

ФИЗИКА

ПОДПИСНАЯ НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ СЕРИЯ



1984. 7

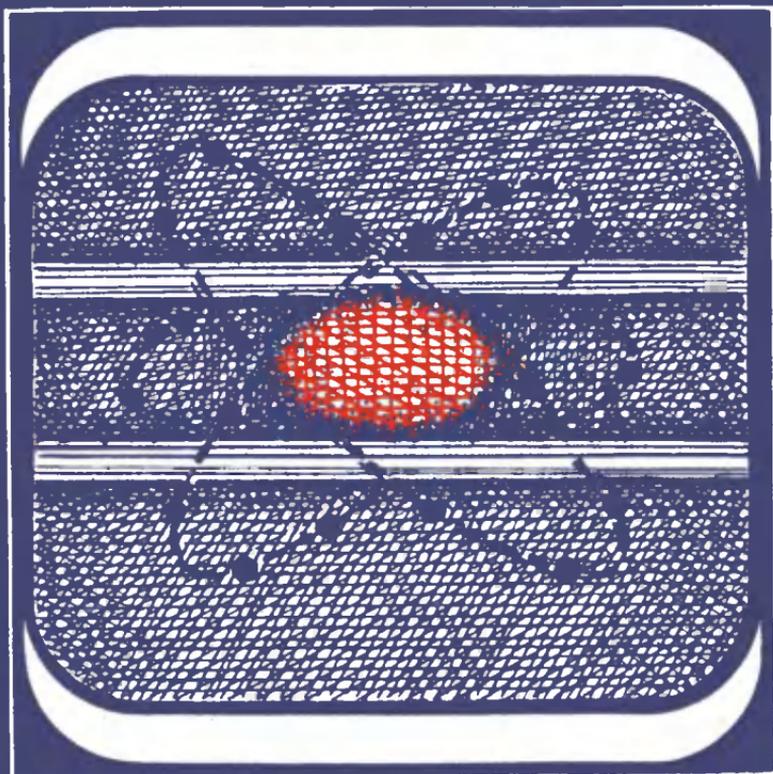
Ю.П.Гангрский

Б.Н.Марков

ЯДРА

В ЛУЧАХ

ЛАЗЕРА



ЗНАНИЕ

НОВОЕ В ЖИЗНИ, НАУКЕ, ТЕХНИКЕ

НОВОЕ В ЖИЗНИ, НАУКЕ, ТЕХНИКЕ

ПОДПИСНАЯ НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ СЕРИЯ

ФИЗИКА

7/1984

Издается ежемесячно с 1967 г.

Ю. П. Гангрский,
Б. Н. Марков

ЯДРА
В ЛУЧАХ
ЛАЗЕРА

Издательство «Знание» Москва 1984

Авторы: Юрий Петрович ГАНГРСКИЙ — доктор физико-математических наук, лауреат Государственной премии, сотрудник ОИЯИ (Дубна). Основные научные интересы связаны с изучением структуры атомных ядер, процессов деления нестабильных нуклидов, применением лазеров для исследования свойств ядер; Борис Николаевич МАРКОВ, кандидат физико-математических наук, сотрудник ОИЯИ (Дубна). Область исследований — физика деления ядер, изучение спонтанно делящихся изомеров, вопросы ускорительной техники, применение лазеров в ядерной физике.

Рецензенты: А. Ф. Писарев, доктор физико-математических наук; С. Д. Захаров, кандидат физико-математических наук.

Гангровский Ю. П., Марков Б. Н.

Г 19 Ядра в лучах лазера. — М.: Знание, 1984. — 64 с. — (Новое в жизни, науке, технике. Сер. «Физика»; № 7).

11 к.

Брошюра посвящена актуальным вопросам использования лазерного излучения в исследованиях структуры, свойств атомных ядер и ядерных процессов. Рассматриваются основные характеристики лазерного излучения и механизм взаимодействия его с ядром. Показано, что лазеры на красителях с регулируемой частотой излучения позволяют определять форму и размеры атомного ядра, распознавать одиночные атомы, вести поиск необычных ядер, получать ориентированные ядра.

Брошюра рассчитана на широкий круг читателей, интересующихся актуальными проблемами физики.

2403000000

ББК 32.86
6Ф4

ВВЕДЕНИЕ

Роль оптических методов исследования строения материи трудно переоценить. Именно они лежали в основе тех экспериментов, которые позволили установить атомную структуру вещества, дали начало теории относительности и квантовой механике. Особое положение этих методов объясняется рядом причин. Одна из них связана с их информативностью: оптическое излучение возникает на атомном или молекулярном уровнях и поэтому несет сведения о процессах, происходящих в самых глубинах вещества. Другим достоинством оптических методов является их высокая точность, основанная на таких волновых свойствах света, как дифракция и интерференция.

Поэтому не удивительно, что уже вскоре после открытия атомного ядра для его изучения стали использовать и оптические методы. Хотя влияние ядер на оптические спектры атомов или молекул оказалось очень слабым (изменение энергий отдельных оптических линий не превышало сотых долей процента), оно было обнаружено и исследовано благодаря высокой точности измерений. Это влияние уже проявлялось в известной сверхтонкой структуре атомных спектров. Исследование этой структуры подтвердило существование изотопов у многих элементов и указало на наличие механического момента (спина) у ядер с нечетным числом протонов или нейтронов. Изучение оптических спектров атомов и молекул позволило определить для целого ряда ядер значения спинов и магнитных дипольных моментов, судить о распределении электрического заряда внутри ядра. На основе этих данных был создан ряд моделей, описывающих отдельные свойства ядер (модель оболочек, коллективная модель), во многом способствовавших развитию наших представлений об атомном ядре.

Быстрый прогресс ядерной физики, начавшийся в

последвоенные годы, послужил толчком к возникновению многих новых направлений в исследовании свойств ядер. Среди них в первую очередь следует отметить ядерные реакции с различными бомбардирующими частицами (протонами, нейтронами, тяжелыми ионами), радиоактивный распад ядер, экзотические атомы, у которых место одного из электронов занимает μ - или π -мезон. В последнем случае из-за большой массы мезонов по сравнению с электронами они находятся близко к ядру и испытывают с его стороны более сильное влияние (изменение энергий оптических линий возрастает в сотни раз). Это позволяет исследовать более тонкие детали ядерной структуры — определять ядерные моменты более высоких порядков (октупольный, гексадекапольный), судить об изменении формы ядра с ростом энергии возбуждения. Все это привело к тому, что роль оптических методов исследования несколько упала.

Новым подъемом эти методы обязаны появлению лазеров, в разработку которых основополагающий вклад внесли советские ученые Н. Г. Басов и А. М. Прохоров и американский ученый Ч. Таунс. Уникальные свойства лазерного излучения — когерентность, — исключительно малая расходимость, высокие интенсивность и монохроматичность, создают возможность разнообразнейших взаимодействий лазерного излучения с веществом — от селективного возбуждения атомных или молекулярных уровней до полного изменения агрегатного состояния вещества. Такой диапазон воздействия лазерного излучения на вещество открывает широкие перспективы использования лазеров в целом ряде областей ядерной физики и техники.

Среди них можно отметить работы по разделению изотопов. Для некоторых элементов использование лазерного излучения оказывается весьма эффективным и может конкурировать с традиционными методами. Большие надежды на осуществление термоядерной реакции синтеза — источника энергии будущего — не без основания связывают с использованием лазеров большой мощности. В этом направлении ведутся интенсивные исследования в Физическом институте АН СССР под руководством Н. Г. Басова. На новую основу были поставлены и проводившиеся ранее измерения оптических спектров атомов.

Появление лазеров с перестраиваемой длиной вол-

ны, имеющих значительно большую интенсивность и монохроматичность излучения по сравнению с прежними источниками света, позволило существенно повысить точность и чувствительность измерений. Это дало возможность проводить работу со столь малыми количествами атомов исследуемого вещества, которые были недоступны для прежних методов, и распространить измерения на целую область радиоактивных ядер, характеризующихся необычными свойствами.

Свойства лазерного излучения позволяют поставить ряд принципиально новых экспериментов, не доступных для прежних оптических методов. Можно, например, из огромного числа посторонних атомов выделить отдельные атомы интересующего нас изотопа и сосчитать их. Это даст возможность исследовать такие редкие процессы, как двойной β -распад и взаимодействия нейтрино с ядрами, характеризующиеся чрезвычайно малыми выходами конечных продуктов. Определив с высокой точностью скорости движущихся ядер, можно судить о спектрах испускаемых из этих ядер частиц, не доступных для прямых измерений (например, нейтрино). Можно воздействовать на вероятность радиоактивного распада или на выход ядерной реакции. Эти направления исследований будут во многом определять дальнейший прогресс в физике атомного ядра.

Несмотря на быстрый рост объема информации о свойствах ядер, в этой области физики остается еще много неясного. Не решен основной вопрос о природе ядерных сил, определяющей характер взаимодействия между нуклонами, входящими в состав ядра. В последние годы все более укрепляется предположение, что эти взаимодействия являются отражением сложной (кварковой) структуры протонов и нейтронов. Для решения этой проблемы необходимы дальнейшие исследования, расширение области изучаемых ядер, переход к более высоким энергиям возбуждения. Важную роль в этих исследованиях, несомненно, будет играть лазерное излучение.

Обсуждение новых возможностей, открывающихся в изучении атомных ядер при использовании лазерного излучения, описание ряда как планируемых, так и уже проведенных экспериментов и полученных в них результатов и являются темой настоящей брошюры.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Характер взаимодействия лазерного излучения с веществом определяется уникальными свойствами этого излучения — его монохроматичностью, когерентностью, направленностью. Эти свойства позволяют создавать остронаправленный поток монохроматического излучения с плотностью до 10^{18} Вт/см² (в импульсе). При взаимодействии такого потока излучения с веществом могут быть достигнуты температура до десятков миллионов градусов, давление до нескольких миллионов атмосфер, напряженность магнитного поля до 10^8 Гс и электрического — до 10^{10} В/см. Такие экстремальные воздействия на вещество приводят к большому разнообразию процессов в нем — от селективного возбуждения отдельных уровней атомов или молекул до полного изменения агрегатного состояния. При этом интенсивность протекания тех или иных процессов определяется в первую очередь плотностью потока энергии и длиной волны (или величиной энергии) квантов излучения. Определенную роль играют, естественно, и свойства среды, например ее агрегатное состояние (газ, конденсированное вещество и т. д.).

Если среда представляет собой разреженный газ, а плотность лазерного излучения невелика (10^2 — 10^4 В/см²), то происходит взаимодействие излучения с отдельными атомами или молекулами, которое приводит к возбуждению их уровней энергии. Это взаимодействие будет наиболее эффективным в том случае, когда имеет место резонанс, т. е. совпадение энергий лазерных квантов и энергий атомных уровней. При этом сечение взаимодействия растет в миллионы раз и достигает значений 10^{-10} см². При таких значениях сечений взаимодействия и потоков лазерных квантов с энергией, соответствующей резонансу (до 10^{20} 1/с·см²), каждый атом, оказавшийся в зоне лазерного излучения, сразу же (через время менее 10^{-9} с) поглощает световой квант и переводится в возбужденное состояние. То же самое происходит и после испускания атомом светового кванта или перехода обратно в основное состояние, индуцированное лазерным излучением. Таким образом, атом, находящийся в зоне лазерного излучения, может с равной вероятностью

испустить световой квант или поглотить еще один квант светового излучения и перейти на более высокий возбужденный уровень.

Роль такого многократного возбуждения растет с увеличением интенсивности (или плотности потока) лазерного излучения. При плотностях потока энергии 10^6 — 10^8 Вт/см² многократное поглощение фотонов становится преобладающим процессом даже при энергиях фотонов, далеких от резонанса. Поглощение нескольких фотонов приводит к ионизации атома, т. е. к появлению в газе свободных электронов. Эти электроны могут приобретать энергию при взаимодействии с электромагнитным полем лазерного излучения. Набрав энергию выше порога ионизации, они будут выбивать новые электроны из атомов. В результате обоих процессов происходит переход вещества в новое состояние — в плазму, состоящую из ионов и электронов.

Взаимодействие лазерного излучения с конденсированными средами обусловлено в основном его поглощением поверхностным слоем. При этом из-за большей сложности спектров атомов и молекул процессы резонансного взаимодействия играют относительно меньшую роль, чем в случае разреженных газов. При поглощении лазерного излучения происходит локальное повышение температуры и давления, в результате чего вещество интенсивно испаряется. После этого взаимодействует излучение уже с парами вещества, что, как и в случае с газом, переводит его в состояние плазмы. При дальнейшем повышении плотности потока энергии лазерного излучения (выше 10^9 Вт/см²) характер взаимодействия уже не зависит от агрегатного состояния вещества, так как оно практически мгновенно переходит в плазму. Основная доля энергии излучения передается электронам. Их эффективная температура может достигать миллионов градусов (или сотен электронвольт).

Однако распределение электронов по энергиям сильно отличается от максвелловского. Вместо экспоненциального спада в сторону высоких энергий имеется интенсивная ветвь со значительно большей энергией. Эти электроны являются источником жесткого рентгеновского излучения (с энергией до нескольких килоэлектронвольт). Дальнейшее повышение плотности излучения приводит к росту температуры и, как следствие, к повышению интенсивности и средней энергии рентгенов-

ского излучения. Если лазерное излучение с плотностью энергии 10^{14} Вт/см² падает на вещество с большим атомным номером, (например, золото или свинец), то более половины его переходит в рентгеновское излучение.

Спектр рентгеновского излучения по своей форме близок к тормозному спектру электронов с граничной энергией в несколько десятков килоэлектронвольт. В этом спектре также наблюдаются дискретные линии, связанные с рекомбинацией электронов и ионов и с переходами электронов с одного энергетического уровня иона на другой. Таким образом, при указанных плотностях энергии происходит преобразование спектра лазерного излучения — от оптического с энергией в диапазоне электронвольт до рентгеновского с энергией в десятки килоэлектронвольт, т. е. увеличение средней энергии фотонов в тысячи раз.

Образующаяся при взаимодействии интенсивного лазерного излучения с веществом высокотемпературная плазма является также источником ионов. Эти ионы могут иметь заряды до 15—20. Их энергия достигает сотен килоэлектронвольт. Дальнейшее повышение заряда и энергии ионов возможно при увеличении плотности энергии лазерного излучения. Например, при значении плотности энергии $\sim 10^{18}$ Вт/см (для излучения неодимового лазера длиной волны 1,06 мкм) можно получить полностью лишённые электронов ионы элементов среднего атомного веса с энергией в десятки мегаэлектронвольт. Это открывает широкие возможности для создания эффективных ионных источников ускорителей, масс-сепараторов и т. д.

Достижимые на современных лазерах плотности потоков энергии излучения еще недостаточны для эффективного их воздействия на атомные ядра. Напряженности электрического поля в ядрах достигают 10^{17} — 10^{19} В/см. Чтобы получить такие значения с помощью лазерного излучения, необходимы плотности энергии излучения, превышающие 10^{30} Вт/см². Такая же ситуация имеет место и для рождения элементарных частиц в поле лазерного луча (в первую очередь пары электрон—позитрон, для образования которых требуется наименьшая энергия. Образование электрон—позитронной пары в поле мощного луча лазера представляет собой световой пробой вакуума, что возможно, когда поле лазерного луча сообщает электрону энергию, равную энер-

гии покоя частицы. В этом случае на расстоянии порядка комптоновской длины рассеяния электрона ($2,4 \cdot 10^{-10}$ см) ему необходимо сообщить энергию, соответствующую сумме масс электрона и позитрона (1,02 МэВ). Для этого требуется напряженность электрического поля около 10^{16} В/см, которую создает лазерное излучение с плотностью энергии $\sim 10^{29}$ Вт/см². Необходимо отметить, что указанные явления в результате туннельного эффекта будут иметь место (со значительно меньшей вероятностью) и при более низких (в 10—100 раз) значениях напряженности электрического поля. Однако и при этом требуемые потоки энергии оказываются еще недостижимо высокими для используемых в настоящее время лазеров.

Тем не менее во многих рассмотренных выше явлениях, возникающих при взаимодействии лазерного излучения с веществом, в той или иной степени проявляется влияние атомного ядра. Распределение электрического заряда в ядре приводит к сдвигу и расщеплению атомных уровней, и это отражается на сечениях резонансного взаимодействия лазерного излучения с атомами (это явление подробно рассматривается в следующем разделе). Возникающее в лазерной плазме жесткое рентгеновское излучение может возбуждать различные уровни ядер (его энергия достаточна для этого). Кроме того, целый ряд ядерных процессов существенно зависит от состояния электронной оболочки атома, на которую воздействует лазерное излучение. Таким образом, возникающие при взаимодействии лазерного излучения с веществом явления могут успешно использоваться для получения новых сведений о свойствах атомных ядер уже при достигаемых в настоящее время характеристиках излучения.

