of Papers, VIII ICPEAC, Belgrade 1973 (Institute of Physics, Belgrade, 1973), p. 257.
- 4.61. *Bincer A. M.*, Phys. Rev., **107**, 1434 (1957).
- 4.62. *Møller C.*, Ann. Phys. (Leipzig), **14**, 531 (1932).
- 4.63. *Holzwarth G.*, Z. Phys., **191**, 354 (1966).
- 4.64. *Ulmer K.*, Z. Phys., **135**, 232 (1953).
- 4.65. *Kepes J. J., Waldmann B., Miller W. C.*, Ann. Phys., **6**, 90 (1959).
- 4.66. *Ashkin A., Page L. A., Woodward W. M.*, Phys. Rev., **94**, 357 (1954).

Глава 5

- 5.1. *Fues E., Hellmann H.*, Z. Phys., **31**, 465 (1930).
- 5.2. *Baum G., Koch U.*, Nucl. Instrum. Meth., **71**, 189 (1969).
- 5.3. *Hughes V. W., Long R. L., Jr. et al.*, Phys. Rev., **A5**, 195 (1972).
- 5.4. *Alguard M. J., Clendenin J. E. et al.*, Nucl. Instrum. Meth., **163**, 29 (1979).
- 5.5. *Baum G., Kisker E. et al.*, J. Phys., **B14**, 4377 (1981);
Baum G., Moede M. et al., J. Phys., **B18**, 531 (1985).
- 5.6. *Hils D., Jitschin W., Kleinpoppen H.*, J. Phys., **B15**, 3347 (1982).
- 5.7. *Kelley M. H., Rogers W. T. et al.*, Phys. Rev. Lett., **51**, 2191 (1983).
- 5.8. *Jitschin W., Osimiltsch S. et al.*, J. Phys., **B17**, 1899 (1984).
- 5.9. *Fano U.*, Phys. Rev., **178**, 131 (1969); Addendum: Phys. Rev., **184**, 250 (1969).
- 5.10. *Heinzmann U., Kessler J., Lorenz J.*, Z. Phys., **240**, 42 (1970).
- 5.11. *Baum G., Lubell M. S., Raith W.*, Phys. Rev., **A5**, 1073 (1972).
- 5.12. *Weisheit J. C.*, Phys. Rev., **A5**, 1621 (1972).
- 5.13. *Norcross D. W.*, Phys. Rev., **A7**, 606 (1973).
- 5.14. *Huang K.-N., Starace A. F.*, Phys. Rev., **19**, 2335 (1979).

- 5.15. Johnson W. R., Soff G., Phys. Rev. Lett., **50**, 1361 (1983).
- 5.16. Drachenfels W. von, Koch U. T. et al., Nucl. Instrum. Meth., **140**, 47 (1977).
- 5.17. Jacobs V. L., J. Phys., **B5**, 2257 (1972).
- 5.18. Черепков Н. А. — ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 933.
- 5.19. Lee C. M., Phys. Rev., **A10**, 1598 (1974).
- 5.20. Heinzmann U., Schönhense G., Kessler J., J. Phys., **B13**, L153 (1980).
- 5.21. Cherepkov N. A., J. Phys., **B12**, 1279 (1979).
- 5.22. Huang K.-N., Johnson W. R., Cheng K. T., Phys. Rev. Lett., **43**, 1658 (1979);
Parpia F. A., Johnson W. R., Radojević R., Phys. Rev., **A29**, 3173 (1984).
- 5.23. Schönhense G., Schäfers F. et al., Z. Phys., **A304**, 31 (1982).
- 5.24. Schönhense G., Heinzmann U. et al., Phys. Rev. Lett., **48**, 603 (1982).
- 5.25. Schönhense G., Phys. Rev. Lett., **44**, 640 (1980).
- 5.26. Kollath K., J. Phys., **B13**, 2901 (1980).
- 5.27. Huang K.-N., Phys. Rev. Lett., **48**, 1811 (1982).
- 5.28. Klar H., Kleinpoppen H., J. Phys., **B15**, 933 (1982).
- 5.29. Heckenkamp Ch., Schäfers F. et al., Phys. Rev. Lett., **52**, 421 (1984).
- 5.30. Heinzmann U., J. Phys., **B13**, 4353, 4367 (1980).
- 5.31. Schönhense G., Heinzmann U., Phys. Rev., **A29**, 987 (1984).
- 5.32. Schäfers F., Schönhense G., Heinzmann U., Z. Phys., **A304**, 41 (1982).
- 5.33. Kaminski H., Kessler J., Kollath K., Phys. Rev. Lett., **45**, 1161 (1980).
- 5.34. Huang K.-N., Johnson W. R., Cheng K. T., At. Data Nucl. Data Tables, **26**, 33 (1981).
- 5.35. Johnson W. R., Radojević V., Deshmukh P., Phys. Rev., **A25**, 337 (1982).
- 5.36. Cherepkov N. A., Adv. At. Mol. Phys., **19**, 395 (1983).
- 5.37. Heinzmann U., Schäfers F., Hess B. A., Chem. Phys. Lett., **69**, 284 (1980);
Heinzmann U., Osterheld B. et al., J. Phys., **B14**, L79 (1981);
Schäfers F., Baig M. A., Heinzmann U., J. Phys., **B16**, L1 (1983);
Schönhense G., Dzidzonov V. et al., Phys. Rev. Lett., **52**, 811 (1984).
- 5.38. Chiu L. C., Phys. Rev., **154**, 56 (1967).
- 5.39. Marr G. V., Heppinstall R., Proc. Phys. Soc. London, **87**, 293 (1966).
- 5.40. Berkowitz J., Chupka W. A., J. Chem. Phys., **45**, 1287 (1966).
- 5.41. Heinzmann U., Heuer H., Kessler J., Phys. Rev. Lett., **34**, 441 (1975).
- 5.42. Connerade J. P., Baig M. A., J. Phys., **B14**, 29 (1981).
- 5.43. Cherepkov N. A., J. Phys., **B13**, L181 (1980).
- 5.44. Heinzmann U., Heuer H., Kessler J., Phys. Rev. Lett., **36**, 1444 (1976).
- 5.45. Heinzmann U., Schäfers F. et al., J. Phys., **B12**, L679 (1979).
- 5.46. Johnson W. R., Cheng K. T. et al., Phys. Rev., **A22**, 989 (1980).
- 5.47. Schäfers F., Schönhense G., Heinzmann U., Phys. Rev., **A28**, 802 (1983).
- 5.48. Clauberg R., Gudat W. et al., Phys. Rev. Lett., **47**, 1314 (1981).
- 5.49. Landolt M., Mauri D., Phys. Rev. Lett., **49**, 1783 (1982).
- 5.50. Bennemann K. H., Phys. Rev., **B28**, 5304 (1983).
- 5.51. Kotani A., Mizuta H., Solid State Commun., **51**, 727 (1984).
- 5.52. Klar H., J. Phys., **B13**, 4741 (1980).
- 5.53. Kabachnik N. M., J. Phys., **B14**, L337 (1981).
- 5.54. Huang K.N., Phys. Rev., **26**, 2274 (1982).
- 5.55. Kabachnik N. M., Sazhina I. P., J. Phys., **B17**, 1335 (1984).
- 5.56. Hahn U., Semke J. et al., J. Phys., **B18**, L417 (1985).
- 5.57. Lambropoulos P., Adv. At. Mol. Phys., **12**, 87 (1976).
- 5.58. Teague M. R., Lambropoulos P. et al., Phys. Rev., **A14**, 1057 (1976).
- 5.59. Teague M. R., Lambropoulos P., J. Phys., **B9**, 1251 (1976).
- 5.60. Declémy A., Laplanche G. et al., J. Phys., **B14**, 3377 (1981).
- 5.61. Farago P. S., Walker D. W., J. Phys., **B6**, L280 (1973).
- 5.62. Zeman H. D. — In: Electron and Photon Interactions with Atoms, eds. Kleinpoppen H., McDowell M. R. C. (Plenum, New York, 1976), p. 581.
- 5.63. Farago P. S., Walker D. W., Wykes J. S., J. Phys., **B7**, 59 (1974).

