

ФПИШ

Ю.А. ГОРОХОВАТСКИЙ
Г.А. БОРДОВСКИЙ

ТЕРМОАКТИВАЦИОННАЯ
ТОКОВАЯ
СПЕКТРОСКОПИЯ
ВЫСОКООМНЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКОВ
И ДИЭЛЕКТРИКОВ



ББК 22.379
Г70
УДК 539.21

Серия "Физика полупроводников и
полупроводниковых приборов"
издается с 1960 года

Гороховатский Ю.А., Бордовский Г.А. **Термоактивационная токовая спектроскопия высокоомных полупроводников и диэлектриков.** — М.: Наука: Гл. ред. физ.-мат. лит., 1991. — 248 с. (Физика полупроводников и полупроводн. приборов). — ISBN 5-02-014621-8

Систематизированы теории термостимулированных токов проводимости, поляризации, разрядки и деполяризации в высокоомных полупроводниках и диэлектриках. Предложен ряд новых теоретических моделей. Рассмотрена специфика указанных процессов в неупорядоченных, термодинамически неравновесных материалах. Описаны экспериментальные методики и способы извлечения полезной информации из зависимостей термостимулированного тока. Приведены результаты экспериментального исследования термостимулированных токов в ряде высокоомных неупорядоченных материалов.

Для научных работников в области физики полупроводников и диэлектриков, а также физики электретов.

Табл. 8. Ил. 113. Библиогр. 493 назв.

Рецензент
доктор физико-математических наук В.М. Лубин

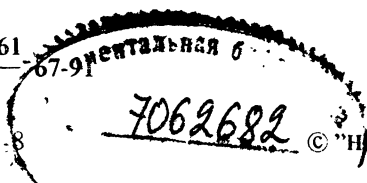
ФБ СПбГУ



0000429333

Г 1604110000-061
053 (02)-91

ISBN 5-02-014621-8



© "Наука". Физматлит, 1991

ОГЛАВЛЕНИЕ

Список основных обозначений и сокращений	6
Предисловие	8
Введение	11
§ В.1. Место и роль термоактивационной спектроскопии в комплексе релаксационных методов исследования высокоомных полупроводников и диэлектриков	11
§ В.2. Основные механизмы релаксации заряда в высокоомных полупроводниках и диэлектриках	14
Часть I. Феноменологическая теория термостимулированных токов	26
Глава 1. Элементарная теория термостимулированных токов проводимости и поляризация в диэлектрике	26
§ 1.1. Термостимулированная проводимость диэлектрика	26
§ 1.2. Термостимулированная поляризация диэлектрика	34
Глава 2. Термостимулированные токи короткого замыкания униполярно заряженного диэлектрика	40
§ 2.1. Термостимулированные токи разрядки в моноэлектрете с неблокирующими электродами	41
§ 2.2. Термостимулированные токи короткого замыкания в униполярно заряженном диэлектрике с блокирующими электродами	54
Глава 3. Термостимулированные токи короткого замыкания в однородном электронейтральном диэлектрике	62
§ 3.1. Анализ причин, приводящих к появлению токов короткого замыкания в электронейтральном диэлектрике	62
§ 3.2. Термостимулированные электронные токи в электронейтральном диэлектрике	64
§ 3.3. Токи короткого замыкания, обусловленные нарушением электронейтральности диэлектрика за счет эмиссии носителей заряда из электродов	69
§ 3.4. Ионные термотоки в однородном электронейтральном диэлектрике с объемно-зарядовой поляризацией	71
§ 3.5. Ионные термотоки, обусловленные разориентацией диполей (квазидиполей)	78

Глава 4.	Термостимулированная релаксация заряда в короткозамкнутых гетерогенных образцах	80
§ 4.1.	Термостимулированные токи короткого замыкания, обусловленные релаксацией Максвелла–Вагнера.	80
§ 4.2.	Термостимулированная нейтрализация объемного заряда за счет равновесной проводимости в образце с изолирующими прокладками.	85
§ 4.3.	Термостимулированная разориентация диполей в диэлектрике с изолирующими прокладками	87
§ 4.4.	Отличительные особенности релаксации Максвелла–Вагнера в слоистых и других гетерогенных образцах	91
Глава 5.	Специфика термостимулированных токов в неупорядоченных и термодинамически неравновесных объектах	94
§ 5.1.	Термостимулированные токи в материале с квазинепрерывным энергетическим распределением ловушек	94
§ 5.2.	Термостимулированная разориентация диполей, квазинепрерывно распределенных по временам релаксации	103
§ 5.3.	Влияние взаимодействия электрически активных дефектов на термостимулированные токи	108
§ 5.4.	Термостимулированные релаксационные токи в термодинамически неравновесных диэлектриках с полярным направлением.	113
§ 5.5.	Особенности термостимулированной релаксации заряда в условиях действия сильных силовых полей.	118
Часть II.	Экспериментальная методика термоактивационной токовой спектроскопии	125
Глава 6.	Методика линейного нагревания.	125
§ 6.1.	Техническая реализация термоактивационной токовой спектроскопии в режиме линейного нагревания	127
§ 6.2.	Способы обработки элементарного пика термостимулированного тока	133
§ 6.3.	Анализ разрешающей способности различных методов, основанных на термической стимуляции с постоянной скоростью нагревания.	145
§ 6.4.	Численный метод определения энергетического спектра дефектов по термостимулированному току, измеренному при постоянной скорости нагревания.	148
Глава 7.	Методика нелинейного монотонного нагревания.	152
§ 7.1.	Гиперболический режим нагревания	152
§ 7.2.	Метод термостимулированной разрядки в режиме самосогласованного нагревания	159
Глава 8.	Методика термических проб	168
§ 8.1.	Метод термостимулированных токов в режиме фракционного нагревания (ФТСТ)	169
§ 8.2.	Метод термостимулированных токов фракционно возбужденного образца	180

Часть III. Экспериментальное исследование термостимулированной релаксации заряда в неупорядоченных неорганических материалах	188
Глава 9. Термостимулированные токи в свинецсодержащих соединениях с позиционной неупорядоченностью решетки.	188
§ 9.1. Энергетический спектр ловушек в PbO.	189
§ 9.2. Влияние разупорядоченности кислородной подрешетки на спектр локальных состояний в PbO.	191
§ 9.3. Термостимулированные токи в Pb ₃ O ₄	195
§ 9.4. Термостимулированные токи в Pb ₂ Bi ₆ O ₁₁	197
§ 9.5. Исследование центров прилипания в свинецсодержащих ХСП. . .	198
Глава 10. Термостимулированные токи в тонких оксидных пленках	202
§ 10.1. Термостимулированные токи проводимости и разрядки в пленках SiO ₂	202
§ 10.2. Термостимулированные токи и центры захвата в пленках GeO ₂ . . .	207
§ 10.3. Электрически активные дефекты в пленках простых и смешанных оксидов редкоземельных элементов	210
§ 10.4. Термостимулированная релаксация заряда в термических пленках SiQ ₂	218
Заключение.	225
Список литературы	227
Список дополнительной литературы	242
Предметно-литературный указатель	244

СПИСОК ОСНОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ

E и E_0 – напряженность электрического поля и средняя напряженность электрического поля в образце

T и T_0 – текущая и начальная температуры

T_b и T_m – температуры поляризации и максимума пика термостимулированного тока

E_b и U_b – напряженность электрического поля и напряжение поляризации

I и j – сила и плотность тока

I_m и j_m – максимальные значения силы и плотности термостимулированного тока

t и τ_b – текущее время и время поляризации

q – элементарный заряд

n и μ – концентрация и подвижность свободных носителей заряда

n_t и n_{t0} – текущая и начальная концентрации носителей заряда, локализованных на ловушках

N_t и N_d – концентрации ловушек и доноров (или диполей)

P и PS – поляризация и стационарное значение поляризации образца

p – дипольный момент

p_t – концентрация дырок, локализованных на ловушках

M_t – концентрация глубоких ловушек, не опустошающихся при нагревании в диапазоне исследуемых температур

N_c – эффективная плотность состояний в разрешенной зоне

v_T – скорость теплового движения свободных носителей заряда

S_t и S_r – сечения захвата и рекомбинации свободных носителей заряда

r и L – толщины области локализации объемного заряда и образца

W – энергия активации, высота потенциального барьера

W_t и W_d – энергии активации ловушек и реориентации диполей

λ и W_λ – равновесная проводимость образца и энергия активации равновесной проводимости

W_0 и ΔW – наиболее вероятные энергия и энергетическая "ширина" распределения

x^* – координата плоскости нулевого поля

β – скорость нагревания

γ – отношение дрейфового тока к диффузионному

ϵ – диэлектрическая проницаемость

ρ – объемная плотность заряда

σ_n и σ_t – поверхностные плотности свободных и связанных носителей заряда

σ_r и σ^* – поверхностные плотности реального заряда и эффективного суммарного заряда на границе раздела сред