ЛАЗЕРЫ С ПЕРЕСТРАИВАЕМОЙ ЧАСТОТОЙ

Вид взаимодействия лазерного излучения с веществом существенно зависит во многих случаях не только от интенсивности, плотности светового потока, но и от частоты излучения. Резонансные частоты атомов и молекул занимают практически весь диапазон частот оптического излучения. Поэтому важно иметь источник когерентного монохроматического света с плавной ре-

гулировкой частоты. Этим требованиям в полной мере удовлетворяют лазеры с перестраиваемой частотой.

Известно, что для работы большинства лазеров требуется выполнение трех основных условий, а именно: лазер должен иметь активную среду, инверсную населенность возбужденных состояний атомов и устройство оптической обратной связи.

В качестве активной среды выбирают совокупность атомов, молекул или ионов, которые излучают свет частично в ультрафиолетовом, во всем видимом и ближнем инфракрасном участках спектра электромагнитных волн. В зависимости от агрегатного состояния или особенностей активной среды лазеры подразделяются на несколько типов: газовые, твердотельные, полупроводниковые и лазеры на красителях.

Обычно число атомов (молекул и ионов) в нижнем энергетическом состоянии гораздо больше числа атомов в каком-либо выделенном верхнем (возбужденном) состоянии. Применяя метод, известный под названием накачки, можно изменить соотношение (населенностей уровней), когда число атомов в возбужденном состоянии будет больше, чем в нижнем. Такое состояние атомов активной среды называется инверсной населенностью. Накачка может производиться импульсными лампами большой мощности, лучом другого лазера, газовым разрядом и другими средствами. Вынужденное испускание света из состояния с инверсной населенностью образует лазерное излучение.

В большинстве лазеров активную среду помещают между двумя зеркалами (или полированными поверхностями), образующими оптический резонатор, в котором световой пучок многократно проходит через активную среду. Например, оптический резонатор со 100%-ным отражающим зеркалом с одной и 98%-ным — с другой стороны резонатора увеличивает длину пути, проходимого светом в активной среде, в 50 раз по сравнению с однократным прохождением.

Зеркала способствуют не только усилению света в среде, они обеспечивают еще и обратную связь для поддержания лазерной генерации. Обратная связь поддерживает непрерывные колебания на частоте лазерного перехода.

Для перестройки частоты лазерного излучения можно менять характеристики активной среды, условия на-

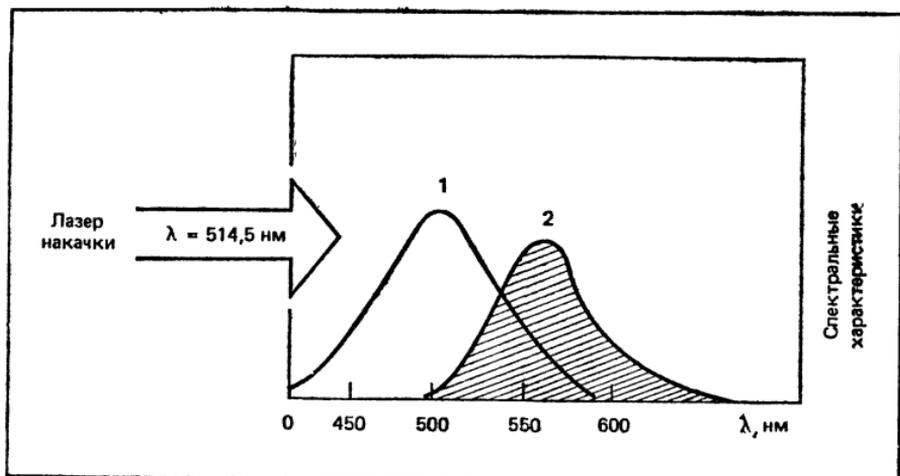


Рис. 1. Спектр поглощения (1) и флуоресценции (2) типичного лазерного красителя

качки и вводить в оптический резонатор частотно-диспергирующие элементы. Большой вклад в разработку таких типов лазеров в нашей стране внесен сотрудниками минского Института физики АН БССР под руководством Б. И. Степанова. Наиболее распространенным видом лазеров с перестраиваемой частотой являются лазеры на красителях. Активная среда такого лазера обычно представляет собой жидкий раствор органического красителя (соединение типа родамин 6Ж). Когда краситель возбуждается внешним источником коротковолнового излучения (непрерывным или импульсным лазером), он излучает свет на более длинных волнах. Происходит процесс поглощения фотона лазера на длине волны возбуждения красителя, а затем излучение фотона красителем на большей длине волны флуоресценции. Разность энергии фотонов идет на безызлучательные переходы и затем переходит в тепло. На рис. 1 приведены спектры поглощения и флуоресценции типичного лазерного красителя. Существенным здесь является то, что краситель флуоресцирует в широком диапазоне видимой области спектра в отличие от очень узкой полосы спектра, излучаемого лазером накачки. В качестве лазеров накачки широко используются как твердотельные, так и газовые лазеры, работающие на дискретных линиях в импульсном или непрерывном режимах.

В Институте физики АН БССР создана серия лазе-

ров под названием «Радуга». Источником накачки служит моноимпульсный рубиновый лазер с основной длиной волны излучения 694,3 нм. Для накачки красителей излучением удвоенной частоты (347,15 нм) на выходе рубинового лазера устанавливается нелинейный кристалл. Красители помещают в набор кювет, закрепленных во вращающийся револьверный барабан. Лазерная установка «Радуга» обеспечивает перестройку длины волны излучения в диапазоне от 260 до 1200 нм. Импульсная мощность излучения в ультрафиолетовом диапазоне (260—360 нм) достигает 1 МВт, в видимом диапазоне (360—720 нм) — 10 МВт и в ближнем инфракрасном — 100 МВт. Длительность импульса накачки и генерации излучения составляет около 20 нс.

В Институте спектроскопии АН СССР разработан и внедрен в практику мощный импульсный лазер на парах меди с частотой посылок импульсов для накачки красителей порядка 10^4 Гц. Во многих направлениях ведутся работы по созданию лазеров разных типов и их применению в различных областях науки и техники в Физическом институте им. П. Н. Лебедева и Институте общей физики АН СССР в Москве.

За последние годы в практику экспериментов начали довольно широко внедряться лазерные установки на красителях кольцевого типа, в которых в качестве источников накачки используется мощное излучение до 20 Вт в ультрафиолетовой и видимой областях спектра от ионных аргоновых или криптоновых лазеров непрерывного действия. Лазерные установки подобного типа действуют во многих научно-исследовательских центрах страны, в том числе в Объединенном институте ядерных исследований в Дубне для изучения структуры и свойств радиоактивных ядер в широком диапазоне масс.

Все лазеры на красителях накачиваются оптическим методом. Важно, чтобы источник накачки излучал свет на частотах, близких к положению максимума полосы поглощения. По самой природе красителя лазерное излучение на выходе является более длинноволновым, чем возбуждающее излучение.

Например, накачка родамина 6Ж, испускающего излучение в максимуме интенсивности вблизи длины волны, равной 590 нм в оранжевой области спектра, осуществляется излучением в области длин волн 460—515 нм. Для накачки красителя, испускающего свет в

синей области спектра, нужен источник ультрафиолетового излучения.

Ниже приводится таблица красителей, в которой указаны диапазоны длин волн их высвечивания и диапазоны длин волн излучения накачки этой области флуоресценции.

Краситель	Диапазоны длин волн высвечивания, нм	Длина волны максимума высвечивания, нм	Диапазоны длин волн накачки, нм
Кумарин 2	435—485	450	350—365
Кумарин 1	450—495	470	350—365
Кумарин 102	470—515	495	400—420
Кумарин 30	495—545	515	400—420
Кумарин 7	505—565	535	400—420
Кумарин 6	520—550	538	460—515
Родамин 110 (Р110)	540—600	570	460—515
Родамин 6Ж (Р6Ж)	570—650	590	460—515
Родамин Б (РБ)	600—675	630	460—515
Родамин 101			
с добавкой	620—690	645	460—515
Оксазин 1—4	695—800	750	650—670

Для лазеров на красителях требуется небольшой объем активной среды (красителя), поскольку они обладают исключительно высоким коэффициентом усиления малого сигнала. Однако при поглощении интенсивного излучения лазера накачки (до 10 Вт) краситель нагревается и его характеристики изменяются. Во избежание этого раствор красителя помещают либо в сменяемые кюветы, либо используют струю раствора вещества, которая свободно вытекает из сопла, образуя ровный ламинарный слой, через который и проходит излучение лазера накачки.

Пучок излучения лазера накачки фокусируется в объем струи красителя, в котором практически полностью поглощается.

В современных лазерах на красителе кольцевого типа оптическая ось резонатора составляет небольшой угол с направлением луча накачки. Оптический резонатор имеет два участка: первый из них состоит из непрозрачного зеркала с 100%-ным отражением и дополнительного зеркала (ось этого участка и наклонена к оси луча лазера накачки); второй участок, составленный дополнительным зеркалом и выходным зеркалом с от-

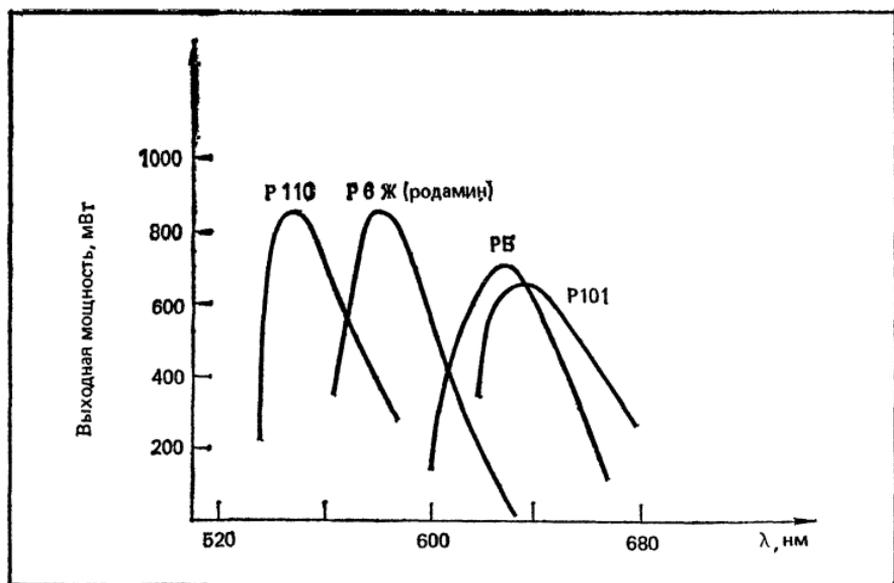


Рис. 2. Зависимость выходной мощности лазера на красителе от длины волны лазера накачки. Мощность накачки 6 Вт, $\lambda = 514,5$ нм

ражением 95—98%, имеет ось, параллельную направлению луча накачки. Кольцевые лазеры на красителях, таким образом, имеют трехзеркальный оптический резонатор большой длины. Это уменьшает частотный интервал между так называемыми продольными модами излучения, увеличивает соответственно числа мод в пределах ширины кривой усиления света и повышает выходную мощность излучения по сравнению с двухзеркальным резонатором. Кроме того, такая конструкция резонатора дает параллельность выходного излучения с направлением луча лазера накачки, что представляет удобство в экспериментах.

Грубая перестройка частоты выходного излучения в пределах 50 нм осуществляется заменой красителя (рис. 2) (см. таблицу). Плавная перестройка происходит с помощью частотно-селективных элементов, которые размещаются в резонаторе лазера на красителе. Такими элементами могут быть призменные устройства, дифракционная решетка, плоскопараллельные эталоны Фабри—Перо, двоякопреломляющий фильтр, состоящий из нескольких кристаллических кварцевых пластин различной толщины. С помощью пьезоэлектрического датчика можно менять расстояние между пластинами одно-

го из эталонов Фабри—Перо, изменяя частоту выходного излучения до 100 ГГц.

Ниже приводятся параметры типичного лазера на красителях непрерывного действия с накачкой от аргонного лазера, применяемого в современных опытах по ядерно-лазерной спектроскопии.

Выходная мощность	1 Вт
Диапазон плавной пере- стройки	400—800 нм
Ширина линии	10 МГц (без блока ак- тивной стабилизации) 1 МГц (с блоком)
Длительность импульса при синхронизации мод	5×10^{-12} с

В экспериментах по исследованию ядерной структуры необходимо иметь очень узкую по частоте линию лазерного излучения для разрешения атомных переходов, связанных с возбуждением всех компонентов сверхтонкой структуры. Процедура настройки лазера, проведения измерений и обработки результатов может производиться с применением ЭВМ.

ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕРНОЙ СТРУКТУРЫ

Раздел оптической спектроскопии, в основе которого лежит использование лазерного излучения для исследования атомных ядер, получил название ядерно-лазерной спектроскопии. Описанные выше свойства лазерного излучения определяют основные достоинства ядерно-лазерной спектроскопии: высокое энергетическое разрешение оптических спектров, возможность селективной регистрации небольших количеств атомов. Появление лазерной спектроскопии не только увеличило точность и чувствительность прежних оптических экспериментов, но и резко повысило быстродействие оптического метода, что позволило расширить область исследований на радиоактивные ядра с малыми временами жизни, изучать ядра в возбужденных (метастабильных) состояниях, измерять скорости атомных ядер.

Лазерное излучение не может прямо взаимодействовать с атомным ядром. Ядро находится в глубине атома, составляющие его протоны и нейтроны связаны вместе мощными ядерными системами. Энергия связи

нуклона в ядре составляет около 5—8 МэВ, в то время как энергия лазерных фотонов лежит в пределах нескольких электронвольт, т. е. на шесть порядков ниже. Лазерное излучение взаимодействует с электронами атома. Возбуждение электронной оболочки при поглощении атомом лазерного излучения приводит к появлению оптического спектра, состоящего из отдельных линий, соответствующих энергетическим уровням электронов. Измеряя компоненты такого спектра, можно определить размер и форму ядра, величины ядерного спина I и магнитного дипольного момента ядра μ , что и было предметом изучения для классической оптической спектроскопии стабильных ядер в относительно больших количествах.

Уровни энергии. Каждый химический элемент обладает присущим только ему характеристическим линейчатым спектром. Оптические спектры элементов были открыты Г. Кирхгофом и Р. Бунзеном еще в середине XIX столетия, объяснение их происхождения дал в начале нашего века Н. Бор. Он предположил, что в атоме имеется набор дискретных энергетических состояний (уровней энергии), и постулировал, что при переходе атома из одного состояния в другое он испускает или поглощает свет. Частота испускаемого света ν определяется разницей энергий этих состояний, т. е. соотношением $\Delta E = h\nu$, где h — известная постоянная Планка ($h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с). Модель атома Бора основывалась на классическом представлении о том, что вокруг ядра вращаются электроны и каждому энергетическому состоянию (уровню энергии) атома соответствует определенный радиус орбиты электрона относительно ядра.

Современная квантовая теория позволяет говорить лишь о вероятности нахождения электрона в определенном месте пространства вокруг ядра. Она оперирует так называемыми волновыми функциями, которые являются решениями уравнения Шредингера, описывающего атом с учетом заряда ядра, влияние электрических и магнитных полей на динамику атома.

Атомные энергетические уровни зависят от заряда ядра, который определяется числом протонов в ядре. Этот заряд генерирует электрическое поле, связывающее отрицательно заряженные электроны атома с ядром. Если ядро имеет суммарный собственный угловой момент, или спин I , тогда, поскольку ядро заряжено,

возникает магнитное поле, которое влияет на энергию электронов (положение их энергетических уровней). К тому же если ядро несферично, его электростатическое поле также изменяет энергию атома, особенно вблизи ядра. Эти два эффекта расщепляют структуру атомных уровней на несколько компонент, образующих **сверхтонкую структуру** оптического спектра атома.

Другой эффект, который может быть измерен, — **изотопический сдвиг**. Как указывает само название, это есть изменение энергии электронных уровней атома разных изотопов одного и того же элемента. Изотопы элемента имеют одинаковое число протонов в ядре, следовательно, одинаковые заряды, но разное число нейтронов, а следовательно, разные массы. Таким образом, изотопический сдвиг вызывается отчасти изменением массы ядра, отчасти изменением его формы. Энергия электронов зависит от размеров ядра, поскольку в некоторых случаях электроны проникают в области ядра или, в терминах квантовой механики, волновые функции, описывающие состояние ядра, перекрываются с волновыми функциями электронов.

Принцип Паули. Квантовомеханическая теория приписывает каждому стационарному состоянию микрочастицы в атоме четыре квантовых числа: n , l , m и s . Главное квантовое число n определяет величину энергии этого состояния, орбитальное квантовое число l — величину момента количества движения частицы, магнитное число m — величину проекции момента количества движения на направление магнитного поля, s — собственный момент количества движения (спин) частицы. Как показало изучение спектров различных элементов, электроны в атомах ориентируются так, что направление спина совпадает с направлением орбитального момента l или противоположно ему. Для характеристики величины полного момента количества движения электрона введено еще одно квантовое число — j . Оно связано с l и s соотношением $j = l \pm 1/2$.