- 5.64. *Grannemann E. H. A., Klewier M. et al.*, J. Phys., **B10**, 1625 (1977).
- 5.65. *Lambropoulos P., Lambropoulos M.* — In: Electron and Photon Interactions with Atoms, eds. Kleinpoppen H., McDowell M. R. C. (Plenum, New York, 1976), p. 525.
- 5.66. *Dixit S. N., Lambropoulos P., Zoller P.*, Phys. Rev., **A24**, 318 (1981).
- 5.67. *Van der Wiel M. J., Grannemann E. H. A.*, Comments At. Mol. Phys., **7**, 59 (1977).
- 5.68. *Nienhuis G., Grannemann E. H. A., Van der Wiel M. J.*, J. Phys., **B11**, 1203 (1978).
- 5.69. *Kaminski H., Kessler J., Kollath K.*, J. Phys., **B12**, L383 (1979).
- 5.70. *Donnelly B., Raith W., Becker R.*, Phys. Rev. Lett., **20**, 575 (1968).
- 5.71. *Bethe H. A., Salpeter E. E.* — In: Handbuch der Physik, Bd. XXXV (Springer, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1957), S. 370.
- 5.72. *McCusker M. V., Hatfield L. L., Walters G. K.*, Phys. Rev., **A5**, 177 (1972).
- 5.73. *Hill J. C., Hatfield L. L. et al.*, Phys. Rev., **A5**, 189 (1972).
- 5.74. *Keliher P. J., Dunning F. B. et al.*, Phys. Rev., **A11**, 1271 (1975).
- 5.75. *Donnelly B. L., Faber R. et al.*, Bull. Am. Phys. Soc., **18**, 141 (1973).
- 5.76. *Drukarev G. F., Ob'edkov V. D., Janev R. K.*, Phys. Lett., **42A**, 213 (1972).
- 5.77. *Объедков В. Д.* — Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 21, с. 220.
- 5.78. *Schearer L. D.*, Phys. Rev., **A10**, 1380 (1974).

Глава 6

- 6.1. *Kessler J.*, Rev. Mod. Phys., **41**, 1 (1969).
- 6.2. *Schopper H. F.*, Weak Interactions and Nuclear Beta Decay (North-Holland, Amsterdam, 1966);
Frauenfelder H., Rossi A. — In: Methods of Experimental Physics, eds. Yuan L. C. L., Wu C. S., Vol. 5, Pt. B (Academic, New York, 1963), p. 214;
Frauenfelder H., Steffen R. M. — In: Alpha, Beta, and Gamma Ray Spectroscopy, ed. Siegbahn K., Vol. II (North-Holland, Amsterdam, 1968) p. 1431. [Имеется перевод: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Вып. 1—4/Под ред. Зигбана К. — М.: Атомиздат, 1969.]
Page L. A., Rev. Mod. Phys., **31**, 759 (1959).
- 6.3. *Tseng H. K., Pratt R. H.*, Phys. Rev., **A7**, 1502 (1973).
- 6.4. *Aehlig A.*, Z. Phys., **A294**, 291 (1980).
- 6.5. *Schaefer H. R., v. Drachenfels W., Paul W.*, Z. Phys., **A305**, 213 (1982).
- 6.6. *Gomes P. R. S., Byrne J.*, J. Phys., **B13**, 3975 (1980).
- 6.7. *Hultberg S., Nagel B., Olsen P.*, Ark. Fys. **38**, 1 (1969).
- 6.8. *Blakeway S. J., Gellatly W. et al.*, J. Phys., **B16**, 4565 (1983).
- 6.9. *Pratt R. H., Ron A., Tseng H. K.*, Rev. Mod. Phys., **45**, 273 (1973).
- 6.10. *Tseng H. K., Pratt R. H.*, Phys. Rev., **A9**, 752 (1974).
- 6.11. *Tolhoek H. A.*, Rev. Mod. Phys., **28**, 277 (1956).
- 6.12. *Bremer H. D., Dehne H. C. et al.* — In: High-Energy Physics with Polarized Beams and Polarized Targets, eds. Joseph C., Soffer J. (Birkhäuser, Basel, 1981), p. 52, 469.
- 6.13. *Соколов А. А., Тернов И. М.* — ДАН СССР, 1963, т. 153, № 5, с. 1052.
- 6.14. *Jackson J. D.*, Rev. Mod. Phys., **48**, 417 (1976).
- 6.15. *Schiff L. I.*, Quantum Mechanics, 3rd ed. (McGraw-Hill, New York, 1968). [Формула (45.22).] [Имеется перевод: Шифф Л. И. Квантовая механика. — М.: ИЛ, 1959.]
- 6.16. *Learned J. G., Resvanis L. K., Spencer C. M.*, Phys. Rev. Lett., **35**, 1688 (1975).
- 6.17. *Kohaupt R. D., Voss G.-A.*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **33**, 67 (1983).

- 6.18. *Bremer H. D., Kewenisch J. et al.* — In: High-Energy Spin Physics — 1982, ed. Bunce G. M., AIP Conference Proceedings, No. 95. (AIP, New York, 1982), p. 400.
- 6.19. *Schwitters R. F., Boyarski A. M. et al.*, Phys. Rev. Lett., **35**, 1320 (1975).
- 6.20. *Montague B. W.*, Phys. Rep., **113**, 1 (1984).