τ_f , τ_r и τ_t – времена пролета, рекомбинации и захвата на ловушки свободных носителей заряда

τ_{μ} и ω_{μ} – время и частотный фактор максвелловской (диффузионно-дрейфовой) релаксации

ω и $\omega_{э}$ – частотный фактор и эффективный частотный фактор активационного процесса

ω_d и ω_f – частотные факторы реориентации диполей и опустошения ловушек

ω_0 и $\Delta \omega$ – наиболее вероятное значение частотного фактора и "ширина" распределения по частотному фактору

$g(W)$ – функция распределения по энергии активации

$g(W, \omega)$ – двумерная функция распределения по энергии активации и по частотному фактору

*
* *

ТСД – термостимулированная деполяризация

ТСЛ – термостимулированная люминесценция

ТСП – термостимулированная поляризация

ТСПП – термостимулированный ток проводимости

ТСТ КЗ – термостимулированный ток короткого замыкания

ТСЭЭ – термостимулированная электронная эмиссия

СТСТ – термостимулированный ток в режиме самосогласованного нагревания

ФТСТ – термостимулированный ток в режиме фракционного нагревания

ТСД АП – термостимулированная деполяризация аддитивно поляризованного образца

ТСД СП – термостимулированная деполяризация селективно поляризованного образца

МДМ, МДП – структуры металл – диэлектрик – металл, металл – диэлектрик – полупроводник

ХСП – халькогениды и стеклообразный полупроводник

ЭАД – электрически активные дефекты

ПРЕДИСЛОВИЕ

Высокоомные полупроводники и диэлектрики благодаря их широкому использованию в электронике, электротехнике и других отраслях науки и техники являются чрезвычайно актуальным объектом исследования. В последние годы все более широкое применение находят полупроводники и диэлектрики с неупорядоченной структурой, которая в электрофизическом плане проявляется в наличии у этих материалов электрически активных дефектов, квазинепрерывно распределенных по энергии активации. Процессы переноса, накопления и релаксации заряда, а следовательно, и все основные электрофизические явления в указанных высокоомных материалах определяются параметрами электрически активных дефектов, присущих этим материалам. В этой связи становится понятен тот большой интерес, который проявляют ученые-экспериментаторы к разработке новых и совершенствованию известных методов исследования параметров электрически активных дефектов в неупорядоченных полупроводниках и диэлектриках.

Весьма популярными методами исследования энергетического спектра дефектов в высокоомных материалах являются методы термоактивационной спектроскопии, которые впервые были предложены в конце тридцатых годов, а необходимое теоретическое обоснование применительно к кристаллам получили в шестидесятые годы. Методы термоактивационной спектроскопии сочетают в себе относительную простоту технической реализации с достаточно высокой информативностью.

Указанное обстоятельство привело к тому, что начиная с конца шестидесятых годов методы термоактивационной спектроскопии высокоомных материалов получили очень широкое распространение, о чем свидетельствует появление ряда обзоров на эту тему [271, 279, 411, 431, 445, 468]. В это же время в СССР и за рубежом появились монографии, в которых нашли свое развитие методы термоактивационной спектроскопии; см., например, В.В. Антонов-Романовский [9], Й. ван Турнхаут [469], В.Н. Вертопрахов, Е.Г. Сальман [59], Ю.А. Гороховатский [92].

За период, прошедший после опубликования последней из отмеченных монографий, теория и экспериментальная методика термоактивационной спектроскопии получили дальнейшее развитие. Существенные резуль-

таты в этом направлении достигнуты: в области теоретического описания термостимулированных процессов в неупорядоченных, термодинамически неравновесных полупроводниках и диэлектриках; в области численного моделирования неизотермической электрической релаксации; в области применения вычислительных средств для расширения информационных возможностей термоактивационной спектроскопии и т.д. Следует подчеркнуть, что наиболее ярко эти достижения проявились именно в токовой термоактивационной спектроскопии. Этот феномен объясняется тем, что по сравнению с другими методами термоактивационной спектроскопии токовые методы обладают наибольшей чувствительностью, позволяют исследовать непосредственно приборные структуры (МДМ- и МДП-структуры), наиболее удобны для автоматизации измерений и не страдают известным пороком оптических методов термоактивационной спектроскопии — температурным тушением излучательной способности.

Предлагаемая вниманию читателя книга существенно отличается от перечисленных выше монографий в первую очередь именно включением последних достижений в указанных направлениях термоактивационной спектроскопии. Эти результаты проанализированы нами и представлены в систематизированном виде, что позволит читателям легче ориентироваться в значительном потоке современных публикаций по теории, экспериментальной методике и применению термоактивационной спектроскопии. В отличие от монографии Й. ван Турнхаута, которая посвящена изучению термостимулированных процессов в полимерах, в предлагаемом издании основное внимание уделено неорганическим разупорядоченным полупроводникам и диэлектрикам, и, кроме того, в нем значительно больше места отведено аналитическому решению конкретных моделей и задач, а также описанию ряда оригинальных экспериментальных методик (самоогласованный, фракционный, гиперболический режимы нагревания).

В отличие от монографий В.Н. Вертопрахова, Е.Г. Сальмана и Ю.А. Горюховатского в настоящей книге существенно переработана теория термостимулированных токов короткого замыкания, подробно рассмотрены особенности термостимулированной релаксации заряда в короткозамкнутых гетерогенных образцах, проведен анализ влияния взаимодействия электрически активных дефектов на термостимулированные токи, а также исследована специфика неизотермической релаксации заряда в условиях действия сильных силовых полей. Результаты приближенного аналитического решения системы уравнений, описывающих релаксацию заряда, в ряде случаев сопоставляются с данными более строгого численного решения этих уравнений. В книге приводятся описание методики, а также конкретные примеры численного решения обратной задачи (т.е. восстановление энергетического спектра электрически активных дефектов по температурной зависимости термостимулированного тока) с использованием регуляризирующих алгоритмов. Кроме того, в книгу включена часть, посвященная описанию оригинальных результатов авторов по экспериментальному исследованию высокоомных неупорядоченных материалов, проведенному при помощи термоактивационной токовой спектроскопии.

Книга снабжена предметно-литературным указателем, а также списком дополнительной литературы. При помощи указателя читатель имеет возможность определять по ключевым словам местоположение в книге тех

или иных интересующих его вопросов, а также ссылки на соответствующую литературу из основного и дополнительного списков. Дополнительная литература призвана помочь читателю более подробно и полно ознакомиться с некоторыми аспектами рассматриваемой темы, которые в силу ограниченного объема книги описаны недостаточно подробно, а лишь затронуты в тексте.

Главы 3, 4, 8 и 10 написаны Ю.А. Гороховатским, глава 9 – Г.А. Бордовским, остальные главы книги, а также введение и заключение написаны совместно.

Авторы выражают глубокую благодарность доктору физико-математических наук В.И. Архипову и члену-корреспонденту АН СССР Б.П. Захарчене за обстоятельный и весьма полезный анализ рукописи, а также доктору физико-математических наук В.М. Любину за рецензирование книги и ряд ценных замечаний.

Москва–Ленинград

1990

ВВЕДЕНИЕ

§ В.1. МЕСТО И РОЛЬ ТЕРМОАКТИВАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ В КОМПЛЕКСЕ РЕЛАКСАЦИОННЫХ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫСОКООМНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ

Физические величины, характеризующие диэлектрик и полупроводник, принято подразделять на две группы — фундаментальные параметры и характеристические параметры [224]. К первой группе относятся величины, слабо зависящие от дефектности кристалла (ширина запрещенной зоны, параметр решетки и т.д.), а ко второй группе — напротив, величины, сильно зависящие от концентрации и вида дефектов (концентрация свободных и локализованных носителей заряда, удельная проводимость и т.д.). Изучение характеристических параметров представляет особый интерес, поскольку величины и стабильность указанных параметров существенно влияют на рабочие характеристики разнообразных приборов и устройств, а в некоторых случаях даже определяют эти характеристики.

Методы исследования характеристических параметров диэлектриков (полупроводников) можно разделить на стационарные и релаксационные [224]. Стационарные методы основаны на измерении постоянных во времени характеристик диэлектрика (температурная зависимость равновесной проводимости, статические вольт-амперные характеристики, спектр оптического поглощения и т.п.). Релаксационные же методы основаны на измерении переходных характеристик диэлектрика в процессе его релаксации. Под релаксационным процессом понимают явление установления равновесного состояния в системе, состоящей из множества частиц, находящихся в тепловом движении [116]. Примерами релаксационных методов исследования диэлектриков (полупроводников) могут служить измерение динамических вольт-амперных характеристик, методы фотоинъекции и фотоопустошения и т.д. К релаксационным методам относится также комплекс методов термоактивационной спектроскопии.