Для примера, если стационарное состояние атома (энергетический уровень) характеризуется состоянием одного электрона, то этому состоянию можно приписать следующие значения квантовых чисел: $n=1$, $l=0$, $j=1/2$, $m_j = \pm 1/2$.

В. Паули в 1925 г. сформулировал принцип, согласно которому в атоме в определенном энергетическом со-

стоянии может находиться не более одного электрона, т. е. в атоме не могут существовать два или более электронов в состояниях, характеризуемых одинаковыми значениями четырех квантовых чисел. Общее число различных состояний электронов в атоме равно $2n^2$.

Сверхтонкая структура оптических спектров. Если считать атомное ядро точечным зарядом величиной Ze , то кулоновскому взаимодействию между ядром и электроном соответствует энергия стационарного состояния атома $E = RchZ^2/n^2$, где R — постоянная Ридберга; h — постоянная Планка; c — скорость света; n — главное квантовое число. Излучение квантов света при переходе атома из одного состояния в другое, с более низкой энергией, определяет положение спектральных линий в атомных спектрах.

При учете спина электрона энергетическая схема уровней атома усложняется вследствие взаимодействия между спином и моментом количества движения электрона. В результате спин-орбитального взаимодей-

ствия возникает тонкая структура спектра, при которой отдельные энергетические уровни характеризуются набором чисел n , l и j .

Согласно векторной модели атома полные моменты количества движения электронной оболочки J и ядра I складываются в суммарный момент атома F благодаря наличию магнитного взаимодействия ядра с электронной оболочкой (рис. 3). Магнитный момент ядра μ , связывает спин ядра I со спином J электронной оболочки, эта связь приводит к

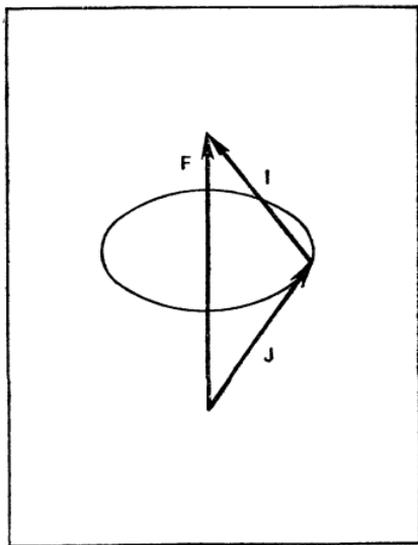


Рис. 3. Векторная модель атома: F — полный момент атома; I — момент ядра; J — момент электронной оболочки

расщеплению линий тонкой структуры на линии сверхтонкой структуры. Таким образом, наличие моментов у ядер проявляется в сверхтонкой структуре спектраль-

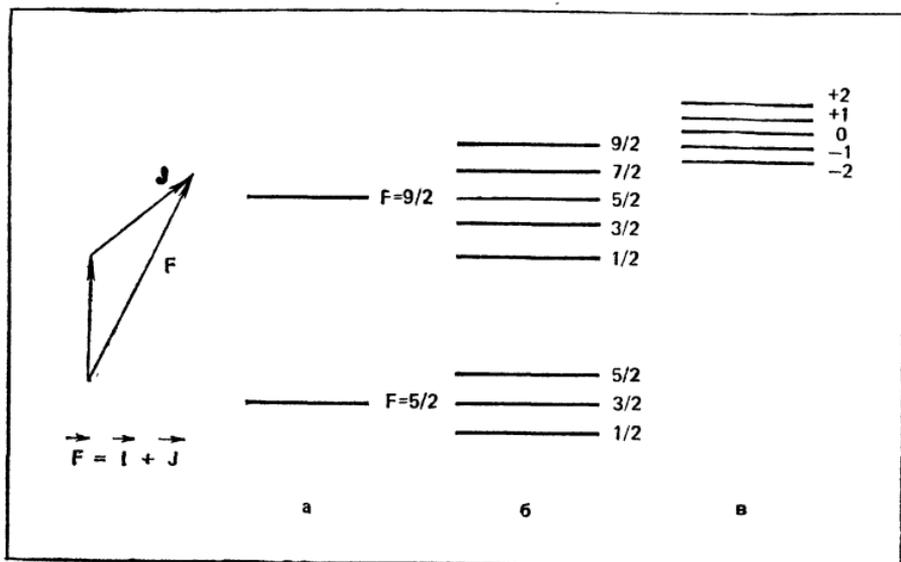


Рис. 4. Сверхтонкая структура атомных уровней

ных линий, обнаруженной впервые в 1928 г. советскими физиками А. Н. Терениным и Л. Н. Добрецовым и одновременно немецким физиком Г. Шюлером на изотопе натрия.

Так как энергия, обусловленная магнитным взаимодействием ядра с электронной оболочкой, примерно в 1000 раз меньше энергии взаимодействия орбитальных и спиновых моментов электронов, то и интервалы между линиями в сверхтонкой структуре спектра примерно в такое же число раз уже, чем в тонкой структуре. Отсюда — большое значение высокой монохроматичности и энергетического разрешения лазерной спектроскопии.

Следует добавить, что энергия спектральных линий может дополнительно увеличиваться или уменьшаться при взаимодействии статического квадрупольного момента ядра Q_s с электронной оболочкой. Величина Q_s положительна для ядер, удлинённых в направлении момента I , и отрицательна для ядер, сплюснутых в этом направлении.

Кроме того, если поместить атомы во внешнее магнитное поле, то происходит дополнительное расщепление уровней сверхтонкой структуры (эффект Зеемана), связанное с ориентацией полного момента атома F относительно вектора приложенного поля (рис. 4).

Анализ сверхтонкой структуры позволяет определить значение спина ядра I по числу и относительной интенсивности компонент структуры, значения магнитного дипольного и электрического квадрупольного моментов по величине расщепления линий сверхтонкой структуры. Используя лазеры с перестраиваемой частотой, такой анализ можно проводить с большой точностью.

Изотопические сдвиги в оптических спектрах. Изучение изотопических сдвигов в оптических спектрах является эффективным методом определения зарядовых радиусов стабильных и радиоактивных ядер. Обычно для получения ядерных параметров используют переходы в атомах, связанные с теми орбитальными электронами, волновые функции которых имеют заметную величину внутри ядра. Например, для s -электронов ($l=0$) и p -электронов ($l=1$) используются переходы типа $ns^2 \rightarrow nsnr$ или $ns \rightarrow nr$. Для s -электронов в атоме волновая функция в области ядра имеет максимум. Используются также и другие переходы, в которых изменяется экранировка внутренних заполненных s -оболочек, как, например, в редкоземельных элементах.

Для получения информации о средних квадратичных зарядовых радиусах ядра $\langle r^2 \rangle$ необходимо из полного изотопического сдвига частоты $\Delta\nu$ — изменения частоты при переходе от изотопа с массовым числом A к изотопу A_1 — выделить эффект, связанный только с изменением объема ядра. Существуют специальные методы вычислений так называемого полевого сдвига, т. е. части изотопического сдвига, связанной с изменением объема, в зависимости от массы ядра.

Часть изотопического сдвига, связанного с изменением массы изотопа для переходов типа $s \rightarrow p$, определяется легко. Для средних и тяжелых ядер она равна $\sim \Delta\nu_M \simeq \nu/1836$, ее значение для $Z > 50$ порядка 1% от объемного сдвига $\Delta\nu_V$.

Изомерные сдвиги. Вещество может существовать в метастабильных состояниях, которые отличаются от основного состояния формой ядер, а следовательно, и зарядовым распределением нуклонов. Тогда в оптическом спектре атомов одного и того же изотопа могут возникать кратковременные смещения линий, называемые изомерными сдвигами.

Лазерная спектроскопия позволяет исследовать та-

кие сдвиги для изомерных состояний с временами жизни ~ 1 мкс.

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ И ИДЕНТИФИКАЦИЯ ОДИНОЧНЫХ АТОМОВ

В проводимых в настоящее время исследованиях часто оказывается, что интересные по своим свойствам ядра получаются в ультрамалых количествах. Такова ситуация с ядрами далеких трансурановых элементов, изомеров, имеющих существенно несферическую форму ядер, изотопов, распадающихся необычными способами (испусканием протона, одного или нескольких нейтронов). Например, в опытах по синтезу 104-го элемента, названного курчатовием, которые проводились в Объединенном институте ядерных исследований (Дубна) под руководством академика Г. Н. Флерова, за 6 ч работы самого мощного в мире ускорителя многозарядных ионов удавалось получить всего 1 атом.

Традиционный метод исследования ядер заключается в измерении радиоактивного излучения, испускаемого при их распаде. По энергии этого излучения определяется атомный номер и массовое число последующих ядер, а по интенсивности — их количество. В упомянутых опытах по синтезу 104-го элемента высокая чувствительность измерений объясняется коротким временем его жизни (оно составляет около 0,1 с, поэтому все образующиеся ядра распадались за время эксперимента) и удобством для регистрации вида радиоактивного излучения — осколками спонтанного деления, которые имели большую энергию и поэтому их легко можно было выделять на фоне остального излучения.

Однако в целом ряде случаев период полураспада изучаемого ядра может составлять многие годы, поэтому лишь небольшая часть ядер распадается во время эксперимента, а испускаемое при их распаде излучение (например, β - или γ -лучи низкой энергии) трудно отделить от фона. В таких условиях для проведения эксперимента требуются многие миллионы атомов, и уменьшить это число можно только с помощью новых методов.

Широкие перспективы в этом направлении открывает использование лазерного излучения, позволяющего значительно поднять чувствительность измерений. Этот

метод основан на тех же принципах, что и известный уже более ста лет метод спектрального анализа оптического излучения. Атом каждого элемента имеет присущий только ему спектр излучения, который отражает схему его атомных уровней. Измерение этого спектра (определение резонансных частот и интенсивностей отдельных линий) позволяет идентифицировать элемент и определить число атомов. Однако для таких измерений требуется значительное число атомов.

Использование лазеров с перестраиваемой длиной волны позволяет по-новому подойти к решению этой задачи. Резонансные частоты определяются по изменению выхода возбужденных атомов при сканировании длины волны лазерного излучения, падающего на эти атомы. Высокие интенсивность и монохроматичность этого излучения дают возможность значительно снизить требуемое число атомов. Широкий круг исследований, которые показали возможность детектирования и идентификации таким способом одиночных атомов, был впервые проведен в Институте спектроскопии АН СССР профессором В. С. Летоховым с сотрудниками. Этот метод основан на том, что каждый атом, попавший в область лазерного излучения с энергией, соответствующей одному из его возбужденных состояний, переводится в это состояние за время, меньшее 10^{-8} с. Далее атом может быть зарегистрирован одним из двух способов (рис. 5).

Первый способ. Возбужденный атом спонтанно испускает фотон и возвращается в основное состояние за время, характерное для возбужденного уровня (обычно это время составляет 10^{-8} — 10^{-7} с). После этого следует новое поглощение и новое спонтанное испускание фотона. Если область взаимодействия лазерного излучения с атомом составляет 1 см, то при тепловой скорости атома 10^4 см/с он пересечет эту область за 10^{-4} с и испустит 10^3 — 10^4 фотонов, которые с помощью линз можно направить на фотокатод электронного умножителя. Обычно квантовый выход фотокатода составляет около 10%, поэтому с него будет испущено 10^2 — 10^3 фотоэлектронов и на выходе электронного умножителя появится импульс, лежащий выше уровня шумов и достаточный для его наблюдения. По амплитуде он сравним с импульсом, возникающим при регистрации γ -кванта с энергией 100—200 килоэлектронвольт, т. е. происходит усиление в 10^3 — 10^4 раз.

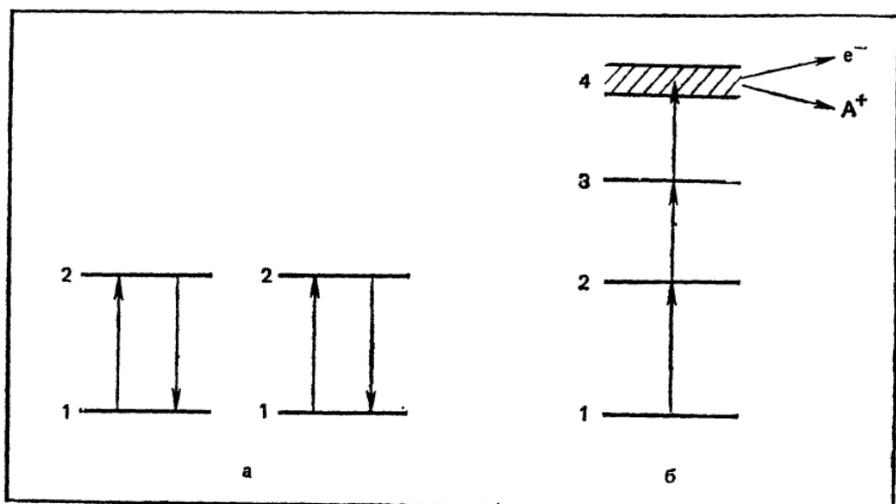


Рис. 5. Регистрация единичных атомов с помощью лазерного излучения: а — по резонансной флуоресценции; б — по фотоионизации. Цифрами показаны ступени возбуждения атома

Второй способ. Возбужденный атом захватывает еще один световой квант и переходит в более высокое возбужденное состояние, близкое по энергии к потенциалу ионизации. После этого можно ионизировать атом с помощью импульса электрического поля. В ряде случаев двух ступеней возбуждения оказывается недостаточно, и для достижения потенциала ионизации требуется последовательное поглощение трех фотонов. В этом методе предпочтительнее использовать импульсные лазеры, имеющие большую мгновенную мощность, с тем чтобы за время жизни промежуточного уровня (10^{-8} — 10^{-7} с) с заметной вероятностью происходило поглощение нового светового кванта. Образующийся ион можно электрическим полем извлечь из области взаимодействия с лазерным излучением. При этом он ускорится до энергии в несколько десятков килоэлектронвольт и легко может быть зарегистрирован фотоумножителем с открытым катодом. Итак, резонансное лазерное излучение, воздействуя на вещество, приводит к возникновению либо серии фотонов, либо иона с достаточно большой энергией; таким образом, создаются условия для регистрации отдельных атомов.

Чувствительность лазерного метода определяется тем минимальным числом атомов, которое необходимо

для проведения измерений. Она зависит от того, насколько интенсивность излучения возбужденных атомов (световых квантов или ионов) превышает уровень фонового излучения.

В настоящее время разработаны эффективные методы регистрации предельно низких интенсивностей световых квантов и ионов. Достаточный для регистрации и лежащий выше уровня шумов сигнал на выходе фотумножителя получается при попадании на его катод ионов с энергией выше 10 кэВ или серии фотонов (не менее 10 за время 10^{-4} — 10^{-3} с). Разница в интенсивностях ионов и фотонов объясняется тем, что в то время как каждый ион, попадающий на катод, выбивает из него несколько десятков электронов, каждый фотон — лишь один. Из этих электронов только одна десятая часть попадает в ускоряющее поле и вызывает лавину электронов.

Выше уже отмечалось, что ион или серия фотонов могут быть получены при взаимодействии лазерного излучения с единичным атомом. Таким образом, эффективность регистрации единичных атомов будет определяться эффективностью получения иона или серии фотонов, когда атом находится в поле лазерного излучения. Это зависит, в свою очередь, от структуры атомных уровней. Если времена жизни возбужденных уровней малы (менее 10^{-5} с) и они распадаются главным образом путем переходов в основное состояние, то с каждого атома можно получить серию фотонов (число их зависит от интенсивности лазерного излучения и времени жизни возбуждаемого уровня). Когда возбужденная частица переходит не в основное, а в изомерное состояние, серия фотонов обрывается. Поэтому для ионизации тех атомов, у которых вероятность такого перехода велика, предпочтительнее использовать двух- или трехступенчатое возбуждение. Этими способами можно успешно регистрировать атомы целого ряда элементов, например Na, Cs, Yb, U.