Глава 7

- 7.1. *Siegmann H. C.*, Phys. Rep., **17**, 37 (1975).
- 7.2. *Campagna M., Pierce D. T. et al.*, Adv. Electron. Electron Phys. **41**, 113 (1976).
- 7.3. *Siegmann H. C., Meier F. et al.*, Adv. Electron. Electron Phys., **62**, 1 (1984).
- 7.4. *Kirschner J.*, Polarized Electrons at Surfaces. — In: Springer Tracts Mod. Phys., Vol. 106 (Springer, Berlin, Heidelberg, 1985).
- 7.5. *Rause R., Hopster H., Clauberg R.*, Phys. Rev. Lett., **50**, 1623 (1983).
- 7.6. *Busch G., Campagna M., Siegmann H. C.*, J. Appl. Phys., **41**, 1044 (1970).
- 7.7. *Sattler K., Siegmann H. C.* Phys. Rev. Lett., **29**, 1565 (1972).
- 7.8. *Sattler K., Siegmann H. C.*, Z. Phys., **B20**, 289 (1975).
- 7.9. *Meier F., Pescia D., Baumberger M.*, Phys. Rev. Lett., **49**, 747 (1982).
- 7.10. *Meier F., Bona G. L., Hüfner S.*, Phys. Rev. Lett., **52**, 1152 (1984).
- 7.11. *Mauri D., Landolt M.*, Phys. Rev. Lett., **47**, 1322 (1981).
- 7.12. *Busch G., Campagna M., Siegmann H. C.*, Phys. Rev., **B4**, 746 (1971).
- 7.13. *Eib W., Reihl B.*, Phys. Rev. Lett., **40**, 1674 (1978).
- 7.14. *Feder R., Gudat W. et al.*, Solid State Commun., **46**, 619 (1983).
- 7.15. *Landolt M., Niedermann Ph., Mauri D.*, Phys. Rev. Lett., **48**, 1632 (1982).
- 7.16. *Eib W., Alvarado S. F.*, Phys. Rev. Lett., **37**, 444 (1976).
- 7.17. *Gudat W., Kisker E. et al.*, Phys. Rev., **B22**, 3282 (1980).
- 7.18. *Kisker E., Gudat W. et al.*, Phys. Rev. Lett., **45**, 2053 (1980).
- 7.19. *Pierce D. T., Kuyatt C. E., Celotta R. J.*, Rev. Sci. Instrum., **50**, 1467 (1979). [Имеется перевод: Пурс Д. Т. и др. — ПНИ, 1979, № 11, с. 153.]
- 7.20. *Kisker E., Clauberg R., Gudat W.*, Rev. Sci. Instrum., **53**, 1137 (1982). [Имеется перевод: Кискер Е. и др. — ПНИ, 1982, № 8, с. 18.]
- 7.21. *Hopster H., Raue R. et al.*, Phys. Rev. Lett., **51**, 829 (1983).
- 7.22. *Clauberg R., Hopster H., Raue R.*, Phys. Rev., **B29**, 4395 (1984).
- 7.23. *Kisker E., Schröder K. et al.*, Phys. Rev. Lett., **52**, 2285 (1984); *Feder R., Rodriguez A. et al.*, Solid State Commun., **52**, 57 (1984).
- 7.24. *Wohlfahrt E. P.*, Phys. Rev. Lett., **38**, 524 (1977).
- 7.25. *Korenmann V., Prange R. E.*, Phys. Rev. Lett., **53**, 186 (1984).
- 7.26. *Pierce D. T., Siegmann H. C.*, Phys. Rev., **B9**, 4035 (1974).
- 7.27. *Feuchtwang T. E., Cutler P. H.*, Surf. Sci., **75**, 401 (1978); *Feuchtwang T. E., Cutler P. H. et al.*, Surf. Sci., **75**, 490 (1978).
- 7.28. *Alvarado S. F.*, Z. Phys., **B33**, 51 (1979).
- 7.29. *Unguris J., Seiler A. et al.*, Phys. Rev. Lett., **49**, 1047 (1982).
- 7.30. *Scheidt H., Glöbl M. et al.*, Phys. Rev. Lett., **51**, 1688 (1983); *Feder R., Rodriguez A.*, Solid State Commun., **50**, 1033 (1984).
- 7.31. *Obermair G.*, Z. Phys., **217**, 91 (1968).
- 7.32. *Politzer B. A., Cutler P. H.*, Phys. Rev. Lett., **28**, 1330 (1972); *Nagy D., Cutler P. H., Feuchtwang T. E.*, Phys. Rev., **B19**, 2964 (1979).
- 7.33. *Chrobok G., Hofmann M., Regenfus G.*, Phys. Lett., **26A**, 551 (1968).
- 7.34. *Müller N.*, Phys. Lett., **54A**, 415 (1975).
- 7.35. *Landolt M., Campagna M.*, Phys. Rev. Lett., **38**, 663 (1977).
- 7.36. *Eckstein W., Müller N.*, Appl. Phys., **6**, 71 (1975).
- 7.37. *Landolt M., Yafet Y.*, Phys. Rev. Lett., **40**, 1401 (1978).
- 7.38. *Kisker E., Baum G. et al.*, Phys. Rev., **B18**, 2256 (1978).
- 7.39. *Nolting W., Reihl B.*, J. Magn. Magn. Mat., **10**, 1 (1979).