При переходе диэлектрика (полупроводника) из неравновесного состояния в равновесное ему, как правило, приходится преодолевать активационный барьер (или несколько барьеров). Факторами, способствующими преодолению указанного барьера, являются тепловое движение, световой поток, электрическое поле, механическая нагрузка и т.п. В общем

Т а б л и ц а В.1

Стимулирующее воздействие	Релаксирующий параметр	
	Люминесценция (Л)	Ток проводимости (ТП)
Термостимуляция (ТС)	ТСЛ [9, 53, 172]	ТСТП [272, 306]
Фотостимуляция (ФС)	ФСЛ [6, 9, 479]	ФСТП [270, 392]
Электростимуляция (ЭС)	ЭСЛ [166, 180]	—
Пьезостимуляция (ПС)	—	ПСТП [276]

случае любая из релаксационных характеристик материала (люминесценция, оптическое поглощение, проводимость, намагниченность, поляризованность и т.д.) является функцией отмеченных выше девозбуждающих факторов [160]. Ориентируясь на традиционный подход дискриминирования экспериментальных факторов, можно было бы предположить, что оптимальным (в плане однозначности интерпретации экспериментальных данных) режимом измерений релаксационных характеристик является такой, при котором один из девозбуждающих факторов является постоянным, а другие просто отсутствуют. Однако оказывается, что в ряде случаев целесообразно использовать растущий во времени девозбуждающий фактор [160]. Такое стимулирование релаксационного процесса не просто ускоряет процедуру измерений, а позволяет дифференцировать по времени механизмы релаксации с различающимися кинетическими параметрами. В табл. В.1 приведена матрица комбинаций релаксирующих параметров диэлектрика и стимулирующих воздействий, которая позволяет классифицировать релаксационные методы исследования диэлектрика.

Анализ информационных возможностей и областей применения релаксационных методов исследования диэлектрика (полупроводника), приведенных в табл. В.1, свидетельствует о том, что среди указанных методов выгодно выделяются методы термоактивационной спектроскопии. Обстоятельная аргументация этого тезиса приводится в ряде работ (см., например, [59, 92, 239]). Здесь же отметим главный довод в пользу термоактивационных методов исследования — универсальность и информационная емкость этих методов обусловлены выбором в качестве стимулирующего фактора теплового движения молекул (атомов) вещества, которое, как отмечалось, лежит в основе любого релаксационного процесса.

Анализ совокупности термоактивационных методов исследования диэлектрика [103] позволяет в свою очередь выделить токовые методы — термостимулированный ток проводимости (ТСТП), термостимулированная поляризация (ТСП) и термостимулированная деполяризация (ТСД). Эти методы весьма близки по процедуре измерения и по технической реализации. Термоактивационная токовая спектроскопия в отличие от других термоактивационных методов, как правило, позволяет исследовать диэлектрик непосредственно в составе прибора или устройства, в которые этот диэлектрик входит. Токовые методы обычно более чувствительны.

Релаксирующий параметр		
Поляризационный ток (П)	Деполаризационный ток (Д)	Электронная эмиссия (ЭЭ)
ТСП [305, 390]	ТСД [275, 313, 327]	ТСЭЭ [355, 419]
ФСП [149, 461]	ФСД [54, 264]	ФСЭЭ [350, 419]
—	ЭСД [110]	—
—	ПСД [276]	—

чем метод ТСП, из-за температурного тушения люминесценции, и не требуют ни оптически прозрачного окружения, ни специальной обработки поверхности материала и высокого вакуума в отличие от метода ТСЭЭ.

Токовые методы термоактивационной спектроскопии, несмотря на известную близость их процедур измерения и феноменологического описания, тем не менее являются принципиально различающимися методами. Термостимулированная проводимость осуществляется при нагреве с приложенным постоянным электрическим полем предварительно однородно возбужденного диэлектрика (полупроводника), а термостимулированная поляризация — предварительно невозбужденного (рис. В.1). Поэтому в первом случае изменение тока во внешней цепи обусловлено изменением концентрации неравновесных свободных носителей заряда, а во втором случае — пространственным перераспределением подвижного заряда и ориентацией полярных молекул. ТСД осуществляется при нагреве короткозамкнутого образца, который предварительно неоднородно возбуждался (поляризовался) (см. рис. В.1). В этом случае ток короткого замыкания во внешней цепи обусловлен как током проводимости, так и током смещения, причем ток проводимости вызван действием внутреннего неоднородного электрического поля.

Различие в процедурах измерений ведет к тому, что миграция носителей заряда происходит при ТСД во внутреннем, самосогласованно меняющемся при нагреве поле, при ТСП — в постоянном внешнем поле, при ТСП — в суммарном поле, сложным образом изменяющемся при нагреве. Самоогласованно уменьшающееся при нагреве поле в случае ТСД может приводить к увеличению разрешающей способности данного метода по сравнению с методами ТСТ и ТСП [70, 92, 218]. Кроме того, методам ТСП и ТСП присуще высокотемпературное нарастание "темнового" тока, обусловленного равновесной проводимостью материала во внешнем поле. Это приводит к существенному снижению чувствительности методов ТСП и ТСП в области повышенных температур по сравнению с методом ТСД [4, 80, 86].

Следует отметить, что режим короткого замыкания диэлектрика при нагреве имеет еще одно преимущество по сравнению с нагревом при наложенном внешнем поле. Как показано в [216], при коротком замыкании однородного диэлектрика ток во внешней цепи не чувствителен к возни-

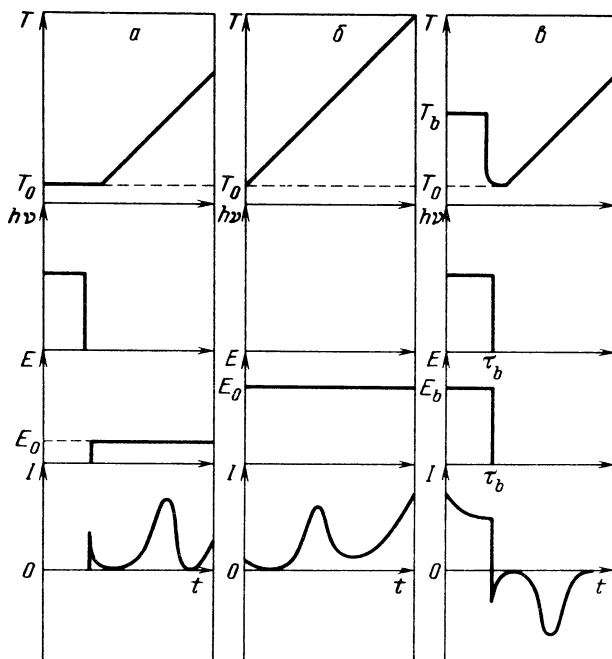


Рис. В.1. Эпюры температуры, освещения, электрического поля и тока при измерении ТСТП (*a*), ТСП (*б*), ТСД (*в*)

кающим при нагреве образца изменениям высокочастотной диэлектрической проницаемости и геометрических размеров. В то же время указанные изменения приводят к появлению паразитных токов при наличии внешнего электрического поля. Таким образом, методы ТСТП, ТСП и ТСД принципиально отличаются по сути происходящих физических явлений, и метод ТСД обладает рядом преимуществ по сравнению с другими методами токовой термоактивационной спектроскопии.

§ В.2. ОСНОВНЫЕ МЕХАНИЗМЫ РЕЛАКСАЦИИ ЗАРЯДА В ВЫСОКООМНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ И ДИЭЛЕКТРИКАХ

В.2.1. Тепловая ориентационная (дипольная) поляризация. Некоторые диэлектрики содержат молекулы или другие единицы структуры, обладающие постоянным дипольным моментом p . Под действием внешнего электрического поля эти молекулы ориентируются по направлению поля в той мере, в какой эта ориентация допускается тепловым движением, которое в свою очередь стремится разориентировать полярные молекулы (рис. В.2).

Тепловую ориентационную поляризацию впервые исследовал Дебай [124] на примере полярных жидкостей. Рассматривая полярные молекулы как шарообразные диполи в вязкой среде и пренебрегая инерционными эффектами, Дебай установил, что релаксационная поляризация после

удаления внешнего поля описывается зависимостью

$$P(t) = P_S \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (\text{B.1})$$

где τ – время релаксации, P_S – равновесное значение поляризации при приложенном электрическом поле.