Избирательность лазерного метода также весьма высока. Получаемая на опыте ширина резонансной линии составляет 10^{-7} — 10^{-8} от ее энергии. Это значительно меньше, чем при регистрации ядерного излучения по ионизации вещества ($\sim 10^{-3}$). Столь малая ширина резонансной линии практически исключает случайные наложения линий от различных элементов и позволяет

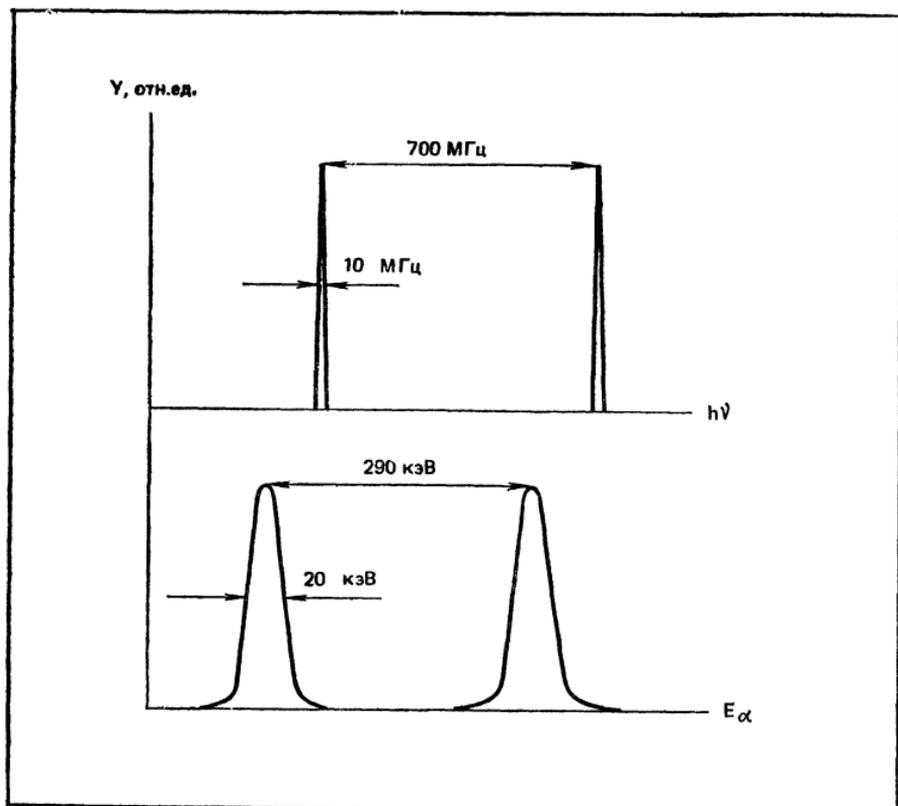


Рис. 6. Спектр оптического излучения (вверху) и α -спектр (внизу) изотопов плутония с четными числами протонов и нейтронов

разделить линии от отдельных изотопов одного и того же элемента. На рис. 6 представлены спектры четно-четных изотопов плутония: в одном случае спектры α -частиц, испускаемых при их распаде, в другом — спектры четно-четных изотопов плутония резонансно рассеянного лазерного излучения. Наглядно видно лучшее разделение линий в случае лазерного метода. Такая же картина имеет место и для других элементов. Избирательность лазерного метода можно еще более повысить, если проводить двух- и трехкратное резонансное возбуждение, ионизирующее атом. Это позволяет регистрировать одиночные атомы даже при очень высоком уровне фона атомов посторонних элементов (их интенсивность может в 10^{20} раз превышать интенсивность исследуемых атомов).

Для уверенной регистрации и идентификации исследуемых атомов

двух ядер весьма важно увеличить время их взаимодействия с лазерным излучением, т. е. заставить их дольше находиться в пучке лазера. В идеале это время должно быть таким, чтобы можно было осуществить сканирование (многократное изменение) длины волны лазерного излучения и зафиксировать резонанс, соответствующий энергии возбужденного уровня регистрируемого атома.

Этого можно добиться, например, затормаживая регистрируемые атомы в газе. Тогда время нахождения атомов в луче лазера будет определяться уже не их скоростью, а диффузией в газе и может достигать секунд. Этого вполне достаточно, и для сканирования по частоте лазерного излучения, и для накопления достаточного числа рассеянных фотонов от единичного атома, и для его эффективной ионизации. Однако наличие атомов (или молекул) буферного газа приводит к повышению фона рассеянного светового излучения или ионов.

Уменьшить скорость атомов можно, воздействуя на них световым давлением. Резонансное взаимодействие с атомами лазерного излучения, направленного против их движения, может так снизить скорость атомов, что они будут находиться в зоне лазерного излучения до нескольких минут. В этом методе атомы находятся в вакууме, и фон от посторонних атомов отсутствует. Однако для эффективного торможения (охлаждения) атомов, имеющих значительный разброс скоростей, требуется сложная схема перестройки частоты лазерного излучения.

Кроме двух описанных способов, для увеличения времени взаимодействия вещества с лазерным излучением вместо атомов можно использовать ионы. В этом случае для их удержания применяются электрические или магнитные поля (электромагнитные ловушки). В таких ловушках можно удерживать ионы до нескольких часов. Однако использование ионов позволяет регистрировать только рассеянное световое излучение. Кроме того, резонансные уровни ионов, как правило, выше по энергии, чем у атомов, и лежат нередко в области ультрафиолета.

Столь большое время пребывания атомов в зоне лазерного излучения дает возможность уверенно регистрировать и идентифицировать каждый из них, причем

регистрируемый сигнал от одного атома будет значительно выше фонового. Это позволяет работать с очень низкими интенсивностями атомных пучков (до одного атома в час). Однако для задач ядерной физики важно определить число атомов не в зоне лазерного излучения, а в изучаемом образце. Как уже отмечалось выше, простой спектр имеют только свободные атомы. Поэтому атомы образца необходимо перевести из конденсированного в свободное состояние (обычно нагревом его) и направить их под луч лазера. В случае пучков нейтральных атомов значительная часть их теряется из-за изотропного испускания из источника, до лазерного пучка доходит не более долей процента. Для снижения потерь приходится использовать сложную систему направляющих диффузоров. Однако если получать из источника не атомы, а ионы, то можно воспользоваться направляющим и фокусирующим действием электромагнитных полей и довести эффективность доставки до 30—50%. Для ряда элементов (например, щелочных металлов) можно добиться и высокой эффективности ионизации (до 50—60%). Поэтому в зону лазерного излучения можно доставить из источника до 15—20% ионов. Если эти ионы пропустить через тонкую пленку или пары щелочного металла, то их можно нейтрализовать, т. е. превратить в нейтральные атомы и уже затем использовать для измерения с лазерным пучком.

Таким образом, используя резонансное лазерное излучение и транспортировку ионов с помощью электромагнитного поля, можно достигнуть предельно высокой чувствительности регистрации исследуемых атомов вплоть до нескольких десятков атомов в образце. Метод лазерного возбуждения оказывается сравнимым по чувствительности с ядерными методами, в которых производится регистрация осколков деления или γ -частиц, и может превосходить их, если используется регистрация β - или γ -частиц. Измеряя выходы долгоживущих или даже стабильных дочерних продуктов с помощью этого метода, можно по-новому подойти к проведению экспериментов по исследованию таких редких процессов, где выход исчисляется считанными атомами.

Одним из таких процессов является двойной β -распад, в котором ядро испускает одновременно два электрона (или позитрона) и изменяет свой электрический заряд на две единицы. Вероятность такого процесса

крайне мала (периоды полураспада превышают 10^{20} лет), реально он может наблюдаться лишь в тех случаях, когда исключено последовательное испускание двух электронов.

Значение исследований двойного β -распада выходит далеко за пределы физики ядра. Результаты этих экспериментов позволяют судить не только о механизме β -распада или свойствах ядер, но и о таких фундаментальных проблемах, как масса покоя нейтрино, сохранение лептонного заряда (к лептонам относятся электрон, μ -мезон, τ -мезон и их античастицы, а также шесть видов нейтрино). Работы в этом направлении ведутся уже более 40 лет многими группами ученых, но пока они принесли очень скудные результаты, так как эксперименты исключительно трудоемки и сложны. Исследования идут в двух направлениях: измеряются совпадения двух электронов и определяется выход дочерних продуктов двойного β -распада.

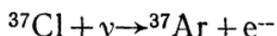
Положительные результаты получены пока лишь в опытах второго направления: по аномалиям изотопного состава геологических образцов можно предполагать, что ядра ^{82}Se , ^{130}Te , ^{128}Te испытывают двойной β -распад. Однако точное определение периода полураспада этих ядер наталкивается на целый ряд неопределенностей: возраст геологических образцов (а он исчисляется миллионами лет), возможные потери дочерних продуктов за это время, образование их в других процессах (главным образом при взаимодействии космических лучей с окружающим веществом). Не удивительно поэтому, что результаты измерений заметно различаются между собой.

Повышение чувствительности измерений за счет использования лазерного излучения позволило бы работать со значительно меньшими количествами атомов продуктов двойного β -распада, что существенно сократило бы время накопления этих продуктов. Тогда можно было бы проводить весь эксперимент в контролируемых условиях и избавиться от указанных выше неопределенностей.

Другой редкий процесс, в исследовании которого большие надежды возлагаются на лазерные методы исследования, — взаимодействие нейтрино с веществом. Особый интерес вызывает в последние годы проблема солнечных нейтрино. Проводимые на протяжении более

десяти лет опыта Р. Дэвиса (США) показали, что поток наиболее жестких нейтрино, возникающих при β -распаде ^8B и имеющих граничную энергию спектра 14 МэВ, в 3—4 раза ниже ожидаемого. Для объяснения этого явления был выдвинут ряд гипотез, учитывающих как условия в недрах Солнца (температуру, давление, наличие конвективных потоков), так и фундаментальные свойства нейтрино (например, их стабильность).

Опыт Дэвиса был основан на взаимодействии нейтрино с ядрами хлора



и регистрации радиоактивного излучения, образующегося в реакции ^{37}Ar . Использовался детектор, состоящий из 380 тыс. л четыреххлористого углерода (CCl_4), помещенный на глубину около 4 км. В таком детекторе образовывалось несколько атомов ^{37}Ar в день. Столь низкий выход продуктов реакции с нейтрино объясняется крайне малыми сечениями, составляющими 10^{-45} — 10^{-42} см². Это почти на 20 порядков меньше типичных сечений ядерных реакций. Поэтому успех опытов определяется выбором особо чувствительной методики, тщательным анализом фона.

В последнее время предложен другой метод регистрации солнечных нейтрино, основанный на измерениях концентраций долгоживущих продуктов реакций в геологических образцах, залегающих в недрах Земли. При этом оптимальными являются периоды полураспада от 10^4 до 10^7 лет. Это время достаточно велико, чтобы накопилось значительное число атомов продуктов реакций с нейтрино, особенно элементов, широко распространенных в земле, и одновременно слишком мало, чтобы данные изотопы сохранились с момента образования Земли и служили источником фона.

В качестве объектов исследования выбраны изотопы ^{41}K , ^{81}Br , ^{97}Mo , ^{205}Pb . При взаимодействии с ними солнечных нейтрино образуются долгоживущие радиоактивные ядра с периодами полураспада, лежащими в указанном временном диапазоне. Можно ожидать, что за времена накопления, сравнимые с периодами полураспада, образуется 10^4 — 10^8 атомов этих изотопов на каждую тонну вещества. Такие количества атомов вполне доступны для регистрации с помощью рассмотренного выше лазерного метода счета. В то же время изме-

рение их радиоактивного излучения невозможно из-за очень низкой его интенсивности (несколько распадов в год).

Характерной особенностью данного метода является то, что разные изотопы имеют наибольшую чувствительность к различным участкам спектра нейтрино. Поэтому, измеряя выходы нескольких изотопов, можно детально судить об интенсивности потока различных компонент нейтринного спектра. Это очень важно, так как в опытах Р. Дэвиса регистрируемые нейтрино составляли очень малую долю в спектре ($\sim 10^4$), и не исключено, что обнаруженная аномалия выхода связана лишь с одной из малоинтенсивных ядерных реакций в недрах Солнца.

Счет единичных атомов может использоваться и при исследовании целого ряда других процессов, представляющих большой интерес и имеющих важное значение для развития наших представлений о глубинном строении материи. К ним нужно отнести ядерные реакции при очень низких энергиях (такие реакции протекают в недрах звезд), распад нуклона, приводящий к развалу ядра, осцилляции нейтральных элементарных частиц (нейтрона, нейтрино). Чрезвычайно низкий выход продуктов всех этих процессов обуславливает требование высокой чувствительности и селективности экспериментальной методики, чему в полной мере отвечают лазерные методы.

Необходимо отметить принципиальное различие ядерных и лазерных методов регистрации одиночных атомов. В ядерных методах регистрация атомов или ядер основана на изменении их состояния, например, при торможении в веществе или при распаде. Поэтому с каждым атомом можно провести, как правило, лишь одно измерение, которое нельзя повторить. В лазерном же методе, основанном на регистрации резонансно рассеянного светового излучения, атом после каждого акта возбуждения возвращается в исходное состояние, и с ним можно проводить повторные измерения, многократно его возбуждая.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ И ФОРМЫ ЯДЕР

Проблема определения размеров атомных ядер, их формы, распределения заряда и ядерного вещества является одной из наиболее важных в ядерной физике. Эти исследования позволяют получать наиболее прямую информацию о свойствах ядерных сил, характере взаимодействия между нуклонами, определяющими их поведение в ядре.

Ядро представляет собой сложную квантовомеханическую систему, состоящую из сильно взаимодействующих и находящихся в непрерывном движении протонов и нейтронов. Поэтому к нему неприменимы представления классической механики о четко очерченных границах его поверхности, о точном положении или траектории движения составляющих его частиц. При описании ядерных свойств обычно приходится иметь дело со средними величинами.

Радиальное распределение ядерного вещества или электрического заряда характеризуется постоянной плотностью в центральной части и плавным спадом к поверхности (рис. 7). Это распределение описывается средним квадратичным радиусом $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ и толщиной поверхностного слоя a . Средний радиус ядра монотонно растет с увеличением массового числа A (числа нуклонов в ядре) — $r = 1,2 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$, что предполагает постоянную плотность ядер (эта плотность достигает огромной величины $2,3 \cdot 10^{14}$ г/см³). Большинство ядер имеет форму, близкую к сферической. Однако существуют ядра, форма которых напоминает вытянутый эллипсоид с отношением большой и малой осей, достигающим 3 : 2. Для ряда ядер характерна форма, близкая к сплюснутому эллипсоиду. Есть указания на то, что некоторые ядра могут иметь грушевидную форму. Ядерные моменты (и механический, и магнитный) складываются из собственных и орбитальных моментов нуклонов, движущихся в ядре.

Существует целый ряд методов определения перечисленных выше характеристик ядер. В основном это различные ядерные реакции — упругое и неупругое рассеяние электронов, протонов, α -частиц, поглощение π - и k -мезонов, спектры γ -излучения, испускаемого при распаде радиоактивных ядер, оптические и рентгеновские

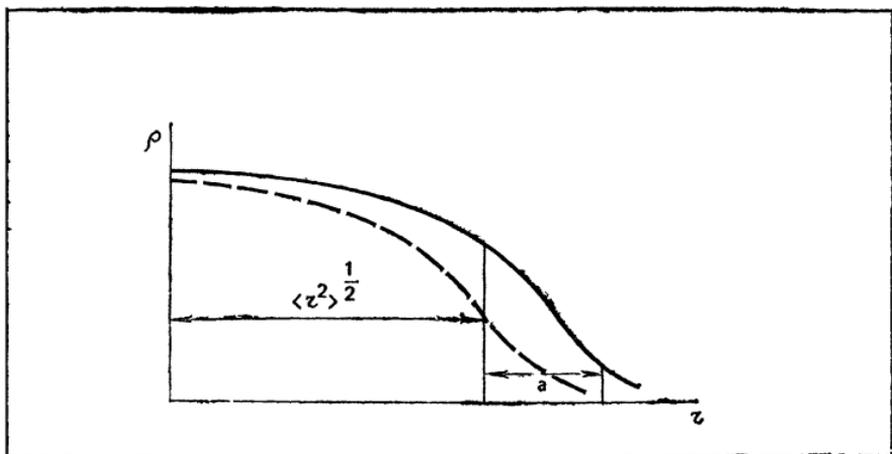


Рис. 7. Радиальное распределение ядерного вещества в ядрах с избытком нейтронов: сплошная линия — нейтроны; пунктир — протоны

спектры возбужденных атомов и μ -мезоатомов. Исследования с помощью этих методов дали большой объем информации о свойствах ядер.

Однако значительная часть этой информации относится к стабильным ядрам, в то время как наиболее интересных результатов следует ожидать от радиоактивных ядер, имеющих необычное соотношение между числом протонов и нейтронов в ядре. Для таких ядер может обнаружиться значительная разница в радиальных распределениях протонов и нейтронов (например, избыток протонов может создать значительное превышение радиуса протонного распределения над нейтронным, и наоборот), могут появиться новые магические числа и области деформированных ядер, новые виды радиоактивного распада (эмиссия протонов, пар нейтронов, ядер трития и т. п.). Исследование таких ядер сопряжено с большими трудностями, так как их получают, как правило, в очень малых количествах и указанные выше методы их исследования не обеспечивают необходимой чувствительности измерений.

Выше уже было рассмотрено влияние электрического заряда ядра на спектры атомных уровней (изотопный сдвиг, изомерный сдвиг и сверхтонкое расщепление), которое лежит в основе оптических методов исследования ядерной структуры. Также показаны преимущества и перспективы использования в этих методах лазерного

излучения. В настоящее время работы по определению размеров и формы ядер, измерению ядерных моментов с помощью лазерного излучения проводятся довольно широко. В них используется самая разнообразная экспериментальная техника. Однако, несмотря на большое разнообразие, в работе этих установок можно выделить две основные функции:

1 — создание ансамблей атомов или ионов для облучения их лазерным лучом;

2 — выделение и регистрация атомов, испытавших резонансное возбуждение.