- 7.40. *Edwards D. M.*, J. Phys. **C16**, L327 (1983).
- 7.41. *Chrobok G., Hofmann M.*, Phys. Lett., **57A**, 257 (1976).
- 7.42. *Kisker E., Gudat W., Schröder K.*, Solid State Commun., **44**, 591 (1982).
- 7.43. *Hopster H., Raue R. et al.*, Phys. Rev. Lett., **50**, 70 (1983).
- 7.44. *Unguris J., Pierce D. T. et al.*, Phys. Rev. Lett., **49**, 72 (1982).
- 7.45. *Matthew J. A. D.*, Phys. Rev., **B25**, 3326 (1982).
- 7.46. *Penn D. R., Apell S. P., Girvin S. M.*, Phys. Rev. Lett., **55**, 518 (1985).
- 7.47. *Mauri D., Allenspach R., Landolt M.*, Phys. Rev. Lett., **52**, 152 (1984).
- 7.48. *Hopster H., Raue R., Clauberger R.*, Phys. Rev. Lett., **53**, 695 (1984).
- 7.49. *Kirschner J., Rebenstorff D., Ibach H.*, Phys. Rev. Lett., **53**, 698 (1984).
- 7.50. *Eckstein W.*, Z. Phys., **203**, 59 (1967).
- 7.51. *Loth R.*, Z. Phys., **203**, 66 (1967).
- 7.52. *Erbudak M., Ravano G.*, Phys. Lett., **91A**, 367 (1982).
- 7.53. *Heinzmann U., Jost K. et al.*, Z. Phys., **251** 354 (1972).
- 7.54. *Koyama K., Merz H.*, Z. Phys., **B20**, 131 (1975).
- 7.55. *Kittel C.*, Quantum Theory of Solids (Wiley, New York, 1963), Chap. X.
[Имеется перевод: Куттель Ч. Квантовая теория твердых тел. — М.: Наука, 1967.]
- 7.56. *Chelikowsky J. R., Cohen M. L.*, Phys. Rev. Lett., **32**, 674 (1974); Phys. Rev., **B14**, 556 (1976).
- 7.57. *Pierce D. T., Meier F.*, Phys. Rev., **B13**, 5484 (1976).
- 7.58. *Allenspach R., Meier F., Pescia D.*, Appl. Phys. Lett., **44**, 1107 (1984).
- 7.59. *Erbudak M., Reihl B.*, Appl. Phys. Lett., **33**, 584 (1978).
- 7.60. *Pierce D. T., Wang G. C., Celotta R. J.*, Appl. Phys. Lett., **35**, 220 (1979).
- 7.61. *Zürcher P., Meier F., Christensen N. E.*, Phys. Rev. Lett., **43**, 54 (1979).
- 7.62. *Reyes J., Helman J. S.*, Phys. Rev., **B16**, 4283 (1977).
- 7.63. *Wöhlecke M., Borstel G.*, Phys. Rev., **B24**, 2321, 2857 (1981).
- 7.64. *Allenspach R., Meier F., Pescia D.*, Phys. Rev. Lett., **51**, 2148 (1983).
- 7.65. *Pescia D., Meier F.*, Surf. Sci., **117**, 302 (1982);
Borstel G., Wöhlecke M., Phys. Rev., **B28**, 3153 (1983).
- 7.66. *Eyers A., Schäfers F. et al.*, Phys. Rev. Lett., **52**, 1559 (1984).
- 7.67. *Kirschner J., Feder R., Wendelken J. F.*, Phys. Rev. Lett., **47**, 614 (1981).
- 7.68. *Feder R.*, J. Phys., **C14**, 2049 (1981).
- 7.69. *Feder R.*, Phys. Scr., **T4**, 47 (1983).
- 7.70. *Pierce D. T., Celotta R. J.*, Adv. Electron. Electron Phys., **56**, 219 (1981).
- 7.71. *McRae E. G.*, Rev. Mod. Phys., **51**, 541 (1979).
- 7.72. *O'Neill M. R., Kalisvaart M. et al.*, Phys. Rev. Lett., **34**, 1167 (1975).
- 7.73. *Davission C. J., Germer L. H.*, Phys. Rev., **33**, 760 (1929).
- 7.74. *Kuyatt C. E.*, Phys. Rev., **B12**, 4581 (1975).
- 7.75. *Feder R.*, Phys. Rev., **B15**, 1751 (1977).
- 7.76. *Jennings P. J., Jones R. O.*, Surf. Sci., **71**, 101 (1978).
- 7.77. *Kalisvaart M., O'Neill M. R. et al.*, Phys. Rev., **B17**, 1570 (1978);
Lang J. K., Jamison K. D. et al., Surf. Sci., **123**, 247 (1982).
- 7.78. *Wang G.-C., Celotta R. J., Pierce D. T.*, Phys. Rev., **B23**, 1761 (1981).
- 7.79. *Feder R., Müller N., Wolf D.*, Z. Phys., **B28**, 265 (1977).
- 7.80. *Bauer P., Feder R., Müller N.*, Solid State Commun., **36**, 249 (1980).
- 7.81. *Alvarado S. F., Hopster H. et al.*, Solid State Commun., **39**, 1319 (1981);
Alvarado S. F., Campagna M., Hopster H., Phys. Rev. Lett., **48**, 51, 1768 (1982).
- 7.82. *Kirschner J., Feder R.*, Phys. Rev. Lett., **42**, 1008 (1979).
- 7.83. *Wang G.-C., Dunlap B. I. et al.*, Phys. Rev. Lett., **42**, 1349 (1979).
- 7.84. *Feder R., Kirschner J.*, Surf. Sci., **103**, 75 (1981).
- 7.85. *McRae E. G., Pierce D. T. et al.*, Phys. Rev., **B24**, 4230 (1981).
- 7.86. *Malmström G., Rundgren J.*, J. Phys., **C14**, 4937 (1981).
- 7.87. *Jones R. O., Jennings P. J.*, Phys. Rev., **B27**, 4702 (1983).
- 7.88. *Feder R.*, Solid State Commun., **31**, 821 (1979).

- 7.89. Slater J. C., The Self-Consistent Field for Molecules and Solids, Vol. 4 (McGraw-Hill, New York, 1974). [Имеется перевод: Слэтер Дж. Методы самосогласованного поля для молекул и твердых тел. — М.: Мир, 1978.]
- 7.90. Palmberg P. W., DeWames R. E., Vredevoe L. A., Phys. Rev. Lett., **21**, 682 (1968).
- 7.91. Suzuki T., Hirota N. et al., J. Phys. Soc. Jpn., **30**, 888 (1971).
- 7.92. Celotta R. J., Pierce D. T. et al., Phys. Rev. Lett., **43**, 728 (1979).
- 7.93. Pierce D. T., Celotta R. J. et al., Phys. Rev., **B26**, 2566 (1982); Unguris J., Pierce D. T., Celotta R. J., Phys. Rev., **B29**, 1381 (1984).
- 7.94. Waller G., Gradmann U., Phys. Rev., **B26**, 6330 (1982).
- 7.95. Alvarado S. F., Feder R. et al., Z. Phys., **B49**, 129 (1982).
- 7.96. Feder R., Alvarado S. F. et al., Surf. Sci., **127**, 83 (1983).
- 7.97. Tamura E., Ackermann B., Feder R., J. Phys., **C17**, 5455 (1984).
- 7.98. Alvarado S. F., Weller D., Verhandl. Deutsche Physikal. Gesellschaft (VI), **19**, 260 (1984).
- 7.99. Tamura E., Feder R., Solid State Commun., **44**, 1101 (1982).
- 7.100. Tamura E., Feder R., Surf. Sci., **139**, L191 (1984).
- 7.101. Kirschner J., Phys. Rev., **B30**, 415 (1984).
- 7.102. Rau C., Comments Solid State Phys., **9**, 177 (1980).
- 7.103. Gidley D. W., Köymen A. R., Capehart T. W., Phys. Rev. Lett., **49**, 1779 (1982).