С учетом экспоненциальной зависимости вязкости среды от температуры [221] выражение для времени релаксации в случае тепловой ориентационной поляризации можно записать в виде

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{W}{kT}\right), \quad (\text{B.2})$$

где τ_0 , W – характеристики диэлектрика (данного сорта полярных молекул).

Как показано в [148, 401], рассмотренная модель релаксатора Дебая может в ряде случаев описывать поведение полярной молекулы в твердой фазе.

Приведенная трактовка процесса ориентации полярных молекул как движения в вязкой среде не является единственной. Согласно [221], переориентация полярных молекул может трактоваться и как процесс переброса этих молекул из одного энергетического положения в другое с преодолением некоторого потенциального барьера. Эта модель релаксационного процесса, получившая в литературе название "релаксатор Фрëлиха" (см. [117]), будет рассмотрена более подробно ниже на примере электронной и ионной тепловой поляризации. Здесь же отметим, что время релаксации, получаемое при таком рассмотрении тепловой ориентационной поляризации, также описывается формулой вида (B.2). При этом параметры τ_0 и W приобретают ясную трактовку ($\tau_0 = 1/(2\nu_0)$, где ν_0 – частота колебаний диполя в положении равновесия, W – высота потенциального барьера между положениями равновесия).

Если пренебречь взаимодействием между полярными молекулами и привлечь классическую статистику, можно получить следующую формулу для равновесного значения ориентационной поляризации [221]:

$$P_S = N_0 p \left[\text{cth}\left(\frac{pE}{kT}\right) - \frac{kT}{pE} \right] = N_0 p \mathcal{L}\left(\frac{pE}{kT}\right), \quad (\text{B.3})$$

где \mathcal{L} – функция Ланжевена, N_0 – концентрация полярных молекул.

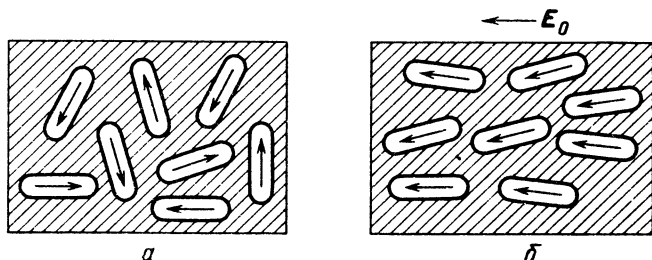


Рис. В.2. Ориентация полярных молекул в диэлектрике в отсутствие внешнего поля (а) и во внешнем поле (б)

Установление тепловой ориентационной поляризации описывается зависимостью

$$P(t) = N_0 p \mathcal{L}\left(\frac{pE}{kT}\right) \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{t}{\tau_0} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right)\right] \right\}, \quad (\text{B.4})$$

а спад тепловой ориентационной поляризации – формулой

$$P(t) = N_0 p \mathcal{L}\left(\frac{pE}{kT}\right) \exp\left[-\frac{t}{\tau_0} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right)\right]. \quad (\text{B.5})$$

Для не очень больших полей ($pE \ll kT$) формулы (B.3)–(B.5) упрощаются, поскольку при этом

$$P_S = N_0 p \mathcal{L}\left(\frac{pE}{kT}\right) \approx \frac{N_0 p^2 E}{3kT}. \quad (\text{B.6})$$

В последнее время тепловая ориентационная поляризация была обнаружена и у неполярных диэлектриков. Появление ориентационной поляризации в этом случае связано с наличием в диэлектрике комплекса заряженных дефектов, обладающих дипольным моментом (например, комплекса ион примеси – вакансии, комплекса вакансий разных знаков и т.п. [238]). Эти полярные комплексы дефектов, получившие название "квазидиполи" [116], играют ту же роль, что и полярные молекулы. Проведенный в [234, 235, 238] анализ специфики релаксационной поляризации, обусловленной ориентацией квазидиполей, показывает, что величины равновесного значения поляризации и времени релаксации в этом случае зависят от параметров кристаллической решетки и характера нарушений структуры диэлектрика, а также от способов переориентации полярных комплексов дефектов.

В.2.2. Электронная и ионная тепловые поляризации. Если тепловая ориентационная поляризация обусловлена наличием в диэлектрике слабосвязанных диполей (полярных молекул или квазидиполей), то тепловая электронная или тепловая ионная поляризации – наличием в диэлектрике слабосвязанных заряженных частиц (электронов или ионов соответственно).

Появление в диэлектрике слабосвязанных электронов или ионов обусловлено дефектами кристаллической решетки. Поэтому электронная (ионная) тепловая поляризация обычно имеет место в поликристаллических или аморфных диэлектриках [48]. Слабосвязанные заряженные частицы в результате теплового движения могут срывать с мест закрепления и перемещаться в диэлектрике на микрорасстояния. В отличие от упруго связанных заряженных частиц (ответственных за упругую поляризацию) слабосвязанные частицы имеют несколько положений равновесия. В простейшей модели (релаксатор Фрелиха, или, иначе, модель двухцентровой потенциальной ямы, – рис. В.3) исходят из представления о том, что в отсутствие электрического поля слабосвязанная заряженная частица может с одинаковой вероятностью занимать любое из положений равновесия и постоянно перебрасываться из одного положения равновесия в другое. При наложении электрического поля вероятности переброса частиц из одного положения равновесия в другое становятся в общем случае разными, что приводит к избыточному перебросу положительно заряженных частиц в направлении поля (а отрицательно заряженных соответственно

Рис. В.3. Энергетическая модель релаксатора Фрѐлиха: *a* – без поля, *б* – в поле (W и δ – высота потенциального барьера и расстояние между двумя положениями равновесия)

в противоположном направлении). Проведенный в [221] анализ показывает, что значение равновесной поляризации диэлектрика в этом случае определяется формулой

$$P_S = \frac{qN_0\delta}{6} \operatorname{th} \frac{qE\delta}{2kT}, \quad (\text{В.7})$$

где N_0 – концентрация слабосвязанных заряженных частиц в диэлектрике, δ – расстояние между положениями равновесия в потенциальной яме, q – заряд частицы.

Время релаксации слабосвязанных заряженных частиц, согласно [221], определяется выражением

$$\tau = \frac{1}{2\nu} \exp\left(\frac{W}{kT}\right) \left(\operatorname{ch} \frac{qE\delta}{2kT}\right)^{-1}; \quad (\text{В.8})$$

здесь ν – частота тепловых колебаний частицы в одном из положений равновесия, W – высота потенциального барьера между положениями равновесия.

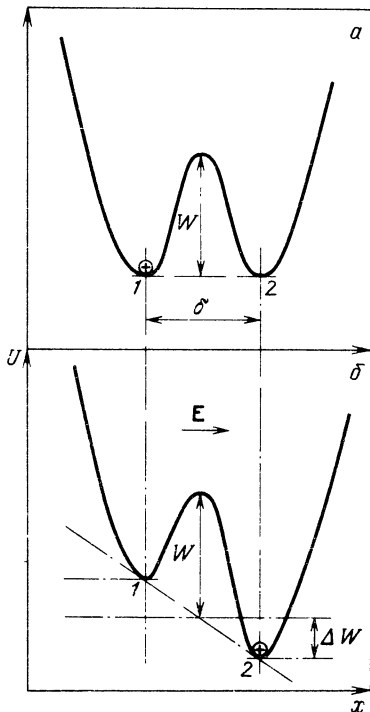
Для не очень сильных электрических полей (когда $q\delta E \ll 2kT$) формула (В.8) преобразуется к виду (В.2), а значение равновесной поляризации описывается приближенным выражением

$$P_S \approx \frac{q^2 N_0 \delta^2 E}{12kT}. \quad (\text{В.9})$$

Приведенные зависимости для электронной (ионной) тепловой поляризации показывают, что поведение последней подобно поведению ориентационной тепловой поляризации диэлектрика.

Модель релаксатора Фрѐлиха (двухцентральной потенциальной ямы) – простейшая из числа моделей, применяемых для объяснения наблюдаемых закономерностей электронной (ионной) тепловой поляризации. В ряде работ привлекаются более сложные модели релаксаторов: потенциальная яма с тремя различными положениями равновесия [293], двух- и трехмерные потенциальные ямы с большим числом различных положений равновесия [400] и т.д.