Исследуемые атомы обычно находятся в твердом образце, в то время как для резонансного возбуждения их нужно перевести в свободное состояние. Это осуществляется путем нагрева образца в специальном тигле. Выходящий из тигля пучок атомов со скоростями, зависящими от температуры образца (обычно эти скорости составляют 10^4 — 10^5 см/с), направляется к лазерному лучу. Способы эффективной доставки атомов в зону лазерного излучения и удержания в этой зоне уже рассматривались выше при обсуждении метода детектирования одиночных атомов. В опытах по измерению изотопных сдвигов и сверхтонкой структуры необходимо выполнение еще одного требования — снижение до минимума доплеровского уширения измеряемых оптических линий, чтобы энергетическое разрешение было максимальным.

Доплеровское уширение возникает из-за разброса направлений движущихся атомов. Величина изменения частоты в результате эффекта Доплера определяется выражением

$$\Delta\nu = \nu \frac{v}{c} \cos \alpha,$$

где ν — частота лазерного излучения; v и c — соответственно скорость атома и скорость света; α — угол между направлением движения атома и лазерным лучом.

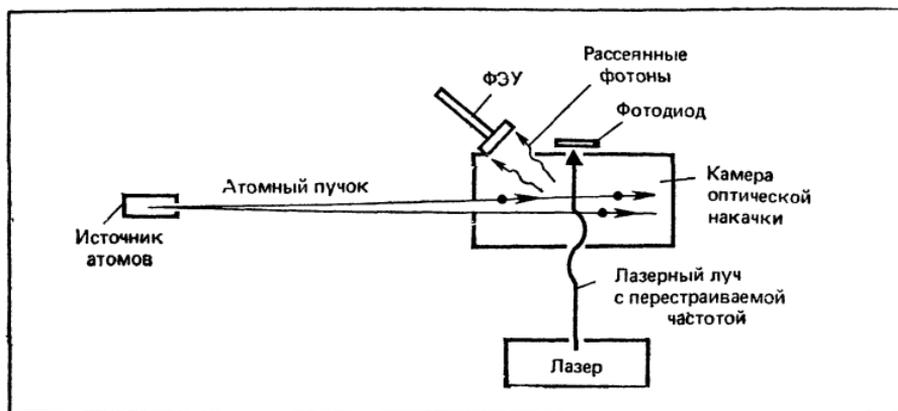
При хаотичном движении атомов с тепловыми скоростями (значения α лежат в диапазоне от 0 до 180°) доплеровское уширение может достигать 10^{-6} — 10^{-5} от частоты лазерного излучения, что значительно превышает естественную ширину оптической линии. Такое уширение во многих случаях не позволяет наблюдать сверхтонкую структуру оптических спектров. Чтобы сни-

зять его, необходимо уменьшить угловой разброс скоростей атомов в пучке. Обычно используют параллельный атомный пучок и направляют его перпендикулярно лучу лазера. Формируется такой пучок с помощью системы диафрагм, а это всегда связано со значительными потерями атомов и, следовательно, со снижением чувствительности измерений (рис. 8, а).

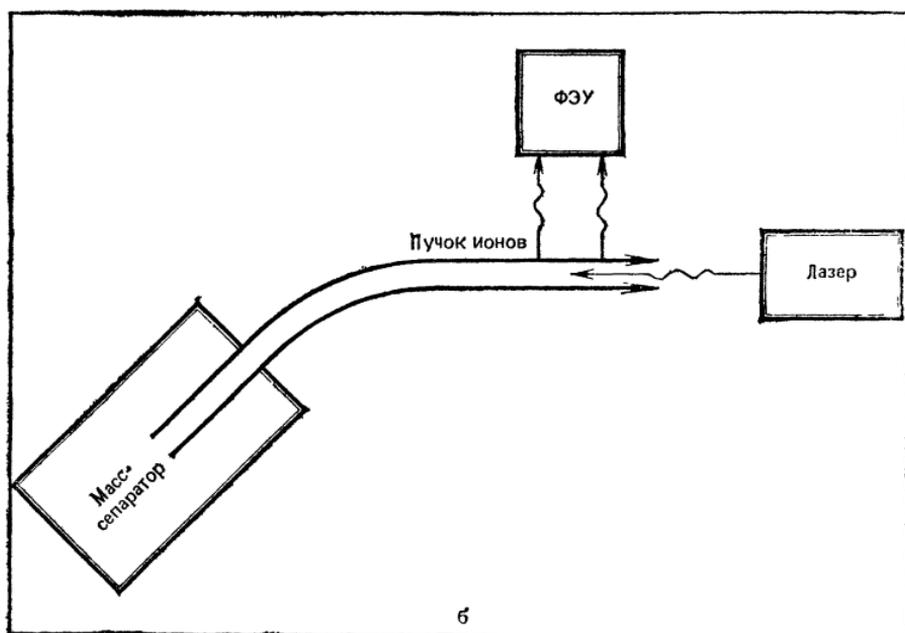
Очень перспективны, как уже отмечалось, пучки ионов, которые фокусируются в нужной области пространства с помощью электромагнитных полей. Для этой цели можно использовать ионы из масс-сепаратора, который выделяет из сложной смеси продуктов реакций лишь ядра с выбранным массовым числом. Если исследуемые ионы пройдут через участок с достаточно большой разностью потенциалов (в несколько десятков килоэлектронвольт), то разброс их энергий, а следовательно, и скоростей, определяемый стабильностью приложенного напряжения, будет очень малым. Поэтому при любом угле между направлением пучка ионов и лучом лазера будет малым и доплеровское уширение. Наиболее выгодно использование встречных пучков ионов и лазерного излучения, при котором увеличивается область их взаимодействия (рис. 8, б).

Выделять и регистрировать атомы, испытавшие резонансное возбуждение в зоне лазерного излучения, можно несколькими способами. Два из них, связанные с регистрацией световых квантов, испускаемых возбужденными атомами, или регистрацией ионов, возникающих в результате многоступенчатой фотоионизации, обсуждались выше. В следующем разделе будет рассмотрена возможность ориентирования ядер при резонансном возбуждении атомов поляризованным лазерным излучением. В этом случае угловое распределение радиоактивного излучения ядер будет анизотропным. Для регистрации его, как правило, необходим низкий уровень фона, и это существенно повышает требования к чувствительности измерений.

Поляризованное лазерное излучение позволяет осуществить еще одну возможность выделения атомов, испытавших резонансное возбуждение. Возбужденные атомы с различными направлениями спина (им соответствуют различные компоненты сверхтонкой структуры) можно разделить в сильном неоднородном магнитном поле. Выбирая направление градиента этого поля, мож-



а



б

Рис. 8. Схемы экспериментальных установок для исследования взаимодействия лазерного излучения с пучком атомов (а) и пучком ионов (б)

но атомы с одним направлением спина сфокусировать на детектор, а с другим — расфокусировать. Таким образом определится сверхтонкая структура спектра.

Наконец, следует отметить еще один метод точного измерения расстояния между компонентами сверхтонкой структуры даже при доплеровском уширении, полностью маскирующем сверхтонкую структуру. Речь идет о методе двойного резонанса, в котором световым излучением лазера возбуждаются все компоненты сверхтонкой структуры, а затем радиочастотное излучение индуцирует резонансные переходы между этими компонентами. Резонансные энергии радиочастотного излучения и определяют сверхтонкое расщепление. Разнообразие способов создания атомных ансамблей и выделения возбужденных атомов позволяет комбинировать их при конструировании экспериментальных установок для определения размеров и формы ядер.

С помощью описанных методов к настоящему времени уже проведены многочисленные эксперименты по определению размеров и формы широкого круга ядер. Исследованы не только стабильные, но также и большое число радиоактивных ядер с периодами полураспада вплоть до долей секунды. Наибольший объем экспериментальных данных получен для щелочных, щелочноземельных и других элементов 1-й и 2-й групп таблицы Д. И. Менделеева, так как они имеют наиболее удобные для измерений спектры оптического излучения. В последнее время начаты эксперименты с элементами 3-й группы таблицы Менделеева — изотопами Ga, In, Tl, редкоземельными элементами.

В ряде случаев измерены целые серии изотопов, например, для цезия — 28 (от ^{118}Cs до ^{145}Cs), для ртути — 25 (от ^{181}Hg до ^{205}Hg). Эти измерения позволяют судить о том, как меняются зарядовые радиусы ядер с изменением числа нейтронов на 20—25 единиц. Обнаружилась очень интересная картина: во многих случаях наблюдается заметное отклонение зависимости зарядового радиуса от ожидаемого соотношения $r \sim A^{1/3}$. В качестве примера на рис. 9 приведена указанная зависимость для изотопов рубидия. Видно, что при массовых числах, больших 87, зарядовый радиус растет значительно быстрее, чем можно было ожидать. В то же время для изотопов, более легких, чем ^{87}Rb , зарядовый радиус практически не уменьшается. Это объясняется тем, что ядро ^{87}Rb сферическое, а с изменением числа нейтронов ядра деформируются, что ведет к увеличению их среднего радиуса.

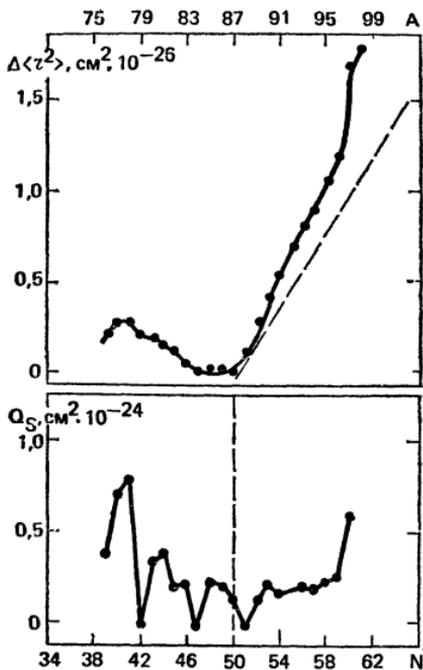


Рис. 9. Зависимость средне-квадратичного радиуса и квадрупольного момента ядра от числа нейтронов для изотопов рубидия

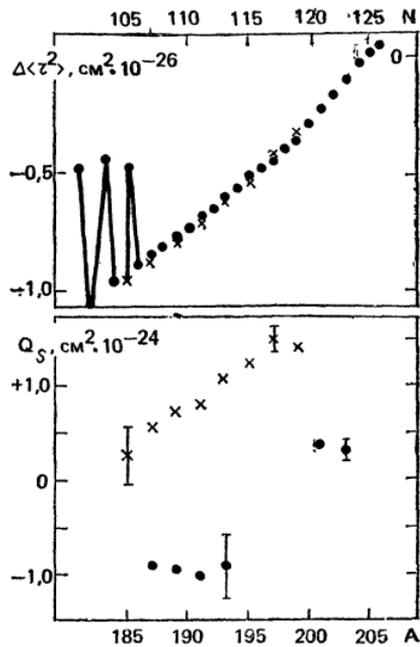


Рис. 10. Зависимость средне-квадратичного радиуса и квадрупольного момента ядра от его массового числа для изотопов ртути

Другой интересный объект — нейтронодефицитные изотопы ртути (рис. 10). Монотонное уменьшение зарядового радиуса сменяется у них резким скачком при переходе от ^{187}Hg к ^{185}Hg . И здесь изменение среднего радиуса связывают с появлением деформации ядра. Таким образом, измерение изотопного сдвига представляет собой чувствительный метод поиска ядер (или их групп) с заметной деформацией. Эти поиски имеют очень большое значение для развития наших представлений о структуре ядер, так как они позволяют судить о заполнении нуклонных оболочек и о влиянии этих оболочек на равновесную форму ядра.

Дополнительные, а в ряде случаев более детальные сведения о форме ядер можно получить из измерений сверхтонкого расщепления атомных уровней. В этом случае определяют ядерные моменты, которые также служат источником данных о форме ядра: квадруполь-

ные моменты характеризуют отклонение формы ядер от сферы, а спин и магнитный момент зависят от степени деформации ядра. Такие независимые измерения формы ядер позволяют получать данные еще об одной характеристике ядер — их сжимаемости. Действительно, изменение зарядового радиуса может происходить за счет изменения не только числа нуклонов, а следовательно, формы ядра и его объема, но также и плотности ядерного вещества. Использование данных об изотопных сдвигах и ядерных моментах позволяет судить о сжимаемости ядерного вещества при добавлении нейтронов.

Оказывается, если учесть влияние деформации ядра, то при изменении числа нейтронов среднеквадратичный радиус ядра растет приблизительно вдвое медленнее, чем это следует из закономерности $\sim A^{1/3}$. Это явление может иметь два объяснения.

Во-первых, с увеличением числа нейтронов растет плотность ядерного вещества. В ядрах среднего атомного веса при добавлении 20—30 нейтронов плотность может увеличиться на 10—15%. Во-вторых, добавочные нейтроны могут собираться на поверхности ядра. Радиус распределения ядерного вещества в ядрах с избытком нейтронов будет больше радиуса распределения электрического заряда.

В то же время при изменении числа протонов в ядре наблюдается другая картина: зарядовый радиус растет быстрее, чем $A^{1/3}$. Таким образом, данная зависимость выполняется лишь при одновременном (и пропорциональном) изменении в ядре числа протонов и нейтронов. При изменении же числа частиц одного сорта — либо протонов, либо нейтронов — вид этой зависимости будет иным.

Большой интерес представляют измерения, позволяющие судить о том, как меняются форма и размеры возбужденного ядра с ростом энергии возбуждения. Эти данные могут быть получены методом измерения разностей частот для основного и возбужденного состояний ядер (изомерный сдвиг) и сверхтонкого расщепления. Для измерения долгоживущих ядерных состояний применяется та же методика. При этом, естественно, необходимо использовать экспрессные методы доставки атомов в область взаимодействия с лазерным излучением. Обычно эксперименты проводятся прямо на месте по-

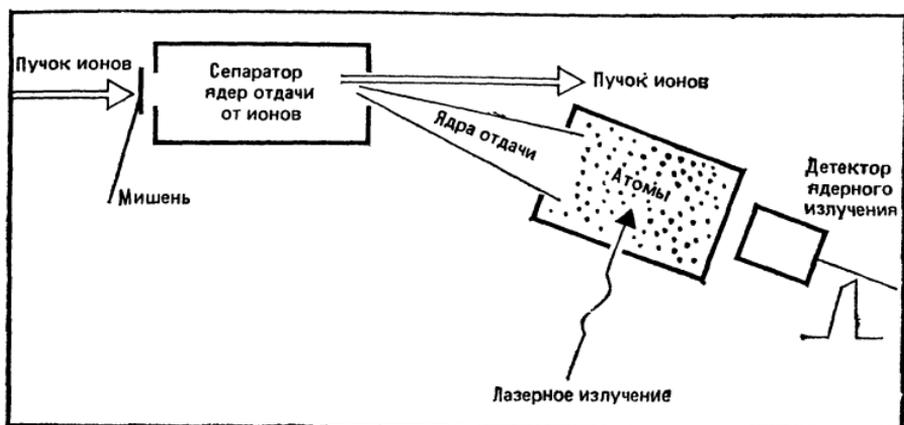


Рис. 11. Схема экспериментальной установки для исследования короткоживущих изомеров на пучке заряженных частиц

лучения этих атомов, т. е. на ускорителе заряженных частиц или реакторе.

Природа возбужденных ядерных состояний, в том числе и изомерных, очень многообразна. Возбуждение ядра может быть связано с изменением состояния одного или нескольких нуклонов, что приводит к другому значению спина ядра. Большую роль в ядрах играют коллективные эффекты — вращение, различного рода колебания. Нередко эти состояния характеризуются сильным изменением структуры ядра, в результате чего меняется и его форма. Такие изменения, естественно, отражаются на значениях зарядовых радиусов ядер и их моментов. Измерения этих величин на опыте могли бы служить важным критерием правильности установления структуры возбужденных ядерных состояний.

Однако большинство этих состояний имеет малые времена жизни (до долей наносекунды), поэтому исследования их представляют определенные трудности. Большинство методов измерения, описанных ранее, оказываются для них неприемлемыми. Наиболее перспективной представляется поляризация ядер, выбитых из мишени бомбардирующими частицами и заторможенных в газе (рис. 11). Облучение таких атомов поляризованным лазерным излучением приводит к ориентации ядер и появлению анизотропии радиоактивного излучения. Эта анизотропия и будет указывать на резонанс в поглощении лазерного излучения, а положение резонансов по-

зволит судить об изменении зарядового радиуса и значениях ядерных моментов. Чувствительность в эксперименте должна давать возможность четко различать продукты реакций (заторможенные атомы) от бомбардирующих частиц, которые создают высокий уровень фона радиоактивного излучения.