Глава 8

- 8.1. Bagmann V., Michel L., Telegdi V. L., Phys. Rev. Lett., **2**, 435 (1959).
- 8.2. Meister H. J., Z. Phys., **166**, 468 (1962).
- 8.3. Farago P. S., Adv. Electron. Electron Phys., **21**, 1 (1965).
- 8.4. Wübker W., Möllenkamp R., Kessler J., Phys. Rev. Lett., **49**, 272 (1982).
- 8.5. Aiguard M. J., Clendenin J. E. et al., Nucl. Instrum. Meth., **163**, 29 (1979).
- 8.6. Gehenn W., Haug H. et al., Z. Angew. Phys., **28**, 142 (1969).
- 8.7. Jost K., Kaussen F., Kessler J., J. Phys., **E14**, 735 (1981).
- 8.8. Schackert K., Z. Phys., **213**, 316 (1968).
- 8.9. Heindorff T., Höfft J., Reichert E., J. Phys., **B6**, 477 (1973).
- 8.10. Kirschner J., Polarized Electrons at Surfaces. — In: Springer Tracts Mod. Phys., Vol. 106 (Springer, Berlin, Heidelberg, 1985).
- 8.11. Wang G.-C., Celotta R. J., Pierce D. T., Phys. Rev., **B23**, 1761 (1981).
- 8.12. Klinken J. van., Nucl. Phys., **75**, 161 (1966).
- 8.13. Boersch H., Schliepe R., Schriebl K. E., Nucl. Phys., **A163**, 625 (1971).
- 8.14. Raue R., Hopster H., Kisker E., Rev. Sci. Instrum., **55**, 383 (1984). [Имеется перевод: Рауэ Р. и др. — ПНИ, 1984, № 3, с. 119.]
- 8.15. Hodge L. A., Moravec T. J. et al., Rev. Sci. Instrum., **50**, 5 (1979). [Имеется перевод: Ходж Л. А. и др. — ПНИ, 1979, № 1, с. 7.]
- 8.16. Gray L. G., Hart M. W. et al., Rev. Sci. Instrum., **55**, 88 (1984). [Имеется перевод: Грей Л. Д. и др. — ПНИ, 1984, № 1, с. 97.]
- 8.17. Siegmann H. C., Pierce D. T., Celotta R. J., Phys. Rev. Lett., **46**, 452 (1981); Celotta R. J., Pierce D. T. et al., Appl. Phys. Lett., **38**, 577 (1981).
- 8.18. Erbudak M., Müller N., Appl. Phys. Lett., **38**, 575 (1981).
- 8.19. Erbudak M., Ravano G., J. Appl. Phys., **52**, 5032 (1981).
- 8.20. Pierce D. T., Girvin S. M. et al., Rev. Sci. Instrum., **52**, 1437 (1981). [Имеется перевод: Пирс Д. Т. и др. — ПНИ, 1981, № 10, с. 3.]
- 8.21. Hughes V. W., Long R. L., Jr et al., Phys. Rev., **A5**, 195 (1972).
- 8.22. Celotta R. J., Pierce D. T., Adv. At. Mol. Phys., **16**, 101 (1980).
- 8.23. Объяедков В. Д., Моссалами И. Х. — Вестник ЛГУ, 1971, т. 22, с. 43.
- 8.24. Karule E., J. Phys., **B5**, 2051 (1972).

- 8.25. *Campbell D. M., Brash H. M., Farago P. S.*, Phys. Lett., **36A**, 449 (1971).
- 8.26. *Krisciokaitis R., Tsai W. Y.*, Nucl. Instrum. Meth., **83**, 45 (1970);
Krisciokaitis R., Peterson W. K. — In: Electronic and Atomic Collisions, Abstracts of Papers, VIII ICPEAC, Belgrade, 1973 (Institute of Physics, Belgrade, 1973), p. 257.
- 8.27. *Farago P. S.*, Rep. Prog. Phys., **34**, 1055 (1971).
- 8.28. *Baum G., Koch U.*, Nucl. Instrum. Meth., **71**, 189 (1969).
- 8.29. *Wainwright P. F., Alguard M. J. et al.*, Rev. Sci. Instrum., **49**, 571 (1978).
[Имеется перевод: *Вейнрайт П. Ф.* и др. — ПНИ, 1978, № 5, с. 3.]
- 8.30. *Möllenkamp R., Heinzmann U.*, J. Phys., **E15**, 692 (1982).
- 8.31. *Drachenfels W. von., Koch U. T. et al.*, Nucl. Instrum. Meth., **140**, 47 (1977).
- 8.32. *Keliher P. J., Gleason R. E., Walters G. K.*, Phys. Rev., **A11**, 1279 (1975).
- 8.33. *Hodge L. A., Dunning F. B., Walters G. K.*, Rev. Sci. Instrum., **50**, 1 (1979). [Имеется перевод: *Ходж Л. А.* и др. — ПНИ, 1979, № 1, с. 3.]
- 8.34. *Gray L. G., Giberson K. W. et al.*, Rev. Sci. Instrum., **54**, 271 (1983).
[Имеется перевод: *Грей Л. Д.* и др. — ПНИ, 1983, № 3, с. 3.]
- 8.35. *Keliher P. J., Dunning F. B. et al.*, Phys. Rev., **A11**, 1271 (1975).
- 8.36. *Kisker E., Baum G. et al.*, Phys. Rev., **B18**, 2256 (1978).
- 8.37. *Garwin E., Meier F. et al.*, Nucl. Instrum. Meth., **120**, 483 (1974).
- 8.38. *Pierce D. T., Celotta R. J. et al.*, Rev. Sci. Instrum., **51**, 478 (1980).
[Имеется перевод: *Пирс Д. Т.* и др. — ПНИ, 1980, № 4, с. 77.]
- 8.39. *Sinclair C. K.* — In: High-Energy Physics with Polarized Beams and Polarized Targets, eds. Joseph C., Soffer J. (Birkhäuser, Basel, 1981), p. 27.
- 8.40. *Souder P., Barber A. et al.* — In: High-Energy Spin Physics — 1982, ed. Bunce G. M., AIP Conference Proceedings No. 95 (AIP, New York, 1982), p. 574; *Reichert E.*, *ibid.*, p. 580.
- 8.41. *Raith W.* — In: Electronic and Atomic Collisions, eds. Eichler J., Hertel I. V., Stolterfoht N. (North-Holland, Amsterdam, 1984), p. 107.
- 8.42. *Conrath D., Heindorff T. et al.*, Appl. Phys., **20**, 155 (1979).
- 8.43. *Reichert E., Zähringer K.*, Appl. Phys., **A29**, 191 (1982).
- 8.44. *Reihl B., Erbudak M., Campbell D. M.*, Phys. Rev., **B19**, 6358 (1979).
- 8.45. *Kirschner J., Oepen H. P., Ibach H.*, Appl. Phys., **A30**, 177 (1983).
- 8.46. *Prescott C. Y., Atwood W. B. et al.*, Phys. Lett., **77B**, 347 (1978); **84B**, 524 (1979).
- 8.47. *Feigerle C. S., Pierce D. T. et al.*, Appl. Phys. Lett., **44**, 866 (1984).
- 8.48. *Pierce D. T., Celotta R. J.* — In: Optical Orientation, eds. Meier F., Zakharchenya B. P. (North-Holland, Amsterdam, 1984), p. 259.
- 8.49. *Alvarado S. F., Ciccacci F., Campagna M.*, Appl. Phys. Lett., **39**, 615 (1981);
Campagna M., Alvarado S. F. — In: High-Energy Spin Physics. — 1982, ed. Bunce G. M., AIP Conference Proceedings No. 95 (AIP, New York, 1982), p. 566.
- 8.50. *Ciccacci F., Alvarado S. F., Valeri S.*, J. Appl. Phys., **53**, 4395 (1982).
- 8.51. *Rich A., Wesley J. C.*, Rev. Mod. Phys., **44**, 250 (1972).
- 8.52. *Kinoshita T.*, Comments At. Mol. Phys., **12**, 227 (1983).
- 8.53. *Wesley J. C., Rich A.*, Phys. Rev., **A4**, 1341 (1971).
Исправление: *Granger S., Ford G. W.*, Phys. Rev. Lett., **28**, 1479 (1972).
- 8.54. *Combley F. H.*, Rep. Prog. Phys., **42**, 1889 (1979).
- 8.55. *Bloch F.*, Physica, **19**, 821 (1953).
- 8.56. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Т. 3. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. — М.: Наука, 1974.
- 8.57. *Gräff G., Major F. G. et al.*, Phys. Rev. Lett., **21**, 340 (1968);
Gräff G., Klempert E., Werth G., Z. Phys., **222**, 201 (1969).