В.2.3. Релаксация заряда, обусловленная равновесной проводимостью диэлектрика. Объемный заряд возникает в диэлектрике в результате направленного смещения на макрорасстояния подвижных носителей заряда. К последним относятся электроны и дырки проводимости, подвижные



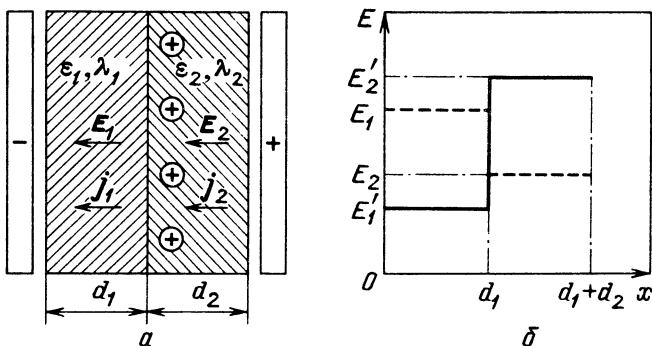


Рис. В.4. Двухслойный диэлектрик (а) и распределение в нем электрического поля (б) (штриховая линия – начальный момент, сплошная – в стационарном состоянии, случай $\epsilon_1 < \epsilon_2$, $\lambda_1 > \lambda_2$)

ионы (вакансии), а также носители заряда, захваченные на центры, имеющие локальные уровни в запрещенной зоне, если эти центры достаточно подвижны или по ним возможна прыжковая проводимость в электрическом поле [116, 231]. Объемные заряды могут накапливаться как у электродов, так и вблизи границ, разделяющих различные области макроскопически неоднородного диэлектрика. В таком случае либо весь диэлектрик, либо его отдельные части можно рассматривать как макроскопические диполи [292]. Следовательно, можно говорить об особом виде поляризации диэлектрика – объемно-зарядовой. Поскольку тепловое движение стремится разбросать объемный заряд по всему диэлектрику, то объемно-зарядовую поляризацию следует отнести к релаксационной поляризации [116].

Образование объемного заряда может или проводить, или не приводить к заметному изменению проводимости диэлектрика. В последнем случае релаксация объемного заряда осуществляется за счет равновесных носителей заряда. При этом в однородном диэлектрике время установления объемно-зарядовой поляризации (максвелловское время) определяется выражением (см. [48, 114])

$$\tau_{\mu} = \frac{\epsilon \epsilon_0}{\lambda}, \quad (\text{В.10})$$

где $\epsilon \epsilon_0$ – диэлектрическая проницаемость диэлектрика, а λ – его равновесная проводимость.

Особенности объемно-зарядовой поляризации в неоднородном диэлектрике проиллюстрируем на простейшем примере двухслойного диэлектрика. Будем считать, что в пределах каждого слоя диэлектрика (толщины слоев d_1 и d_2) их равновесные проводимости (λ_1, λ_2) и диэлектрические проницаемости (ϵ_1, ϵ_2) не зависят от координаты (рис. В.4а). В результате различных в общем случае токов проводимости в отдельных слоях диэлектрика на их границе раздела накапливается заряд. Это в свою очередь ведет к появлению макроскопического дипольного момента, т.е. к поляризации диэлектрика (так называемая поляризация Максвелла–Вагнера, см. [259]).

Можно показать, что токи проводимости в обоих слоях будут равны, только если выполняется условие $\epsilon_2 \lambda_1 = \epsilon_1 \lambda_2$. Если же отмеченное условие не выполняется (практически это наиболее вероятный случай), то на границе раздела диэлектрических слоев будет накапливаться свободный заряд, который приведет к изменению напряженности поля (рис. В.4, б), а значит, и токов проводимости в слоях. Такое изменение полей и токов, а также накопление заряда на границе раздела будет происходить до тех пор, пока токи проводимости в слоях не сравняются. Можно показать (см. [221]), что время релаксации указанного процесса определяется формулой

$$\tau_{\theta} = \epsilon_0 \left(\frac{\epsilon_2 d_1 + \epsilon_1 d_2}{\lambda_2 d_1 + \lambda_1 d_2} \right), \quad (\text{В.11})$$

а стационарное значение поляризации для этого механизма описывается выражением

$$P_S = \frac{(\lambda_2 \epsilon_1 - \lambda_1 \epsilon_2)^2 d_1 d_2 \epsilon_0 U_b}{(d_1 \epsilon_2 + d_2 \epsilon_1)(d_1 \lambda_2 + d_2 \lambda_1)^2} \quad (\text{В.12})$$

где U_b — напряжение поляризации.

В.2.4. Влияние природы контакта электрод — диэлектрик на релаксацию заряда в диэлектрике. В зависимости от соотношения работы выхода электрона из металла (Ψ_m) и работы выхода электрона*) из диэлектрика (Ψ_i) различают три вида контактов электрод — диэлектрик [203]: омический контакт ($\Psi_m < \Psi_i$), нейтральный контакт ($\Psi_m = \Psi_i$) и блокирующий контакт ($\Psi_m > \Psi_i$) (рис. В.5).

Если $\Psi_m < \Psi_i$ (рис. В.5, а), то часть электронов из металла переходит в диэлектрик, так что в диэлектрике вблизи границы с металлом образуется слой, обогащенный электронами. Ширина области, обогащенной электронами в диэлектрике с ловушками (на которые в основном и захватывается объемный заряд), согласно [442], определяется выражением

$$l_0 \approx \frac{\pi}{2} \left(\frac{2kT\epsilon\epsilon_0}{q^2 n_t} \right)^{1/2}, \quad (\text{В.13})$$

где n_t — концентрация электронов, захваченных на ловушки. На ловушках, особенно на глубоких, лежащих вблизи квазиуровня Ферми, может накапливаться большой заряд ($n_t \approx N_t$, где N_t — концентрация ловушек), поэтому ширина области объемного заряда оказывается весьма малой. Например, при $N_t = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ получим $l_0 \sim 10 \text{ \AA}$ (10^{-9} м). Таким образом, даже в тонкопленочной системе (где толщина образца L порядка 10^3 \AA) зоны внутри значительной части диэлектрика будут плоскими, как и в случае нейтрального контакта ($\Psi_m = \Psi_i$).

Подводя итог сказанному, можно отметить, что при описании релаксации объемного заряда в диэлектрике с неблокирующими электродами (т.е. при наличии омического или нейтрального контакта) следует учитывать по крайней мере два обстоятельства: первое — свободные носители заряда могут беспрепятственно покидать диэлектрик и уходить в электро-

*) Для определенности считаем, что проводимость диэлектрика определяется электронами, а не дырками.

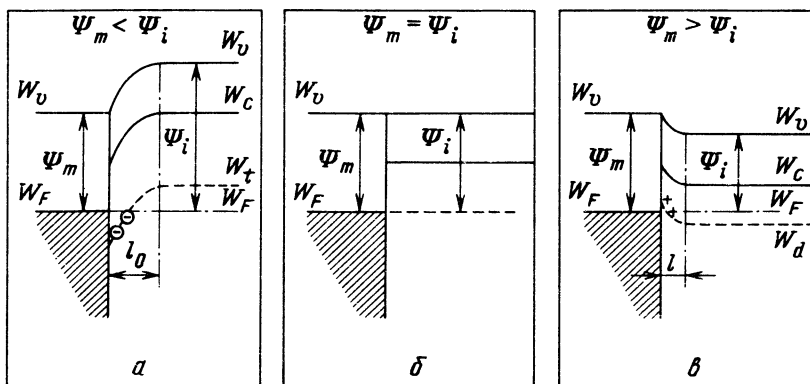


Рис. В.5. Энергетические диаграммы омического (а), нейтрального (б) и блокирующего (в) контактов металл – диэлектрик. W_D – уровень вакуума; W_C – дно зоны проводимости; W_F – квазиуровень Ферми; l_0 (l) – толщина области обогащения (обеднения); W_t (W_d) – энергетическое положение ловушек (доноров)

ды, второе – изгиб зон в объеме диэлектрика определяется объемным зарядом и практически не зависит от условий на контактах.

Если $\Psi_m > \Psi_i$, электроны из диэлектрика переходят в металл, и в диэлектрике вблизи границы образуется положительный объемный заряд ионизированных центров, который экранирует контактное поле от проникновения в глубь диэлектрика (см. рис. В.5, в). В этом случае в приэлектродных областях диэлектрика образуются обедненные слои, проводимость которых значительно ниже проводимости остальной части диэлектрика. Контакт металл – диэлектрик будет блокирующим – возникает так называемый барьер Шоттки. Толщина области обеднения, согласно [130, 203], определяется выражением

$$l = \left[\frac{2(\Psi_m - \Psi_i) \epsilon \epsilon_0}{q^2 N_d} \right]^{1/2}, \quad (\text{В.14})$$

где N_d – концентрация доноров, $\Psi_m - \Psi_i$ – контактная разность потенциалов. При $\Psi_m - \Psi_i = 2$ эВ, $\epsilon = 5$, $N_d = 10^{17}$ см⁻³ получаем $l \approx 10^{-7}$ м (1000 Å). Таким образом, при анализе релаксации объемного заряда электронной природы в тонкопленочных структурах "металл–диэлектрик–металл" (МДМ) и "металл–диэлектрик–полупроводник" (МДП) с блокирующими контактами следует учитывать возможное влияние барьеров Шоттки [239, 445–447, 449].