В отличие от экспериментов с ядрами в основных состояниях работы с возбужденными ядрами только еще начинаются. Можно отметить лишь два-три измерения зарядовых радиусов и ядерных моментов в изомерных состояниях изотопов Cs и Ba. Они показали, что в некоторых случаях зарядовые радиусы изомерных состояний заметно различаются, что может означать изменение формы ядра при переходе от основного состояния к изомерному. Поэтому главным направлением работ по исследованию изомерных ядер будут поиски изомеров формы, т. е. состояний, характеризующихся отличной от сферы формой ядра.

ОРИЕНТАЦИЯ ЯДЕР

Для решения целого ряда задач ядерной физики необходимо исследовать ориентированные ядра. Если ядро имеет момент количества движения (спин), то его ориентация в пространстве определяется направлением спина. Поскольку ядро представляет собой квантовую систему, то направление спина тоже квантовано, т. е. существует лишь определенное число направлений спина относительно какой-либо выделенной оси, например напряженности магнитного поля (рис. 12). Это число связано со спином ядра I и равно $2I + 1$, если значение спина выражено в единицах постоянной Планка \hbar . Различают два типа ориентации ядер: поляризацию, когда среди всех направлений спина одно наиболее вероятно, и выстраивание, когда равновероятны два противоположных направления спина.

В экспериментах с ориентированными ядрами, во-первых, измеряется угловое распределение излучения, испускаемого при радиоактивном распаде ядер (α - и β -частицы, γ -кванты, осколки деления). Эти измерения позволяют определить различные характеристики ядерных уровней и тем самым получить важные сведения о структуре ядра. Во-вторых, исследуется изменение под действием различных бомбардирующих частиц (прото-

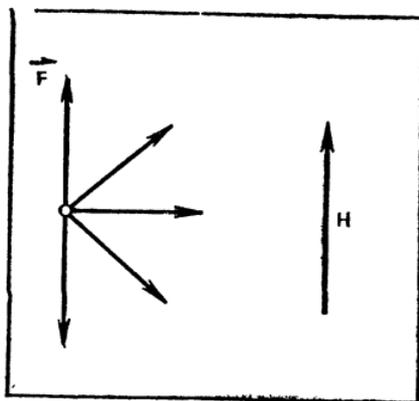


Рис. 12. Схема ориентации ядер в магнитном поле при $F=2$

нов, нейтронов и т. п.) сечений реакций с ориентированными ядрами или с использованием поляризованных частиц. Из этих опытов могут быть получены данные о зависимости потенциала взаимодействия между нуклонами и ядрами от ориентации спинов.

Исследования с ориентированными ядрами уже дали много ценной информации о структуре атомных ядер, о фундаментальных свойствах пространства и времени, о законах сохранения и т. д. Как одно из самых ярких достижений в этой области можно отметить открытие эффекта несохранения пространственной четности в слабых взаимодействиях. Это открытие было сделано при измерении углового распределения электронов, испускаемых при β -распаде поляризованными ядрами ^{60}Co . Было показано, что электроны испускаются преимущественно в направлении спина ядра ^{60}Co . Это означало асимметрию левого и правого и, следовательно, отсутствие зеркальной инвариантности.

В настоящее время интерес к исследованиям анизотропии излучения, испускаемого поляризованными ядрами, значительно вырос в связи с гипотезой, объединяющей все известные виды взаимодействий. Наличие лево-правой асимметрии в угловом распределении излучения может служить указанием на наличие примеси слабых взаимодействий в сильных или электромагнитных взаимодействиях.

Существуют три метода получения ориентированных ядер:

1 — использование внешних сил, обычно магнитных или электрических;

2 — облучение ядер частицами, вносящими момент, значительно больший собственного спина ядра;

3 — выделение ядер с заданными направлениями спинов по измерению испускаемого ими излучения.

Первый из этих методов наиболее удобен и перспективен. Самой простой (принципиально) его разновидностью является непосредственное воздействие на спин ядра внешним магнитным полем. Этот способ, однако, требует очень высоких напряженностей магнитных полей (10^5 — 10^6 Гс) и очень низких температур ($\sim 0,01$ К). Гораздо легче ориентировать спины электронов в атоме. Для этого при низких температурах достаточно иметь напряженность поля около 100 Гс или при больших напряженностях поля работать с более высокими температурами (до 1 К). Ориентация ядер происходит в результате взаимодействия между магнитными моментами ядра и электронной оболочки (сверхтонкое взаимодействие).

Ориентацию спинов электронов в оболочках атомов (а следовательно, и ядер) можно осуществить и с помощью переменного электромагнитного поля. Как уже отмечалось выше, различным направлениям спина ядра соответствуют разные компоненты атомных уровней (сверхтонкое расщепление). Поэтому преимущественное заселение какой-либо из этих компонент приведет к ориентации ядра. Такое заселение можно осуществить как с помощью высокочастотного или сверхвысокочастотного поля (диапазон длин волн от 1 до 10^3 см), когда происходят переходы между компонентами сверхтонкой структуры, так и с помощью оптического излучения (переходы между компонентами двух разных уровней атома). В последнем случае хорошие результаты дает применение высокоинтенсивного и монохроматического лазерного излучения.

Способ ориентации ядер с помощью лазерного излучения можно объяснить на примере атома с тремя энергетическими уровнями — *A*, *B* и *C* (уровни *A* и *B* являются компонентами сверхтонкой структуры и соответствуют различным направлениям спина ядра) (рис. 13). В отсутствие внешнего поля (или при его недостаточной величине) все атомы поровну распределены между уровнями *A* и *B*. Если эти атомы возбу-

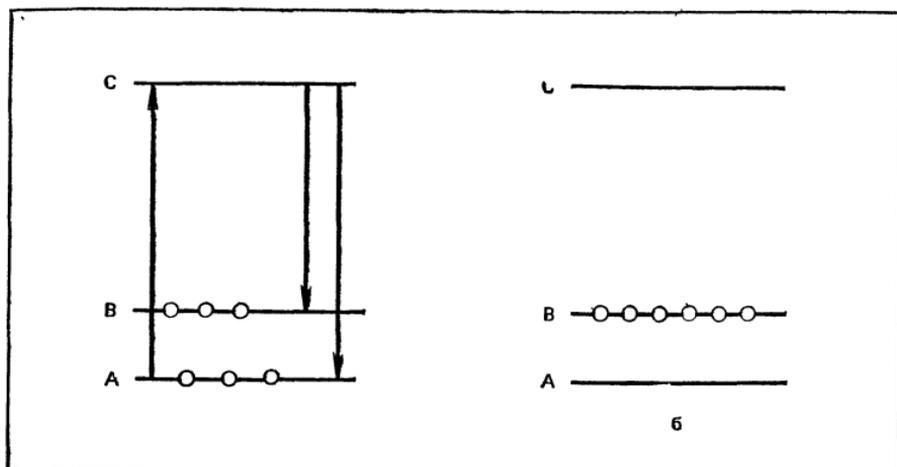


Рис. 13. Схема оптической накачки атомных уровней:
 а — до облучения; б — после облучения

дуть излучением с частотой, соответствующей переходу $A \rightarrow C$ (но не $B \rightarrow C$), они переходят в состояние C , поглощая энергию. Здесь они находятся очень короткое время ($\approx 10^{-8} - 10^{-7}$ с), а затем, излучая энергию, переходят в состояния A или B (вероятности переходов в каждое из этих состояний зависят от их спинов). Атомы, возвратившиеся в состояние A , можно снова перевести на уровень C , в то время как атомы, возвратившиеся в состояние B , выбывают из цепочки переходов.

Таким образом происходит увеличение числа атомов в состоянии B и уменьшение — в состоянии A ; за несколько циклов переходов практически все атомы сосредоточатся в состоянии B . При высокой интенсивности лазерного излучения (10^{18} с $^{-1}$) время нахождения атомов в состоянии A не превышает 10^{-8} с, поэтому заполнение состояния B может происходить за время порядка 10^{-7} с. Если лазерное излучение обладает круговой поляризацией, т. е. направление спина фотона совпадает с направлением его движения или противоположно ему, то произойдет ориентация спина возбуждаемого состояния C , затем состояния B , а следовательно, и ядра. Этот метод получил название «оптической накачки» и, несомненно, может служить эффективным способом получения ансамблей ориентированных ядер.

В реальных атомах процесс ориентации, как правило, имеет более сложный характер. Часть переходов из

возбужденного состояния C может идти не в основное состояние (A или B), а в промежуточное. Если это состояние метастабильное (долгоживущее), то время установления ориентации увеличится, а степень его уменьшится. Кроме того, существует определенная вероятность перехода из состояния B в состояние A . Эти переходы происходят главным образом в результате столкновений атомов и определяют время релаксации системы, т. е. время возвращения ее в начальное состояние. Степень ориентации атомов, а следовательно, и ядер определяется соотношением между временем, необходимым для оптической накачки, и временем релаксации. Очевидно, для того чтобы степень поляризации была высокой, первое из этих времен должно быть значительно короче, чем второе. Соотношение между этими временами зависит от целого ряда факторов: мощности лазерного излучения, свойств атомных уровней и окружающей их среды.

Можно выделить три вида ансамблей ориентированных ядер: пучки ускоренных ионов, радиоактивные источники и мишени для ядерных реакций.

Первый получил к настоящему времени наибольшее распространение. Обычно используют уже сформированный пучок ионов, который облучают поляризованным лазерным излучением. Для устранения эффекта Доплера направление лазерного луча выбирается перпендикулярным к движению пучка ионов. Ионы будут взаимодействовать между собой лишь при плотностях больших пучков. Поэтому время релаксации оказывается достаточно большим, и это позволяет достигнуть практически полной поляризации ускоренных ионов. Уже получены пучки поляризованных ионов водорода, лития, натрия с интенсивностью до 1 мА ($6 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$). Набор таких пучков можно существенно расширить, если использовать другой, косвенный метод поляризации.

Обычный неполяризованный пучок ионов пропускают через пары щелочного элемента, например натрия, атомы которого уже поляризованы с помощью лазерного излучения. При столкновениях ионов с поляризованными атомами происходит передача углового момента, и ионный пучок после прохождения через пар становится поляризованным.

Источники радиоактивных поляризованных ядер, используемые для измерения анизотропии ядерного излу-

чения, можно создать из паров этих элементов, заключенных в замкнутой кювете. Как правило, для эксперимента требуется сравнительно небольшое число ядер, порядка 10^{10} — 10^{13} , что позволяет работать при низких давлениях паров. Поэтому столкновения между атомами относительно редки, и время релаксации системы оказывается достаточно большим.

Однако поляризация может нарушиться, если атомы в результате диффузии попадут на стенки кюветы. Для повышения времени диффузии кювету наполняют инертным газом (гелием или аргоном). Поскольку электронные оболочки атомов этих газов замкнуты, при столкновениях с ними не происходит передача ни момента, ни энергии возбуждения, поэтому поляризация исследуемых атомов не нарушается. Если же в атмосферу паров и инертного газа ввести атомы таких элементов, которые при столкновении с атомами, возбужденными лазерным излучением, могут обмениваться своими моментами, то их также можно поляризовать. Это позволяет осуществить эффективную поляризацию таких атомов, спектры уровней которых неудобны для возбуждения (высокие энергии, большие времена жизни).

Полученные таким способом радиоактивные источники поляризованных ядер имеют ряд достоинств: возможность работы при комнатной температуре, быстрое достижение поляризации и изменение ее направления. Поэтому такая методика особенно перспективна при экспериментах с короткоживущими ядрами (с периодом полураспада до долей секунды), исследование которых проводятся на ускорителях заряженных частиц.

Наибольшие трудности возникают при создании мишеней из ориентированных ядер. Плотности паров, как правило, не превышают 10^{16} ат/см³, что недостаточно для большинства экспериментов. Как правило, требуются мишени с числом поляризованных ядер до 10^{18} ат/см³ и с малым числом атомов примесей. Поэтому приходится использовать твердотельные мишени (или жидкие). В этом случае взаимодействие между атомами велико, соответственно время релаксации мало (как правило, $< 10^{-10}$ с), резонансные линии существенно уширены. Последнее обстоятельство вызывает снижение сечений возбуждения, что, в свою очередь, требует значительного увеличения интенсивности лазерного излучения. Поэтому пригодных для работы мишеней из поля-

ризованных ядер, полученных с помощью лазерного излучения (как в случае пучков и источников), пока еще не создано. Проблема, очевидно, будет решена с созданием оптически прозрачных кристаллов с идеальной решеткой, которая практически не будет взаимодействовать с атомами примесей.

Лазерное излучение можно использовать также и для получения пучков поляризованных γ -квантов. Этот способ основан на обратном комптон-эффекте, когда лазерное излучение рассеивается назад на движущихся навстречу ему электронах. Энергия рассеянных световых квантов определяется энергиями электронов E_0 и лазерных квантов E_1 и углом, под которым рассеивается лазерное излучение. Максимальная энергия рассеянного излучения (при угле рассеяния 180°) определяется выражением

$$E_\gamma = 4E_1 \left(\frac{E_0}{mc^2} \right)^2,$$

где m — масса электрона; c — скорость света ($mc^2 = 0,51$ МэВ). Из этого выражения видно, что при достаточно высокой энергии электронов лазерное излучение оптического диапазона будет преобразовано в жесткое γ -излучение. Например, при энергии электронов 100 МэВ энергия обратно рассеянного излучения рубинового лазера ($E_1 = 1,8$ эВ) составляет 0,29 МэВ, а при энергии 1 ГэВ — 28 МэВ. Энергию этого излучения можно легко изменить, варьируя угол рассеяния. Интенсивность рассеянного излучения зависит от интенсивности как пучка электронов, так и лазерного излучения. При использовании мощных лазеров с числом фотонов до 10^{20} в импульсе при его длительности 10^{-8} с число рассеянных квантов достигает 10^{-4} от числа электронов. При этом энергия и интенсивность пучка электронов практически не меняются, и его можно использовать в другом эксперименте.

Если лазерное излучение было поляризовано, то эта же поляризация сохраняется и для рассеянных фотонов. Основанная на этом принципе установка работает на линейном ускорителе электронов Миланского университета (Италия). В диапазоне энергий электронов 0,37—1,5 ГэВ получают пучок поляризованных фотонов с энергиями от 5 до 78 МэВ и интенсивностью 10^5 фотон/с.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ЯДЕР

Одной из наиболее распространенных задач в ядерной физике является измерение энергетических спектров различного рода частиц, испускаемых в ядерных процессах. Это могут быть γ -кванты, электроны, α -частицы, испускаемые при самопроизвольном распаде ядер, или протоны, нейтроны, более тяжелые частицы в ядерных реакциях. Энергетические спектры являются основным источником информации о свойствах возбужденных состояний ядер, которые определяют структуру ядра и характер взаимодействия составляющих его частиц.

Согласно закону сохранения импульса при вылете из ядра частицы с энергией E_0 последнее в результате отдачи получает энергию, равную $E = E_0 m/M$, где m и M — соответственно массы вылетевшей частицы и ядра. Измерение энергетических спектров ядер отдачи нередко дает новую информацию об изучаемом процессе. При вылете из ядра нескольких частиц измерения позволяют определить суммарный импульс этих частиц. Это особенно важно в тех случаях, когда одну из частиц невозможно зарегистрировать, как, например, нейтрино при β -распаде.

Иногда, например, при захвате электрона ядром измерение спектров ядер отдачи позволяет непосредственно определить энергию, уносимую нейтрино. Однако эти измерения, как правило, сопряжены с большими трудностями, а иногда и вообще невозможны из-за низкой энергии ядер отдачи (она тем ниже, чем меньше отношение масс m/M , и в случае нейтрино, например, обычно не превышает 1 кэВ). Поэтому ядро отдачи либо не достигает чувствительного объема детектора, либо вызывает на его выходе слишком малый сигнал, сравнимый с уровнем шумов.

Для решения этой задачи создана методика, использующая эффект Доплера. Как известно, при воздействии светового излучения на движущийся атом его резонансные частоты поглощения сдвигаются на величину, определяемую эффектом Доплера. Обычно ядро отдачи движется вместе с электронной оболочкой (атом отдачи), и это позволяет для определения его скорости использовать метод резонансного возбуждения. В типичном эксперименте атомы отдачи облучаются излучением ла-

зера с перестраиваемой длиной волны под двумя углами по отношению к направлению их движения — под 90° (в этом случае эффект Доплера отсутствует) и под малым углом. Изменяя длину волны лазерного излучения, измеряют резонансные частоты (например, по интенсивности рассеянного излучения) для обоих случаев и, таким образом, определяют сдвиг частоты, а следовательно, скорость движущегося атома.