- 8.58. *Dehmelt H. G.*, Adv. At. Mol. Phys., **3**, 53 (1967); **5**, 109 (1969);
Walls F. L., Stein T. S., Phys. Rev. Lett., **31**, 975 (1973);
Wineland D., Ekstrom P., Dehmelt H., Phys. Rev. Lett., **31**, 1279 (1973)..
- 8.59. *Van Dyck R. S., Jr., Schwinberg P. B., Dehmelt H. G.*, Phys. Rev. Lett.,
38, 310 (1977);
Dehmelt H. — In: Atomic Physics 7, eds. Kleppner D., Pipkin F. (Plenum,
New York, 1981), p. 337;
Schwinberg P. B., Van Dyck R. S., Jr., Dehmelt H. G., Phys. Rev. Lett.,
47, 1679 (1981);
Wineland D. J., Itano W. M., Adv. At. Mol. Phys., **19**, 135 (1983).
- 8.60. *Cooper P. S., Alguard M. J. et al.*, Phys. Rev. Lett., **42**, 1386 (1979).
- 8.61. *Knight L. V.* Thesis, Stanford University (1965).
- 8.62. *Craigie N. S., Hidaka K. et al.*, Phys. Rep., **99**, 69 (1983).
- 8.63. *Bjorken J. D.*, Phys. Rev., **D1**, 1376 (1970);
Bjorken J. D. — In: High-Energy Spin Physics — 1982, ed. Bunce G. M.,
AIP Conference Proceedings No. 95 (AIP, New York, 1982), p. 268.
- 8.64. *Hughes V. W., Kurti J.*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **33**, 611 (1983).
- 8.65. *Baum G., Bergström M. R. et al.*, Phys. Rev. Lett., **51**, 1135 (1983).
- 8.66. *Alguard M. J., Ash W. W. et al.*, Phys. Rev. Lett., **37**, 1261 (1976); **41**,
70 (1978).
- 8.67. *Alguard M. J., Ash W. W. et al.*, Phys. Rev. Lett., **37**, 1258 (1976).
- 8.68. *Cooper P. S., Alguard M. J. et al.*, Phys. Rev. Lett., **34**, 1589 (1975).
- 8.69. *Eckstein W.*, Z. Phys., **203**, 59 (1967).
- 8.70. *Loth R.*, Z. Phys., **203**, 66 (1967).
- 8.71. *Erbudak M., Ravano G.*, Phys. Lett., **91A**, 367 (1982).
- 8.72. *Unguris J., Pierce D. T. et al.*, Phys. Rev. Lett., **49**, 72 (1982).
- 8.73. *Koike K., Hayakawa K.*, Jpn. J. Appl. Phys., **23**, L187 (1984); Appl. Phys.
Lett., **45**, 585 (1984).
- 8.74. *Celotta R. J., Pierce D. T.* — In: Microbeam Analysis, ed. Heinrich K. F. J.,
(San Francisco Press, San Francisco, 1982), p. 469.
- 8.75. *Hilgner W., Kessler J.*, Z. Phys., **221**, 305 (1969).
- 8.76. *Walker D. W.*, Phys. Rev. Lett., **20**, 827 (1968).
- 8.77. *Yates A. C.*, Phys. Rev. Lett., **20**, 829 (1968); Phys. Rev., **176**, 173 (1968)..
- 8.78. *Hilgner W., Kessler J., Steeb E.*, Z. Phys., **221**, 324 (1969).
- 8.79. *Kessler J., Lorenz J. et al.*, Z. Phys., **246**, 348 (1971).
- 8.80. *Thiemann W.*, Naturwiss., **61**, 476 (1974).
- 8.81. *Keszthelyi D.* Origins Life, **11**, 9 (1981).
- 8.82. *Bonner W. A., Dort M. A. van, Yearian M. R.*, Nature, **258**, 419 (1975)..
- 8.83. *Hodge L. A., Dunning F. B. et al.*, Nature, **280**, 250 (1979).
- 8.84. *Зельдович Я. Б., Саакян Д. Б.* — ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 2233.
- 8.85. *Rich A., Van House J., Hegstrom R. A.*, Phys. Rev. Lett., **48**, 1341 (1982);
Gidley D. W., Rich A. et al., Nature, **297**, 639 (1982);
Hegstrom R. A., Nature, **297**, 643 (1982).
- 8.86. *Farago P. S.*, J. Phys., **B13**, L567 (1980).
- 8.87. *Beerlage M. J. M., Farago P. S., Van der Wiel M. J.*, J. Phys., **B14**, 3245.
(1981).
- 8.88. *Farago P. S.*, J. Phys., **B14**, L743 (1981).
- 8.89. *Cherepkov N. A.*, J. Phys., **B16**, 1543 (1983).
- 8.90. *Онищук В. А.* — ЖЭТФ, 1982, т. 83, с. 33.
- 8.91. *Gien T. T.*, J. Phys., **B15**, 4617 (1982).
- 8.92. *Mott N. F., Massey H. S. W.*, The Theory of Atomic Collisions (Clarendon,
Oxford, 1965), Chap. IX. [Имеется перевод: Мотт Н. Ф., Месс-
си Г. С. У. Теория атомных столкновений. — М.: Мир, 1969.]
- 8.93*. *Дэшман С.* Научные основы вакуумной техники. — М.: Мир, 1964, с. 121..