В.2.5. Релаксация объемного заряда за счет дрейфа и диффузии неравновесных носителей заряда. Рассмотренные в п. В.2.3 модели объемно-зарядовой поляризации (максвелловской поляризации и поляризации Максвелла–Вагнера) имеют два общих недостатка – в них не учитывается влияние объемного заряда на проводимость диэлектрика и пренебрегается диффузионной компонентой тока проводимости. Последовательный учет диффузионной и дрейфовой компонент неравновесного тока проводимости при анализе объемно-зарядовой поляризации требует совместного решения уравнений непрерывности и Пуассона. В общем случае (например, при

наличии наряду с подвижным еще и фиксированного заряда) указанная система уравнений не допускает решения в элементарных функциях [417]. Определенную информацию о релаксационном процессе в указанном случае позволяют получить численное моделирование и нахождение асимптотик.

В [98] методом численного моделирования установлены некоторые закономерности объемно-зарядовой поляризации в однородном электро-нейтральном диэлектрике, у которого носители заряда одного знака неподвижны (например, локализованы на глубоких ловушках) и равномерно распределены по диэлектрику, а носители другого знака могут перемещаться как в результате полевого дрейфа, так и в результате диффузии. Кроме того, предполагается, что электроды полностью блокируют движение носителей заряда и в диэлектрике не происходят процессы генерации и рекомбинации заряда.

На рис. В.6 приведены семейства кривых, отражающих пространственное распределение концентрации подвижных носителей заряда и внут-

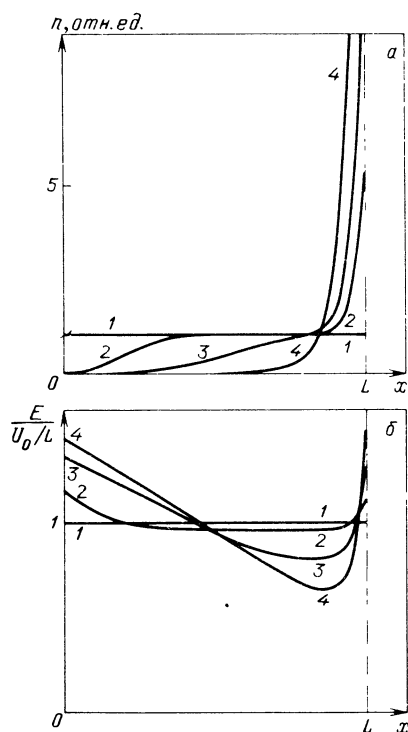


Рис. В.6. Пространственное перераспределение концентрации подвижного заряда (а) и внутреннего поля (б) в процессе изотермической поляризации в различные моменты t поляризации: 0 (кривая 1); 20 (2), 60 (3) и 200 (4). $\tau_{\mu 0} = \tau_{f 0} = 100$ с; $T = 293$ К; $U_0 = 1$ В

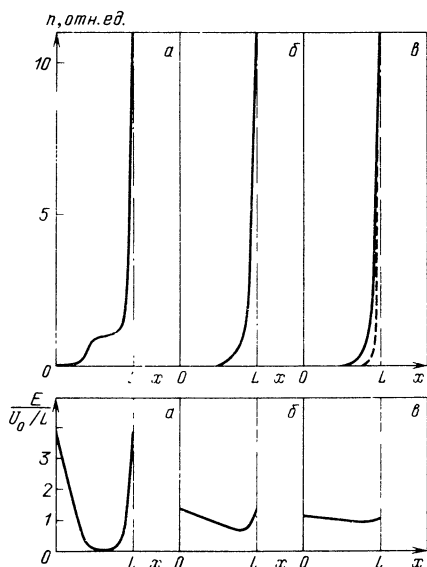


Рис. В.7. Пространственное распределение концентрации подвижного заряда и внутреннего поля в диэлектриках с различными соотношениями между начальными значениями времени максвелловской релаксации и пролета $\tau_{\mu 0}/\tau_{f 0}$, равными 0,1 (а), 1,0 (б) и 10,0 (в). Штриховая линия – стационарное распределение (в приближении постоянного внутреннего поля): $\tau_{f 0} = 100$ с; $U_0 = 1$ В; $T = 293$ К; $t_0 = 100$ с

ренного электрического поля в различные моменты процесса поляризации (в качестве исходного выбиралось равномерное распределение подвижного заряда, соответствующее равновесному состоянию электронейтрального однородного диэлектрика).

В зависимости от соотношения начальных значений характерных времен τ_{μ} и τ_f пространственные распределения концентрации подвижного заряда и внутреннего электрического поля оказываются разными (рис. В.7). При $\tau_{\mu 0} \geq \tau_{f 0}$ (высокоомный диэлектрик в сильном поле) электрическое поле в диэлектрике остается практически постоянным, а пространственное распределение подвижного заряда стремится к экспоненциальному, которое, как известно, является решением стационарной задачи в приближении постоянного электрического поля внутри диэлектрика. При $\tau_{\mu 0} \leq \tau_{f 0}$ (высокая концентрация подвижных носителей заряда и (или) невысокое поляризующее поле) внутри диэлектрика образуется область, в которой электрическое поле практически равно нулю (т.е. внешнее электрическое поле экранируется объемным зарядом), а значение концентрации подвижных носителей заряда в этой области оказывается практически постоянным.

Деполяризация диэлектрика приводит к перераспределению подвижного заряда, которое качественно является обратным процессу поляризации (рис. В.8). Однако сравнение длительности процессов поляризации и деполяризации показывает, что последний происходит значительно медленнее.

Приближенное аналитическое решение рассмотренной выше задачи, но для стационарного случая получено в [151, 152]. В этих работах найдена асимптотика полевой зависимости равновесной объемно-зарядовой поляризации в электронейтральном диэлектрике с блокирующими электродами.

Следует отметить, что предсказываемая в [151, 152] корневая зависимость стационарной поляризации от поляризующего напряжения в области средних полей и слабая зависимость P_S от толщины диэлектрика подтверждаются результатами численного моделирования [96, 100].

В.2.6. Релаксация инжектированного заряда. Одной из причин возникновения объемного заряда в диэлектрике при наложении внешнего электрического поля может являться инжекция носителей заряда из электродов [23, 116, 162, 231]. Характерной особенностью этого механизма образования объемного заряда в отличие от ранее рассмотренных является возможное нарушение электронейтральности диэлектрика (т.е. появление в диэлектрике избыточных зарядов одного знака). Поэтому такой процесс образования объемного заряда нельзя назвать поляризацией в общепринятом смысле этого слова [116, 171]. Правильнее говорить в этом случае о зарядении диэлектрика.

Релаксация инжектируемого заряда (в рамках модели монополярной инжекции) существенно зависит от того, является ли другой электрод блокирующим или неблокирующим для носителей заряда. Релаксация инжектированного заряда в диэлектрике с неблокирующим вторым электродом имеет достаточно сложный характер [162, 183]. Отличительной особенностью переходного тока, регистрируемого во внешней цепи, в этом случае может являться наличие точки излома (так называемой "угловой точки" [183]), вызванной приходом фронта инжектированного заряда

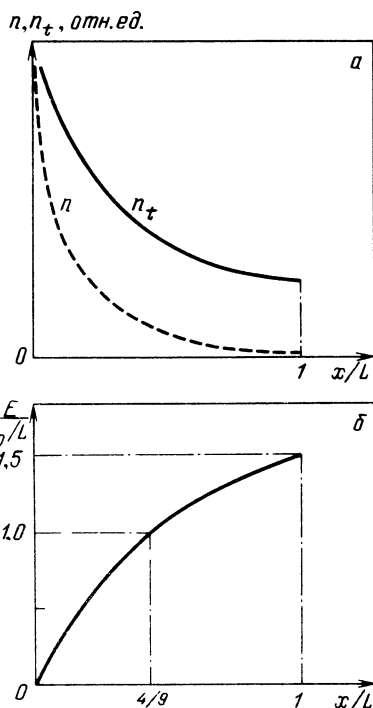
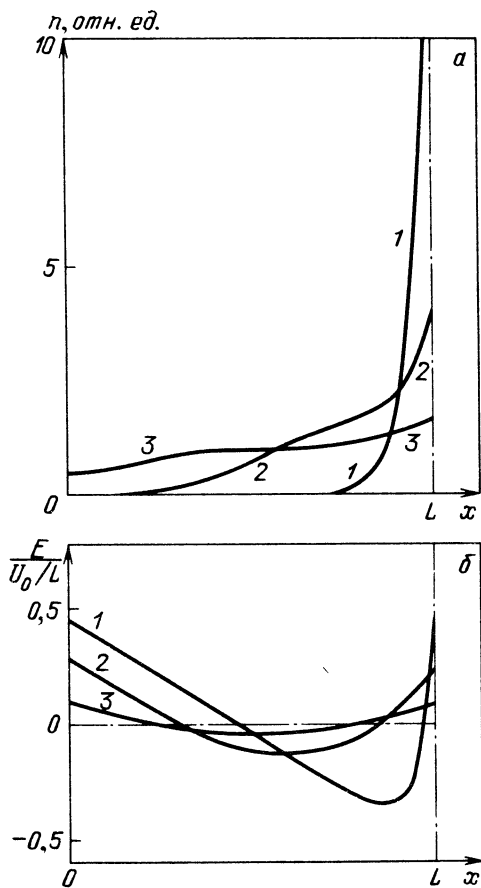