Скорости атомов отдачи лежат в широких пределах — от 10^4 (при вылете из ядра электронов, γ -квантов или нейтрино) до 10^8 см/с (в ядерных реакциях с испусканием тяжелых частиц). Таким скоростям соответствуют сдвиги частот в диапазоне 10^1 — 10^5 МГц. В то же время, как уже отмечалось выше, ширину резонансной линии можно довести до 1 МГц. Отсюда видна принципиальная возможность определения скорости ядер отдачи при вылете из них любых, даже самых легких частиц. Эта возможность ограничена со стороны малых энергий химической связью атомов в веществе. При больших же сдвигах частот энергия определяется с очень высокой точностью — до 10^{-4} — 10^{-5} , что сравнимо с лучшими достижениями других методов, например магнитного анализа.

Можно упомянуть еще два возможных применения этого метода определения скоростей ядер.

Во многих случаях из ядра испускаются две частицы, одна из которых недоступна для регистрации (например, нейтрино). Однако можно определить ее энергию, если с помощью данного метода измерить скорости ядра и энергии другой частицы. Это может быть использовано, например, в измерениях угловых корреляций электрон—нейтрино при β -распаде, исследования которых имеют большое значение для выяснения механизма этого процесса.

Если, кроме скорости ядра отдачи, измерить его энергию (например, по прохождению ускоряющего промежутка с известной разностью потенциалов), то можно определить его массу. Эти величины связаны известными соотношениями:

$$E = \frac{Mv^2}{2} \quad \text{и} \quad E = q(u_1 - u_2),$$

где q — заряд иона, а u_1 и u_2 — потенциалы на концах ускоряющего промежутка. При этом в случае легких

ядер может быть достигнута довольно высокая точность, сравнимая с получаемой другими методами (до 10^{-5} массовой единицы, или 10^{-29} г).

Данная методика определения скоростей ядер имеет те же основы, что и описанная выше методика счета одиночных атомов. Поэтому она позволяет проводить эксперименты с малыми количествами исследуемых ядер.

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СКОРОСТИ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ

Уже с первых лет после открытия радиоактивности ученых интересовал вопрос, могут ли какие-либо внешние воздействия изменить скорость радиоактивного распада. Радиоактивные ядра подвергали воздействию высоких и низких температур, давлений, электрических и магнитных полей — и все безрезультатно. В свете современных представлений о строении вещества это не кажется удивительным, ведь все перечисленные воздействия оказывают влияние лишь на электронную оболочку и не затрагивают ядер. В этом отношении не должно составлять исключения и лазерное излучение, так как энергия световых квантов (несколько электронвольт) на много порядков меньше типичных энергий ядерных переходов (10^4 — 10^5 эВ), а создаваемые даже самыми мощными лазерами напряженности электрического поля недостаточны для индуцирования переходов в ядре.

Однако имеется ряд случаев, когда лазерное излучение может оказывать влияние на скорости ядерных процессов. Эти процессы вызывают в последнее время большой интерес и служат темой многочисленных теоретических расчетов. Здесь следует отметить работы советских ученых: В. И. Гольданского, В. А. Намиота, Л. А. Ривлина, Д. Ф. Зарешкого, И. М. Тернова и других.

Известен ряд ядерных процессов, которые протекают в результате взаимодействия ядра с электронной оболочкой. К ним относятся электронный захват, поглощение ядром одного из электронов преимущественно из самой близкой к ядру К-оболочки и внутренняя конверсия γ -излучения, при которой энергия возбуждения ядра передается одному из электронов оболочки атома.

Скорость этих распадов будет в значительной мере

определяться состоянием электронной оболочки. В предельном случае полной ионизации атома такие распады вообще не могут происходить. Если это единственный способ распада ядра, то радиоактивное ядро оказывается стабильным. Например, если полностью ионизировать атом бериллия ($Z=4$) с радиоактивным ядром ${}^7\text{Be}$ (оно распадается путем электронного захвата с периодом полураспада 56 дней), то это ядро, лишенное электронной оболочки, станет стабильным. С помощью мощного импульсного лазера уже удавалось полностью ионизировать атомы даже более тяжелые, чем бериллий (такие, как кислород, или неон), и это дало возможность наблюдать указанное явление.

Такие же явления будут происходить и в случае внутренней конверсии γ -излучения. При малой энергии γ -переходов внутренняя конверсия протекает лишь на внешних, слабо связанных с ядром электронных оболочках. Например, в ядре ${}^{97}\text{Tc}$ энергия γ -перехода 2,7 кэВ и конверсия происходят на L - и более высоких оболочках, а в ядре ${}^{235}\text{U}$ ($E=70$ эВ) — на P -оболочке. В этих случаях для прекращения распада требуется лишь частичная ионизация атома.

Если же энергия β - или γ -перехода достаточно велика и процесс идет в основном на K -оболочке, ионизация или возбуждение верхних оболочек также оказывает влияние на его скорость. При этом, однако, скорость распада меняется незначительно, как правило, не более чем на доли процента. Здесь наблюдается тот же эффект, что и при изменении химического состояния вещества. Исследование его позволит выделить более тонкие детали ядерной структуры. Использование лазеров существенно расширяет возможности этих исследований, так как с помощью лазерного излучения можно избирательно возбуждать различные состояния электронной оболочки и детально изучать их влияние на ядерные процессы.

Ионизация радиоактивных атомов иногда довольно значительно увеличивает скорости β -перехода. В этом случае электрон, вылетевший из ядра, может занимать свободные состояния в электронной оболочке, что дает выигрыш в энергии перехода. Этот выигрыш соответствует энергии связи электрона в атоме и в тяжелых ядрах может составлять более 100 кэВ. Ясно, что повышение энергии перехода приведет к увеличению ско-

рости распада. Более того, при этом могут появиться и новые каналы распада — переходы на возбужденные уровни дочернего ядра, что еще более увеличит скорость распада.

Одним из примеров такого рода может служить β -распад ^{187}Re в ^{187}Os . Энергия β -перехода составляет всего 2,7 кэВ, поэтому время жизни ядра ^{187}Re очень велико — $5 \cdot 10^{10}$ лет и он существует в природе. Если ионизировать атомы рения вплоть до L -оболочки, то станет возможным β -распад на уровне этой оболочки. Энергия β -распада возрастет до 15 кэВ и появятся β -переходы на первый возбужденный уровень дочернего ядра ^{187}Os (его энергия — 9,7 кэВ). В результате этого, согласно теоретическим расчетам, время жизни ^{187}Re сократится до 10^4 лет, т. е. будет наблюдаться увеличение скорости распада в 10^6 раз.

Другой интересный случай — электронный захват ^{163}Ho с переходом в ^{163}Dy (время жизни — $7 \cdot 10^3$ лет). Энергия β -распада составляет всего 2,6 кэВ, поэтому захват электрона возможен лишь с M - и более высоких оболочек. Ионизация атомов Ho, естественно, сделает невозможным электронный захват. В то же время ионизация дочерних атомов Dy сделает возможными β -переходы в свободные состояния электронной оболочки, так как выигрыш энергии при этом больше, чем энергия β -распада $^{163}\text{Ho} \rightarrow ^{163}\text{Dy}$. Таким образом, ионизация атомов в этой цепочке распада меняет направление распада: для нейтральных атомов произойдет захват электрона с переходом ^{163}Ho в ^{163}Dy , а для ионизированных — β -распад ^{163}Dy в ^{163}Ho . Время жизни зависит от степени ионизации атомов и при большой ионизации будет менее одного года.

Исследование процесса β -распада ядер, входящих в состав ионизированных атомов, представляет интерес не только для физики атомного ядра, но и для астрофизики. В недрах звезд вещество находится в состоянии плазмы, и ядерные процессы идут в ионизированных атомах.

Влияние электронной оболочки атома на ядерные процессы может проявиться и с другой стороны. При заполнении электронами ближайших к ядру оболочек выделяется сравнительно большая энергия. Она равна энергии связи электрона на данной оболочке, значения ее для тяжелых атомов превышают 100 кэВ. Эта энер-

гия выше энергии нижних уровней целого ряда ядер (для ^{238}U она составляет 44 кэВ, а для ^{235}U — всего 70 эВ). Возможна передача ядру энергии, выделяющейся при заполнении электронных оболочек атома (явление, обратное рассмотренной выше внутренней конверсии γ -переходов). Этот процесс уже наблюдался для ряда ядер (^{187}Os , ^{235}U). Лазерное излучение, способное привести к сильной ионизации электронной оболочки, позволит и здесь заметно расширить круг исследований.

Другая область воздействия лазерного излучения на ядерные процессы — резонансное возбуждение ядерных уровней γ -квантами или нейтронами. В этом случае сечение возбуждения очень сильно зависит от того, насколько энергия, вносимая в ядро, отличается от энергии ядерного уровня. Выражение для сечения имеет вид:

$$\sigma = \sigma_0 \frac{\Gamma^2}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2},$$

где E и E_0 — соответственно энергия возбуждения и энергия ядерного уровня; Γ — ширина этого уровня; σ_0 — константа, определяемая свойствами бомбардирующей частицы (ее длиной волны, спином) и возбуждаемого уровня.

При точном резонансе ($E = E_0$) это сечение может достигать 10^{-20} — 10^{-21} см², а вдали от резонанса падать в десятки раз. Получить достаточно интенсивные потоки γ -квантов или нейтронов с энергией, соответствующей резонансной, практически невозможно. Как правило, они имеют довольно широкий спектр энергий, и число нейтронов или γ -квантов с резонансной энергией составляет очень малую долю. Монохроматические γ -кванты испускаются при радиоактивном распаде, и их интенсивность может быть достаточно большой. Для возбуждения ядерных уровней можно выбирать те γ -кванты, которые испускаются при распаде тех же уровней после β -распада материнского ядра. Однако и в этом случае резонанса не будет, так как часть энергии γ -кванта будет передана ядру в результате отдачи при распаде и поглощении. Эта часть энергии определяется из закона сохранения импульса при распаде:

$$\Delta E = \frac{E_0^2}{2Mc^2},$$

где M — масса ядра; c — скорость света. Известен остроумный способ значительного уменьшения энергии отдачи, когда импульс γ -кванта передается не отдельному ядру, а целой кристаллической решетке (эффект Мёсбауэра), и тогда энергия γ -кванта не выходит из резонанса. В целом ряде случаев энергия отдачи составляет несколько электронвольт, т. е. соответствует квантам светового излучения. Поэтому возможна компенсация этой энергии за счет возбуждения колебаний атомов кристаллической решетки электромагнитным полем лазерного излучения. Длина волны и мощность лазерного излучения подбираются такими, чтобы энергия колебаний ядер была достаточна для компенсации отдачи при испускании и поглощении γ -квантов. Это снова приведет к резонансу, и сечение поглощения значительно увеличится.

Такой же эффект может наблюдаться и при возбуждении ядерных уровней медленными нейтронами. Воздействие переменного электрического поля лазерного излучения достаточной мощности на систему из ядра и нейтрона приводит к образованию двух дополнительных спутных резонансов с энергиями, отличающимися от основного резонанса на величину энергии лазерного кванта. Сечение возбуждения этих спутных резонансов может быть сравнимо с сечением возбуждения основного резонанса уже при доступных мощностях импульсного лазерного излучения ($\sim 10^{12}$ Вт/см²). Это приведет к существенному росту сечений захвата и рассеяния нейтронов ядрами в зоне лазерного излучения.

Особый интерес представляют такие случаи, когда исследуемый уровень лежит ниже энергии связи нейтрона, а его спутник — выше. Тогда захват тепловых нейтронов на этот уровень будет происходить только в присутствии лазерного излучения. На опыте это приведет к резкому росту сечений захвата или рассеяния нейтрона (а для тяжелых ядер — и деления) в зависимости от частоты и напряженности электромагнитного поля лазерного излучения.

Было бы очень интересно наблюдать поглощение лазерного излучения непосредственно атомными ядрами. Как уже отмечалось выше, такой процесс практически невозможен из-за очень большой разницы в энергиях квантов лазерного излучения и ядерных уровней. Однако для возбужденных ядер картина может измениться

ся. При достаточно большой энергии возбуждения (от 5 до 7 МэВ в зависимости от массы и нуклонного состава ядра) среднее расстояние между уровнями уменьшается до нескольких электронвольт, т. е. становится близким к энергии световых квантов. Ядра с такой энергией возбуждения можно получить, облучая их нейтронами малых энергий или γ -квантами. Воздействие на эти ядра световым излучением лазера может привести к ряду новых эффектов.

Поглощение ядром светового кванта практически не меняет его энергию возбуждения, в то время как спин ядра изменяется на единицу (такова величина спина фотона). Изменение спина ядра на единицу может существенно повлиять на ход некоторых ядерных процессов. Одним из таких процессов является деление тяжелых атомных ядер на два осколка. Вероятность этого процесса определяется высотой барьера деления, которая зависит от спина делящегося ядра.

Для ядер с четным числом протонов и нейтронов высота барьера будет минимальной (а следовательно, при тех же энергиях возбуждения вероятность деления — наибольшей), когда спин ядра будет равен 0^+ , т. е. угловые моменты нуклонов скомпенсированы. Для состояний со спинами 2^+ или 4^+ барьер повышается немного и существенно для состояний с отрицательной четностью со спинами 0^- , 1^- и т. д. (рис. 14).

При захвате ядрами γ -квантов низких энергий их спин обычно меняется на единицу, поэтому ядра с четным числом протонов и нейтронов образуют состояния со спинами 1^- , т. е. состояния с высоким барьером деления. Если при этом произойдет и захват лазерного кванта с энергией в несколько электронвольт, то в результате сложения моментов обоих квантов возбуждаются состояния со спинами 0^+ и 2^+ , для которых барьер деления существенно ниже, на 0,5—0,8 МэВ. Сечение одновременного поглощения γ -кванта и светового кванта определяется интенсивностью лазерного излучения и матричным элементом перехода между соседними уровнями возбуждаемого ядра. Величина этого элемента неизвестна, и ее измерение представляло бы большой интерес для выяснения структуры высоковозбужденных состояний ядер.

Хотя это сечение очень мало по сравнению с сечением поглощения одного γ -кванта, вклад процесса по-

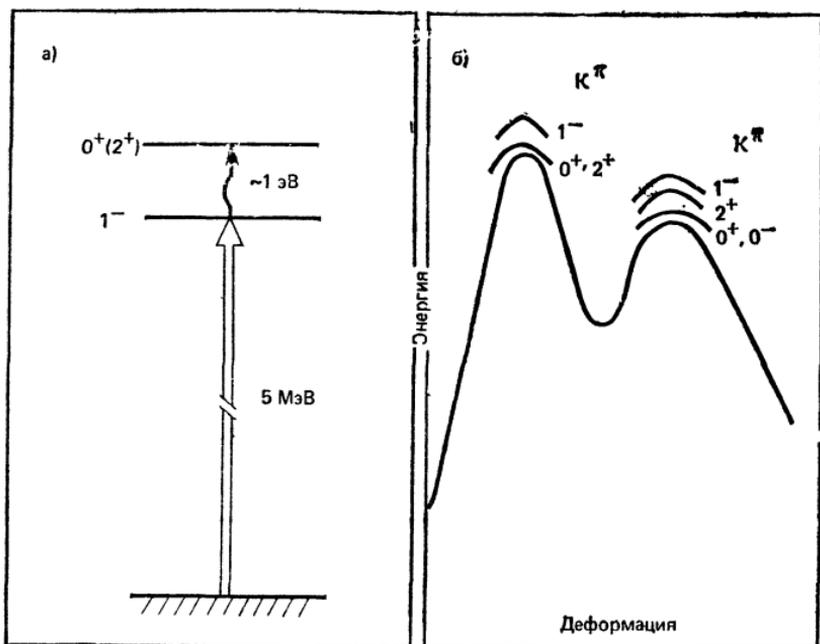


Рис. 14. Поглощение лазерных квантов возбужденным ядром, (а) и барьеры деления ядер со спином 0^+ и 1^- (б)

глощения двух квантов можно наблюдать, так как при этом вероятность деления возрастает на 3—4 порядка. Возможен и другой способ возбуждения состояний 0^+ и 2^+ через электронную оболочку с помощью описанного выше процесса, обратного внутренней конверсии γ -излучения. В этом случае резонансное лазерное излучение возбуждает атом, и после захвата ядром γ -кванта энергия возбуждения атома передается ядру.

Изменение спина ядра на единицу при поглощении лазерного кванта увеличивает вероятность и ряда других процессов: возбуждения изомерных состояний с большим спином, испускания α -частиц в тех случаях, когда оно запрещено из начального состояния в основном законами сохранения спина и четности.