Предметный указатель

Автоионизационное состояние 209
Автоионизационные резонансы 207, 208, 212
Автоионизация 207, 212, 213, 228
Азимутальная асимметрия сечений реакций $e^+e^- \rightarrow$ адроны 244
Амплитуда обменная 109
— рассеяния 47, 71, 108, 111
— с переворачиванием спина 47, 71
Анализатор моттовский 172, 258, 299
Асимметричный накопитель позитронного и электронного пучков (SPEAR) 244
Асимметрия аппаратурная (приборная) 104, 295, 297
— — коррекция 294, 295
— лево-правая 52, 69, 75, 104, 109, 115, 292, 303, 306
— ложная 94
— скоростей счета 306
— спин вверх — спин вниз 115
— угловая зависимость 134

Возбуждение магнонов 260, 282, 287

Двойная ДМЭ 275
Двойной ДМЭ-эксперимент 274
Двухфотонный переход 225
Деполяризация 159, 163—165
Детектор ливневый 240
— Мотта 52, 96, см. также Моттовский детектор
Диаграмма вращения (ДМЭ) 274
Дипольное излучение 154
ДМЭ-детектор 302, 305
ДМЭ релятивистская теория 275
Домен Вейсса 259

Закон Лагранжа 307
Захват электронов 97
Зеемановское расщепление 227

Источники поляризованных электронов 136, 312

Катушки Гельмгольца 135
Кварковая модель 333
Коэффициенты асимметрии 174
— Клебша — Гордана 139, 141

Ловушка медленных электронов 327
— — — одиночный электрон 329

Магнит шестиполосный 135—137, 179, 180
— Штерна — Герлаха 15, 16, 129, 179

Магнитная бутылка 325, 330
— элементарная ячейка 285, 288

Магнитное рассеяние 285
— дипольное излучение 240
Магнитные дипольные переходы 241, 242

Магнитный фотокатод 249
Маркировка электронов поляризацией 342

Математическое ожидание 24, 25
Матрица плотности 28, 53, 55, 115, 116, 119—121, 123, 197
— — смешанных состояний 55, 57
— рассеяния 78, 121, 143, 144

Матрицы Паули 20, 76, 116
Метод инверсной поляризационной фотоэлектронной спектроскопии 255

— мультиполей состояний 159
— парциальных волн 48, 235, 237
— пересечения состояний 159
— синхронного детектирования 130
Моттовский детектор 131, 181, 193, 200, 211, 228, 229, 262, 277, 299—302, 305, 323, 325, 344, см. также Детектор Мотта
Модель Вайнберга — Салама 334

- Накачка оптическая циркулярно поляризованным светом 181, 229
 Накопительные кольца 240, 241
 Насос *Рутса* (двухроторный насос) 317
 Некогерентная смесь поляризованных пучков 146
 Неупругая дифракция медленных электронов 102
- Обменное расщепление свободных энергетических зон 255
 Оже-эмиссия и правила отбора для дипольных переходов 215
- Параметр асимметрии 225
 Параметры *Стокса* 152, 167, 235
 Партонные модели 333
 ПДМЭ, использование в анализаторе поляризации 276
 Пеннинговская ионизация 231
 Переворачивание спина 191, 241, 242
 Позитроний 287
 Полный эксперимент 54, 61, 111, 122, 127, 203
 Поляризационный электронный микроскоп 340
 Поляризация брэгговских рефлексов 271
 — измерение как метод исследования механизма взаимодействия 157
 — как среднее значение оператора спина 42
 — лоренц-инвариантное (ковариантное) определение 43
 — магнитных моментов 238
 — поперечная 55
 — при ДМЭ (ПДМЭ) 273, 280, 283
 — — как метод изучения поверхностного магнетизма 286
 — продольная 70, 71
 — — β -частиц 237
 — тонкоструктурная 145
 — электронов в различных процессах (уровень знаний) 347
 Послесвечение 232
 Потенциал *Хартри* — *Фока* — *Слэтера* 236
 Потенциалы типа *Хартри* 83
 Поляризующая способность моттовского рассеяния 114
 Прилипание электрона к атому 100
 Правило *Хунда* 247
 Приближение *Бонхэма* — *Очкура* 163
 — искаженных волн 101
 Призма *Рошона* 211
- Проблема порогового поведения 137
 Процессы с многими столкновениями 94
 Прямое (тензорное) произведение матриц 115
- Рассеяние двойное 63, 92
 — как анализирующий процесс 73
 — — поляризующий процесс 73
 — комптоновское 234, 244, 288
 — магнитное 285
 — мёллеровское 177, 288, 335
 — многократное 177
 — моттовское (*Мотта*) 78, 93, 107, 109, 114, 115, 138, 143, 177, 178, 203, 235, 276, 292, 305
 — — в релятивистской области 178
 — — отличие от обменного рассеяния 125
 — обменное 163, 203
 — релятивистских электронов 174
 — сверхупругое 106, 145
 — тройное 161, 162
 — электронов на ферромагнитных аморфных стеклах 286
 — — со спинами, параллельными и антипараллельными спину атома 107
 Растровая электронная микроскопия 338
 Растровый электронный поляризационный микроскоп 338
 Расщепление уровней тонкой структуры 145
 Рацемические смеси 344
 Резонансы *Фешбаха* 98
 — формы 98
 Регистрация электронов на совпадение с испущенным светом 150
- Сечение мёллеровское 175, 178
 — обменное 109
 — прямое 109
 S-матрица 76, 77
 Спектроскопия поляризованных электронов как метод исследования поверхностного магнетизма 254
 Спиновая функция 22, 24, 109, 118—120
 Спиновые состояния чистые 27
 Спиновый оператор 23
 — — *Паули* 40
 — фильтр 18, 130
 Спиновое состояние антисимметричное 111
 Спин-флюповая амплитуда 47
 Спиральность 70

Степень поляризации 33
 Стереоселективное разложение 344
 Суперпозиция когерентная 24, 27, 32, 50, 165
 — некогерентная 32, 47

Теория *Вайнберга* — *Салама* 337
 Тормозное излучение циркулярно поляризованное 234
 Точка *Нееля* 284
 Туннелирование через «зоны с перепоротом спина» 260

Уравнение *Дирака* 34, 36, 80
 — — для свободной частицы 36
 — *Клейна* — *Гордона* 35
 — на собственные значения 41
 — *Шредингера* 34, 53
 — для частицы во внешних полях 44
 Уровни *Ландау* 322, 327, 328, 331
 Условие *Брэгга* 273

Ферромагнитный гадолиний 251
 Фильтр *Вина* 96, 258, 262, 291
 — — как устройство для поворота спина 291
 Формула *Резерфорда* 81
 Фотоионизация неполяризованного атомного пучка 187, 315
 — поляризованных атомов 205

Фотоэмиссия из GaAs 137, 270, 276, 319, 320, 335

Функция *Шермана* 46, 51, 53—55, 58, 63—65, 77, 85, 91, 93, 104, 235, 274, 295, 300, 301, 309, 338