Рис. В.8. Пространственное перераспределение концентрации подвижного заряда (а) и внутреннего поля (б) при изотермической деполяризации в моменты t , равные 0 (кривая 1), 100 с (2) и 400 с (3). $\tau_{\mu 0} = \tau_{j0} = 100$ с; $U_0 = 1,0$ В; $T = 293$ К; $\tau_b = 200$ с

Рис. В.9. Стационарное распределение заряда (а) и поля (б) в диэлектрике при монополярной инжекции заряда из катода (при $x = 0$)

на противоположный электрод. Последовательный анализ процесса переноса и накопления инжектированного заряда в диэлектрике с центрами захвата требует решения достаточно сложной системы нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных. Следует заметить, что общих методов решения таких уравнений в настоящее время не существует [14]. В этой связи часто ограничиваются анализом предельного случая — стационарного состояния диэлектрика при наличии инжекции носителей заряда. В приближении "виртуального катода" (т.е. в предположении очень высокого уровня инжекции на электроде) стационарное распределение концентрации инжектированного заряда и поля внутри диэлектрика описывается, согласно [162, 183], следующими приближенными фор-

мулами (рис. В.9):

$$n(x) = \frac{3\epsilon\epsilon_0\theta U_b}{4q(1+\theta)L^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{x}}, \quad (\text{В.15})$$

$$n_t(x) = \frac{3\epsilon\epsilon_0 U_b}{4q(1+\theta)L^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{x}}, \quad (\text{В.16})$$

$$E(x) = \frac{3U_b}{2L} \sqrt{\frac{x}{L}}; \quad (\text{В.17})$$

здесь n и n_t – концентрация свободных и локализованных на центрах захвата инжектированных носителей заряда; $\theta = \frac{N_c}{gN_t} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right)$, где N_t и W – концентрация и энергетическая глубина центров захвата, N_c – плотность состояний в разрешенной зоне, g – коэффициент спинового вырождения центров захвата. Концентрация носителей заряда при $x=0$ устремляется к бесконечности, что является следствием приближения "виртуального катода".

Полный заряд, который может находиться в диэлектрике с неблокирующими электродами, в результате инжекции легко определяется путем интегрирования стационарных распределений (В.15) и (В.16):

$$Q = qS \int_0^L (n + n_t) dx = \frac{3\epsilon\epsilon_0 S U_b}{2L} = 1,5 Q_0, \quad (\text{В.18})$$

где Q_0 – заряд геометрической емкости образца, S – площадь электродов. Таким образом, независимо от того, имеются ли в диэлектрике центры захвата или их нет, предельный заряд, который накапливается в диэлектрике с неблокирующими электродами в результате монополярной инжекции в 1,5 раза превышает заряд геометрической емкости образца [348]. Иначе говоря, эффективная емкость образца возрастает в 1,5 раза. Как отмечалось в [203], все дело в том, что эффективная емкость определяется не толщиной диэлектрика, а расстоянием между "центром тяжести", или, иначе, центроидом инжектированного электронного заряда и положительным зарядом, индуцированным на аноде. Из (В.15), (В.16) следует, что центроид электронного заряда находится на расстоянии $1/3 L$ от катода, а, значит, расстояние между центроидом инжектированного заряда и анодом равно $2/3 L$. Отсюда становится понятным, почему эффективная емкость в 1,5 раза превышает геометрическую емкость.

Если второй электрод у диэлектрика является блокирующим, то инжектированные в диэлектрик носители заряда будут в конечном счете накапливаться вблизи этого электрода, образуя область объемного заряда. Образующийся объемный заряд будет создавать некоторую разность потенциалов, которая уменьшит поле в оставшейся части диэлектрика. Временная зависимость тока зарядки для указанной модели образца описывается, согласно [231], выражением

$$I(t) = \frac{U_b C_K \tau_1}{(\tau_1 + t)^2}, \quad (\text{В.19})$$

где $C_k = \epsilon \epsilon_0 S / d_k$ – емкость блокирующего контакта, d_k – толщина области объемного заряда, $\tau_1 = L^3 / (U_b d_k \mu)$ – характерное время зарядки диэлектрика. Из (В.19) следует, что

$$Q_k = \int_0^t I(t') dt' = U_b C_k \frac{t}{(\tau_1 + t)}. \quad (\text{В.20})$$

Таким образом, кинетика накопления инжектированного объемного заряда в диэлектрике с блокирующим вторым электродом описывается зависимостью, отличной от экспоненциальной. Что же касается предельного заряда, накапливаемого в диэлектрике, то он, как и в предыдущем случае, прямо пропорционален приложенному напряжению, однако его величина может быть значительно выше, чем в диэлектрике с неблокирующим вторым электродом.

Механизм релаксации инжектированного заряда существенно усложняется, если в диэлектрике одновременно осуществляется и дипольная поляризация. Отличительной особенностью релаксации заряда в этом случае является немонотонная временная зависимость результирующего дипольного момента (сначала нарастает, а затем спадает, причем на больших временах – по гиперболическому закону) [15].

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ
ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫХ ТОКОВ

ГЛАВА I

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ТЕОРИЯ
ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫХ ТОКОВ ПРОВОДИМОСТИ
И ПОЛЯРИЗАЦИИ В ДИЭЛЕКТРИКЕ

§ 1.1. ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ
ДИЭЛЕКТРИКА

Физическая сущность явления термостимулированной проводимости заключается в изменении неравновесной проводимости предварительно возбужденного диэлектрика *) при повышении его температуры. Изменение неравновесной проводимости диэлектрика вызвано процессами термического опустошения заполненных центров захвата и последующей рекомбинацией освободившихся носителей заряда. В рамках традиционной теории ТСТП предполагается, что носители заряда (как свободные, так и локализованные) распределены в диэлектрике однородно. Последнее обстоятельство накладывает сильные ограничения на качество электродов в исследуемом образце (электроды должны быть неблокирующими и неинжектирующими). Кроме того, предполагается, что образец в целом и любые его части являются электронейтральными. Следствием этого предположения является постоянство электрического поля внутри диэлектрика при постоянном внешнем напряжении. Полагая, что в диэлектрике имеются центры захвата носителей заряда только одного знака (для определенности — электронов) можно записать выражение для тока проводимости в виде

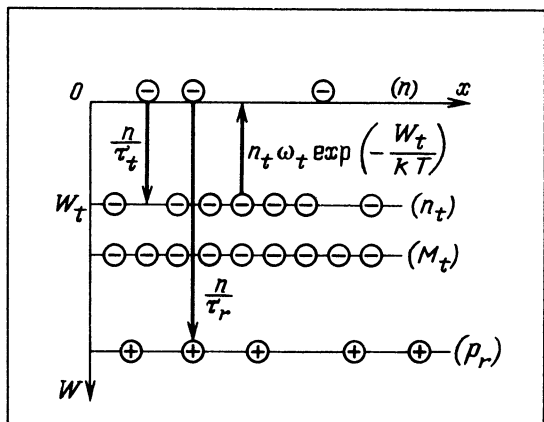
$$j(t) = q\mu n(t)E_0, \quad (1.1)$$

где $n(t)$ — концентрация свободных электронов в зоне проводимости диэлектрика, E_0 — напряженность приложенного электрического поля. Для определения температурной зависимости концентрации свободных носителей (тока термостимулированной проводимости) необходимо рассмотреть конкретную модель диэлектрика и соответствующие кинетические уравнения.

1.1.1. Модель диэлектрика и кинетические уравнения для описания токов проводимости. Рассмотрим простейшую модель диэлектрика, в котором электроны могут находиться как в свободном состоянии в зоне проводимости (концентрация n), так и в локализованном состоя-

*) Предварительное возбуждение достигается обычно при помощи освещения или рентгенизации образца [46, 59, 306].