Воздействие интенсивного лазерного излучения на ядерные переходы возможно благодаря происходящим в этих переходах эффектам более высоких порядков. Такова эмиссия двух γ -квантов вместо одного. В этом процессе энергия перехода произвольно распределяется между обоими γ -квантами, и поэтому для одного из них

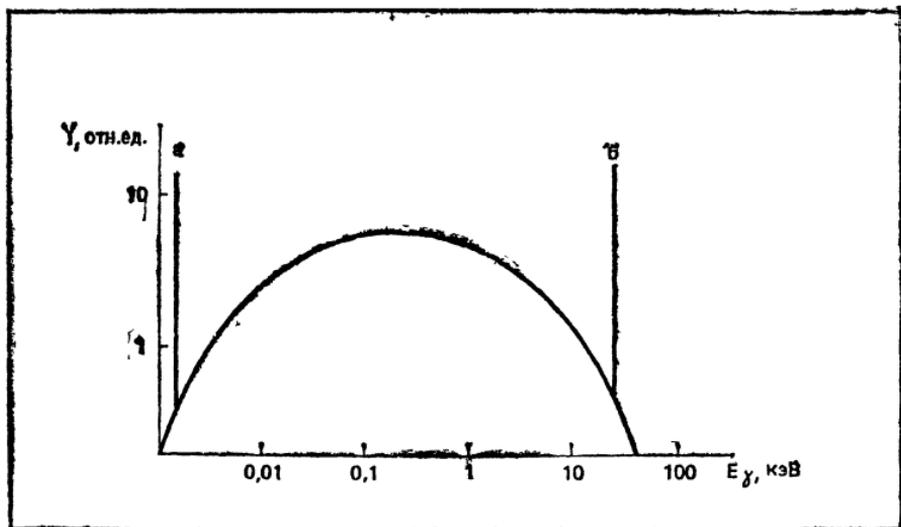


Рис. 15. Спектр γ -квантов при облучении ядер-изомеров лазерным излучением: а — оптическая линия; б — γ -линия

может совпасть с энергией кванта светового излучения. В этом случае в поле лазерного луча возбужденное ядро будет испускать индуцированное излучение, как и в возбужденных атомах. Каждый индуцированный квант будет сопровождаться квантом спонтанного излучения, уносящего остальную энергию γ -перехода, которая практически совпадает с энергией возбужденного состояния. Таким образом, воздействие лазерного излучения на возбужденные ядра приводит к появлению в непрерывном спектре γ -излучения двух дискретных линий на обоих концах спектра (рис. 15). В ряде случаев линию с большей энергией можно наблюдать и тогда, когда прямой переход между возбужденным и основным состояниями по какой-либо причине подавлен. Такое подавление прямых γ -переходов будет иметь место для изомерных состояний, когда вероятность γ -перехода мала при больших изменениях спинов, а если спины начального и конечного состояний равны нулю, переход полностью запрещен.

В настоящее время широко обсуждается возможность воздействия интенсивного лазерного излучения на скорость β -распада. Интерес к этой проблеме определяется двумя обстоятельствами.

Сейчас интенсивно исследуется слабое взаимодейст-

вне нуклонов, ответственное за β -распад. Открытия в этой области (новые типы мезонов, связь электромагнитного и слабого взаимодействий) связаны с самыми фундаментальными свойствами материи. Внешнее воздействие на процессы β -распада открыло бы новый подход к исследованию этих явлений.

Большинство практически используемых изотопов, продукты реакций деления, образующиеся в ядерных реакторах, испытывают β -распад. Воздействие на β -распад позволило бы в нужных пределах менять интенсивность радиоактивного излучения используемых изотопов, быстрее избавляться от радиоактивных отходов.

Расчеты показали, что воздействие лазерного излучения на вероятность β -распада может быть заметным в том случае, когда электромагнитное поле, создаваемое лазерным излучением, таково, что на расстояниях порядка длины волны электрона в нем приобретает энергия, сравнимая с полной энергией β -распада. Это достигается тем легче, чем меньше энергия электронов, испущенных из ядра (при этом больше их длина волны и меньше энергия, необходимая для изменения скорости распада). Однако даже и в этих случаях (например, при β -распаде ${}^3\text{H}$, где $Q_\beta = 17$ кэВ) для заметного на опыте уменьшения времени жизни ядра ($>10^{-4}$ — 10^{-5}) требуются интенсивности лазерного излучения, превышающие 10^{20} Вт/см², что лежит за пределами возможностей лазеров, используемых в настоящее время.

В поле интенсивного лазерного излучения происходит изменение скорости целого ряда других процессов — испускания тормозного излучения быстрыми электронами, рождения пар электрон — позитрон жесткими γ -квантами, некоторых распадов элементарных частиц, например $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$, $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu$ (то же для отрицательных π -мезонов).

Причиной этих изменений является электромагнитное взаимодействие с полем лазерного излучения электронов, вылетающих из ядер или при распаде пионов. В таком взаимодействии электроны могут получить или потерять энергию, и это приводит к ускорению одних процессов и замедлению других.

Необходимо заметить, однако, что существенные эффекты будут наблюдаться при таких мощностях светового излучения, которые пока еще недоступны сегодняшним лазерам.

Лазерное излучение воздействует и на другие характеристики β -распада ядер или элементарных частиц — на угловое распределение и поляризацию (направление спина по отношению к направлению движения) испускаемых электронов. Это воздействие проявляется уже при меньших мощностях лазерного излучения, поэтому оно более доступно для наблюдения.

Таким образом, несмотря на низкую энергию световых квантов, импульсное лазерное излучение большой мощности может оказывать существенное влияние на скорости целого ряда ядерных процессов. Исследование этого влияния еще только начинается, но, несомненно, оно имеет большие перспективы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей брошюре приведены многочисленные примеры использования лазеров в исследованиях атомных ядер. В одних случаях уже получен большой экспериментальный материал относительно свойств ядер — измерения зарядовых радиусов и ядерных моментов для широкого круга изотопов. Результаты этих экспериментов существенно расширили наши представления о размерах и форме атомных ядер, позволили судить, как меняются эти характеристики при изменении числа протонов или нейтронов, энергии возбуждения, от каких факторов зависят. В других случаях, например в попытках воздействовать лазерным излучением на скорости ядерных процессов, эксперименты еще впереди. Однако уже первые опыты указывают на их несомненную перспективность.

Использование лазеров значительно расширяет возможности экспериментальных методов ядерной физики — увеличивает чувствительность (детектирование одиночных атомов), позволяет работать с ультрамалыми количествами вещества, проводить более точные измерения зарядовых радиусов и ядерных моментов. Расширение этих возможностей не ограничено примерами, рассмотренными в данной брошюре. Можно отметить высокоэффективные лазерные источники ионов, которые находят применение в масс-сепараторах, масс-анализаторах, ускорителях заряженных частиц. Обсуждаются возможности использования лазеров для прецизионных измерений масс ядер (по резонансным частотам коле-

бательных спектров молекул), для создания сверхсильных электрических и магнитных полей, сверхвысоких давлений.

Необходимо отметить в этом направлении работы по прямому преобразованию ядерной энергии в энергию лазерного излучения. Эти работы имеют принципиальное значение, так как энергия лазерного излучения относится к таким формам энергии, которая в принципе способна целиком переходить в работу (к этим же формам относится механическая и электрическая энергия, в то время как в случае химической или тепловой энергии значительная ее доля переходит в тепло и теряется). Это свойство лазерного излучения определяется его направленностью. В то же время ядерная энергия обусловлена, как правило, беспорядочным, хаотическим движением, хотя и с очень большими скоростями (и, следовательно, с очень высокой эффективной температурой). Преобразование ядерной энергии в механическую или электрическую приводит к определенным потерям, так как оно идет через тепловую форму энергии (она возникает при ионизации и возбуждении атомов среды). Поэтому определенные преимущества имело бы прямое преобразование энергии ядерных частиц в энергию лазерного излучения, т. е. осуществление прямой ядерной накачки.

В настоящее время уже разработано несколько типов лазерных сред, которые дают вынужденное излучение при взаимодействии с этой средой нейтронов, γ -лучей и заряженных частиц (осколков деления и α -частиц). Необходимым условием этого преобразования является передача энергии электронам, которые способны переводить атомы или молекулы вещества в инверсное состояние (т. е. в такое состояние, когда атомов в возбужденном состоянии больше, чем в основном). Наиболее перспективным является использование больших потоков нейтронов на ядерных реакторах. Для этого необходимо использование так называемых сред-преобразователей со специальными добавками, которые эффективно поглощают нейтроны и производят заряженные частицы, интенсивно ионизирующие среду. Такая двухступенчатая схема имеет определенные преимущества: нейтроны взаимодействуют с веществом в большом объеме и обеспечивают однородность накачки, а заряженные частицы выделяют свою энергию в малых

объемах (вблизи места поглощения), что создает высокую локальную плотность выделения энергии. Все это позволяет осуществить интенсивную накачку больших объемов преобразующей среды и достигнуть высокой мощности лазерного излучения. В качестве добавок в лазерную среду используют изотопы ${}^3\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{235}\text{U}$, которые имеют большие сечения захвата нейтронов, а продуктами реакций являются протоны, α -частицы, осколки деления. Уже показана возможность работы таких лазеров, когда он начинал генерировать световое излучение при облучении его среды потоком нейтронов с интенсивностью до $10^{12} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^2$.

Другим направлением является прямая накачка благородных газов с помощью жесткого γ -излучения, испускаемого при распаде радиоактивных ядер, и пучка ускоренных электронов. При этом была достигнута высокая эффективность накачки — до 10—15% и интенсивный поток ультрафиолетового излучения $\sim 10^{10} \text{ Вт/см}^2$.

Весьма заманчивым представляется непосредственное преобразование термоядерной энергии в лазерное излучение. При этом можно было бы осуществить замкнутый цикл, когда часть энергии лазерного излучения направлялась бы снова в термоядерный реактор для поддержания реакции, а остальное излучение использовалось бы потребителем.

При обсуждении перспектив дальнейшего использования лазерного излучения в исследованиях атомных ядер необходимо иметь в виду быстрый и непрерывный прогресс в создании самих лазеров — рост их мощности, повышение стабильности, расширение диапазона светового излучения. Все это, безусловно, найдет отражение в экспериментальных методах ядерной физики. Особенно большие перспективы имели бы лазеры с более короткой длиной волны — рентгеновские и γ -лазеры. Возможность создания таких лазеров широко обсуждается в научной литературе.

ЛИТЕРАТУРА

Афанасьев Ю. А., Басов Н. Г., Гамалий Е. Г. Физические явления в поле лазерного луча. — Природа, № 6, с. 4, 1982.

Балыкин В. И., Беков Г. И., Летохов В. С., Мишин В. И. Лазерное детектирование единичных атомов. — Успехи физических наук, т. 132, № 2, 1980.

Карлов Н. В., Крынецкий Б. Б., Мишин В. А., Прохоров А. М. Селективная фотоионизация атомов и ее применение для разделения изотопов и спектроскопии. — Успехи физических наук, т. 127, с. 593, 1979.

Качмарек Ф. Введение в физику лазеров. М., Мир, 1981.

О Шиа Д., Коллен Р., Роде Ч. Лазерная техника. М.: Атомиздат, 1980.

Копферман Г. Ядерные моменты. М.: ИЛ, 1960.

Летохов В. С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. М., Наука, 1975.

Применение лазеров в атомной, молекулярной и ядерной физике. Труды 2-й Всесоюзной школы (Вильнюс, 1981). М.: Наука, 1983.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
Взаимодействие лазерного излучения с веществом	6
Лазеры с перестраиваемой частотой	9
Оптические исследования ядерной структуры	15
Детектирование и идентификация одиночных атомов	21
Определение размеров и формы ядер	31
Ориентация ядер	40
Определение скоростей ядер	47
Влияние лазерного излучения на скорости ядерных процессов	49
Заключение	58
Литература	61

**Юрий Петрович Гангрский,
Борис Николаевич Марков**

ЯДРА В ЛУЧАХ ЛАЗЕРА

Главный отраслевой редактор *Л. А. Ерлыкин*

Редактор *К. А. Кутузова*

Мл. редактор *Н. А. Сергеева*

Обложка художника *М. А. Дорохова*

Худож. редактор *М. А. Гусева*

Техн. редактор *Л. А. Солнцева*

Корректор *С. П. Ткаченко*

ИВ № 6491

Сдано в набор 30.03.84. Подписано к печати 05.06.84. Т 12818. Формат бумаги 84×108^{1/32}. Бумага тип. № 2. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 3,36. Усл. кр.-отт. 3,57. Уч.-изд. л. 3,30. Тираж 33 000 экз. Заказ 664. Цена 11 коп. Издательство «Знание». 101835, ГСП, Москва, Центр, проезд Серова, д. 4. Индекс заказа 844007. Типография Всесоюзного общества «Знание», Москва, Центр, Новая пл., д. 3/4.

Уважаемый читатель!

В настоящее время формируется план серии «Физика» на 1986 год. Редакция будет благодарна всем, кто пришлет свои замечания по уже выпущенным брошюрам и пожелания, которые мы могли бы учесть в будущем. Хотелось бы также получить ответы на следующие вопросы:

Что, по Вашему мнению, следует изменить в брошюрах при сохранении объема, формата и цены?

Какие темы желательно было бы включить в план на 1986 г.?

Каков должен быть характер публикаций: сохранен традиционный, сделан более популярным, более специальным?

Если Ваша деятельность связана с лекционной или пропагандистской работой, то используете ли Вы в ней ту информацию, которую черпаете из брошюр серии?

Многие ли потенциальные читатели серии, которых Вы лично знаете, слышали о ее существовании? Если нет, то каким образом можно было бы довести это до их сведения? (Конкретно в Вашем случае: читательская конференция в институте, постоянный стенд в библиотеке и т. п.)

Сообщите, пожалуйста, некоторые сведения о себе: Ваш возраст, место жительства, образование, род деятельности, регулярно ли Вы подписываетесь на серию «Физика» и с какого года?

Ответы на вопросы высылайте по адресу: 101835, Москва, проезд Серова, д. 4, издатель-

ство «Знание», редакция точных наук и техники, серия «Физика». На конверте сделайте пометку «Анкета».

Для информации познакомьтесь с планом серии на 1985 г. Как обычно, подписчики получают 12 брошюр, среди которых будут следующие:

Методологические проблемы современной физики. М. Д. Ахундов, Л. Б. Баженов, доктора философских наук,

Коллективы электронов и дырок. Я. Е. Покровский, доктор физико-математических наук,

Магнитный пробой. М. И. Каганов, А. А. Слуцкий, доктора физико-математических наук,

Физика, энтропия, жизнь. К. К. Рэбанс, академик АН ЭССР,

Нейтроны и кристаллы. Р. П. Озеров, Ю. З. Нозик, доктора физико-математических наук,

Актуальные проблемы физики — сборник переводных статей,

Нильс Бор (К 100-летию со дня рождения). Д. С. Данин, писатель,

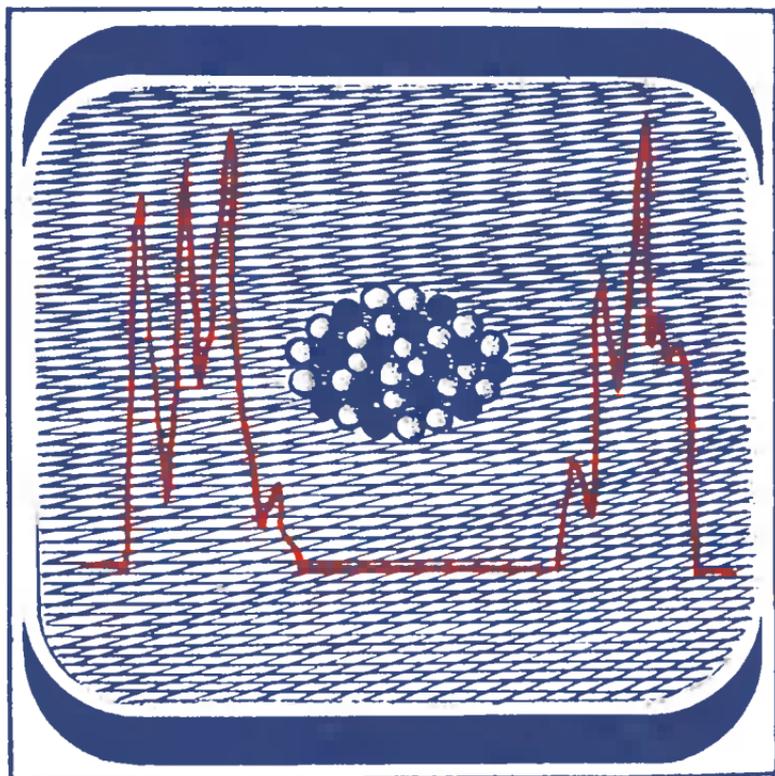
Физика живого. Сборник, статей.

ДОРОГОЙ ЧИТАТЕЛЬ!

Брошюры этой серии в розничную продажу не поступают, поэтому своевременно оформляйте подписку. Подписка на брошюры издательства „Знание“ ежеквартальная, принимается в любом отделении „Союзпечати“.

Напоминаем Вам, что сведения о подписке Вы можете найти в „Каталоге советских газет и журналов“ в разделе „Центральные журналы“, рубрика „Брошюры издательства „Знание““.

Цена подписки на год 1 р. 32 к.



СЕРИЯ

ФИЗИКА