ФЗУ со слоем салицилата натрия 211

Халькогениды редкоземельных элементов и актинидов 251

Хемоионизация 316

Цилиндрическое зеркало (анализатор) 274

Циркулярно поляризованный свет 95

Экранирование кулоновского поля ядра 81

Электронно-позитронное накопительное кольцо ПЕТРА 244

Электрон-фотонные совпадения 158

Электростатический дефлектор 320

Эмиттанс пучка 308, 318

Энантиомеры 343, 344

Энантиоморфные мишени 345

Энергия покоя 38

Эффект *Соколова* — *Тернова* 241

— *Фано* в атомах щелочных металлов 202

— — экспериментальное измерение 193

Ячейка *Поккельса* 239, 320

Оглавление

Предисловие переводчиков	5
Предисловие к русскому изданию	8
Предисловие ко второму изданию	9
Из предисловия к первому изданию	11
Глава 1. Введение	13
1.1. Представление о поляризованных электронах	13
1.2. Почему для электронов непригодны обычные поляризационные фильтры	14
Глава 2. Описание поляризованных электронов	20
2.1. Некоторые результаты из элементарной квантовой механики	20
2.2. Чистые спиновые состояния	22
2.3. Статистические смеси спиновых состояний. Описание поляризации электронов с помощью матрицы плотности	27
Глава 3. Поляризационные эффекты при рассеянии электронов, обусловленные спин-орбитальным взаимодействием	34
3.1. Уравнение Дирака и его интерпретация	34
3.2. Вычисление дифференциальных сечений рассеяния	46
3.3. Роль спиновой поляризации в упругом рассеянии	53
3.3.1. Зависимость сечения от поляризации	54
3.3.2. Поляризация электронного пучка при рассеянии	57
3.3.3. Изменение поляризации при рассеянии	58
3.3.4. Эксперименты по двойному рассеянию	63
3.4. Простое физическое объяснение явлений поляризации	65
3.4.1. Вращение вектора поляризации	65
3.4.2. Изменение величины вектора поляризации	66
3.4.3. Асимметрия в рассеянии поляризованного пучка	69
3.4.4. Поперечный характер поляризации как следствие закона сохранения четности. Контрпример: продольная поляризация при β -распаде	70
3.4.5. Равенство поляризующей и анализирующей способностей	73
3.5. Поляризация, нарушающая зеркальную симметрию	75
3.6. Количественные данные	80
3.6.1. Кулоновское поле	80
3.6.2. Экранированное кулоновское поле	83
3.7. Экспериментальные установки	91
3.7.1. Эксперименты по двойному рассеянию	91
3.7.2. Эксперименты с тройным рассеянием	94
3.8. Резонансное рассеяние	96
3.9. Неупругое рассеяние	101

Глава 4. Поляризационные эффекты, вызываемые обменными процессами в электронно-атомном рассеянии	107
4.1. Механизм поляризации в обменном рассеянии	107
4.2. Объединенное спиновое пространство электрона и мишени	115
4.3. Сечение и поляризация в упругом обменном рассеянии	122
4.4. Поляризационные эксперименты по упругому обменному рассеянию	129
4.5. Неупругие обменные процессы с одноэлектронными атомами	134
4.5.1. Спиновая зависимость ионизации электронным ударом	134
4.5.2. Эффекты, зависящие от спина, при возбуждении электронным ударом	137
4.5.3. Испускание циркулярно поляризованного света вследствие возбуждения поляризованными электронами	147
4.6. Общие законы для поляризации света, испускаемого после возбуждения поляризованными электронами	152
4.7. Неупругие обменные процессы с двухэлектронными атомами	159
4.8. Рассеяние Мёллера	172
Глава 5. Поляризация электронов в ионизационных процессах	179
5.1. Фотоионизация поляризованных атомов	179
5.2. Эффект Фано и последствия его открытия	181
5.2.1. Теория эффекта Фано	182
5.2.2. Объяснение эффекта Фано и экспериментальные данные	190
5.2.3. Поляризованные фотоэлектроны, испускаемые неполяризованными атомами под действием неполяризованного света	196
5.2.4. «Полный» эксперимент по фотоионизации	203
5.3. Ионизационные переходы из возбужденных атомных состояний	207
5.3.1. Автоионизационные переходы	207
5.3.2. Оже-переходы	213
5.4. Многофотонная ионизация	217
5.5. Столкновительная ионизация поляризованных атомов	226
5.5.1. Столкновительная ионизация поляризованных нестабильных атомов дейтерия	226
5.5.2. Ионизация Пеннинга	229
Глава 6. Другие релятивистские процессы с участием поляризованных электронов	233
6.1. Тормозное излучение и другие релятивистские электрон-фотонные процессы	233
6.2. Синхротронное излучение, связанное с переворачиванием спина	240
Глава 7. Эмиссия поляризованных электронов из объема и поверхности твердых тел	246
7.1. Эмиссия поляризованных электронов из магнитных материалов	246
7.1.1. Фотоэмиссия	248
7.1.2. Автоэлектронная эмиссия	255
7.1.3. Вторичная электронная эмиссия	261
7.2. Эмиссия поляризованных электронов из немагнитных материалов	263
7.3. Дифракция медленных электронов (ДМЭ)	271

Глава 8. Приложения и перспективы	289
8.1. Анализ поляризации	289
8.1.1. Преобразователи поляризации	289
8.1.2. Анализ поляризации по асимметрии рассеяния	292
8.1.3. Поглощение, зависящее от спина	303
8.2. Источники поляризованных электронов	305
8.3. Эксперименты по измерению аномального магнитного момента электрона. Электронный мазер	322
8.4. Физика высоких энергий	332
8.5. Электронная микроскопия	337
8.6. Рассеяние электронов на молекулах. Почему природа не является зеркально-симметричной?	340
8.7. Перспективы дальнейшего развития	346
Литература	351
Предметный указатель	362

Уважаемый читатель!

Ваши замечания о содержании книги, ее оформлении, качестве перевода и другие просим присылать по адресу: 129820, ГСП, Москва, 1-й Рижский пер., д. 2, изд-во «Мир».

Научное издание

Иоахим Кесслер

ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ

Заведующий редакцией проф. А. Н. Матвеев
Зам. зав. редакцией С. М. Жебровский
Старший научный редактор Е. С. Куранский
Младшие редакторы Г. Г. Сорокина, В. Н. Цлаф, Р. Х. Зацепина
Художник В. С. Потапов
Художественный редактор К. В. Радченко
Технический редактор О. Г. Лапко
Корректор Л. Д. Панова

ИБ № 6455

Сдано в набор 29.07.87. Подписано к печати 03.03.88. Формат 60×90^{1/16}. Бумага книжно-журнальная. Печать высокая. Гарнитура литературная. Объем 11,50 бум. л. Усл. печ. л. 23,00. Усл. кр.-отт. 23,00. Уч.-изд. л. 22,59. Изд. № 2/5347. Тираж 1900 экз. Зак. 676. Цена 3 р. 90 к.

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»

129820, ГСП, Москва, И-110, 1-й Рижский пер., 2

Ленинградская типография № 2 головное предприятие ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 198052, г. Ленинград, Л-52, Измайловский проспект, 29

Отпечатано в Ленинградской типографии № 4 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли, 190000, Ленинград, Прачечный переулок, 6. Зак. 221