Рис. 1.1. Энергетические уровни в диэлектрике и схема перераспределения электронов между центрами захвата, рекомбинации и зоной проводимости



нии (рис. 1.1). При этом для расширения общности будем считать, что локализация электронов может происходить на двух уровнях центров захвата — на мелком уровне с энергией активации W_t (концентрация локализованных электронов n_t , а концентрация самих центров захвата N_t) и на более глубоком уровне центров захвата, которые практически полностью заполнены и не опустошаются в процессе рассматриваемой релаксации заряда. Концентрацию таких более глубоких центров захвата и соответственно носителей заряда на них обозначим M_t . Кроме того, в диэлектрике имеются рекомбинационные центры, концентрация дырок на которых p_r определяется из условия электронейтральности диэлектрика

$$n(t) + n_t(t) + M_t = p_r(t). \quad (1.2)$$

Процесс перераспределения электронов в таком диэлектрике между центрами захвата, рекомбинации и зоной проводимости, схематически изображенный на рис. 1.1, может быть описан следующей системой кинетических уравнений [25, 59]:

$$\frac{dn_t}{dt} = -\omega_t \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) n_t + \frac{n}{\tau_t}, \quad (1.3)$$

$$\frac{dn}{dt} = \omega_t \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) n_t - \frac{n}{\tau_t} - \frac{n}{\tau_r}, \quad (1.4)$$

где $\omega_t = N_c S_t v_T$ — частотный фактор центров захвата (N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, S_t — сечение захвата центров захвата, v_T — тепловая скорость свободных электронов);

$$\tau_t = \frac{1}{(N_t - n_t) S_t v_T} \quad (1.5)$$

— время захвата свободных электронов на центр захвата с энергией W_t ;

$$\tau_r = \frac{1}{p_r S_r v_T} \quad (1.6)$$

— время рекомбинации (S_r — сечение рекомбинации).

Система уравнений (1.2)–(1.4) не имеет решения в элементарных функциях [59]; поэтому следует либо решить эту систему уравнений численно (как, например, это сделано в [359], правда, при некоторых упрощающих предположениях), либо провести анализ приближенных решений этой системы для наиболее важных частных случаев. Широко распространенным приближением, используемым при решении указанной системы кинетических уравнений, является принцип квазистационарности [6]:

$$n \ll n_t, \quad \frac{dn}{dt} \ll \frac{dn_t}{dt}. \quad (1.7)$$

В квазистационарном приближении, которое, как показывает проведенный в [306] анализ, справедливо для практически важных случаев, система кинетических уравнений (1.3), (1.4) преобразуется к виду

$$n(t) \approx \tau \omega_t \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) n_t(t), \quad (1.8)$$

$$\frac{dn_t}{dt} \approx -\frac{\tau}{\tau_r} \omega_t \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) n_t(t), \quad (1.9)$$

где

$$\tau = \frac{\tau_t \tau_r}{\tau_r + \tau_t}, \quad (1.10)$$

$$\tau_r = \frac{1}{[n_t(t) + M_t] S_r \nu_T}. \quad (1.11)$$

1.1.2. Термостимулированная проводимость диэлектрика в случае "мономолекулярной" рекомбинации. В зависимости от соотношения концентраций носителей заряда на мелких и глубоких центрах захвата, а также от соотношения времен (сечений) захвата и рекомбинации носителей заряда реализуются различные предельные случаи, для которых удается легко провести анализ температурных зависимостей ТСТП.

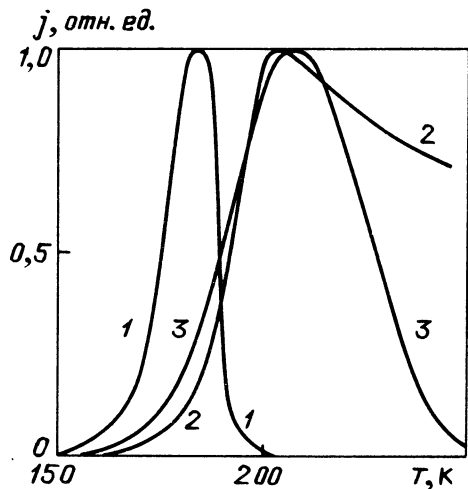
Если концентрация более глубоких центров захвата значительно превышает концентрацию центров, опустошающихся в интервале исследуемых температур ($M_t \gg N_t$), то, как следует из (1.11), время рекомбинации свободных электронов остается практически постоянной величиной ($\tau_r = 1/(M_t S_r \nu_T) = \text{const}$). По формальному признаку (постоянство времени рекомбинации в процессе релаксации носителей заряда) указанный режим рекомбинации носит название "мономолекулярного" [25]. Переходя в системе уравнений (1.8), (1.9) от временной к температурной переменной ($T = T_0 + \beta t$, где T_0 – начальная температура, β – скорость нагрева), легко можно получить выражения, описывающие температурные зависимости ТСТП для двух частных случаев – слабого и сильного перезаряда [335].

При слабом перезаряде ($\tau_r \ll \tau_t, \tau \approx \tau_r$):

$$j(T) = q \mu \tau_r \omega_t E_0 n_{t0} \exp \left[-\frac{W_t}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_t}{\beta} \exp\left(-\frac{W_t}{kT'}\right) dT' \right], \quad (1.12)$$

Рис. 1.2. Температурные зависимости нормированной плотности ТСП в случае мономолекулярной (1), бимолекулярной (2) и смешанной (3) рекомбинаций. При расчетах использовались следующие значения параметров:

$$\begin{aligned} W_t &= 0,40 \text{ эВ}; N_c = 10^{25} \text{ м}^{-3}; \\ N_t &= 10^{24} \text{ м}^{-3}; s_t v_T = 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}; \\ T_0 &= 80 \text{ К}; \beta = 0,1 \text{ К/с}; \\ M_t &: 10^{23} \text{ м}^{-3} \text{ (кривая 1), } 0 \text{ (2), } \\ &10^{21} \text{ м}^{-3} \text{ (3)}; \\ s_r v_T &: 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с} \text{ (1), } 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с} \\ &\text{(2, 3)}; \\ n_{t0} &: 10^{21} \text{ м}^{-3} \text{ (1), } 10^{22} \text{ м}^{-3} \\ &\text{(2, 3)}; \\ \omega_3 &: 10^9 \text{ с}^{-1} \text{ (1, 2), } 10^8 \text{ с}^{-1} \text{ (3)} \end{aligned}$$



где n_{t0} — начальная концентрация электронов, локализованных на центрах захвата (ЦЗ).

При сильном перезахвате ($\tau_t \ll \tau_r$, $\tau \approx \tau_t$), который реализуется для слабо заполненных центров захвата ($n_t \ll N_t$), температурная зависимость ТСП имеет вид

$$j(T) = q\mu\tau_t\omega_t E_0 n_{t0} \exp\left[-\frac{W_t}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_t \tau_t}{\beta \tau_r} \exp\left(-\frac{W_t}{kT'}\right) dT'\right]. \quad (1.13)$$

Анализ формул (1.12), (1.13) показывает, что температурная зависимость тока ТСП в случае мономолекулярной рекомбинации имеет вид колоколообразной кривой (рис. 1.2, кривая 1) с максимумом при температуре, определяемой из трансцендентного уравнения

$$\frac{W_t}{kT_m^2} = \frac{\omega_3}{\beta} \exp\left(-\frac{W_t}{kT_m}\right), \quad (1.14)$$

где ω_3 — эффективный частотный фактор центров захвата. Величина ω_3 в случае слабого перезахвата совпадает с величиной частотного фактора центров захвата ($\omega_3 = \omega_t$), а в случае сильного перезахвата $\omega_3 = \omega_t \tau_t / \tau_r$ ($\omega_3 \ll \omega_t$).

С учетом конкретных выражений для ω_t , τ_r , τ_t выражения для температурных зависимостей ТСП (формулы (1.12), (1.13)) преобразуются к виду

$$j(T) \approx q\mu E_0 \frac{N_c S_t}{M_t S_r} n_{t0} \exp\left[-\frac{W_t}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{N_c S_t v_T}{\beta} \exp\left(-\frac{W_t}{kT'}\right) dT'\right], \quad (1.15)$$

если имеют место "мономолекулярная" рекомбинация и слабый перезахват

ват, и к виду

$$j(T) \approx q\mu E_0 \frac{N_c}{N_t} n_{t0} \exp \left[-\frac{W_t}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{N_c M_t S_r v_T}{\beta N_t} \exp \left(-\frac{W_t}{kT'} \right) dT' \right], \quad (1.16)$$

если имеют место "мономолекулярная" рекомбинация и сильный перезахват.

1.1.3. Термостимулированная проводимость при бимолекулярной рекомбинации. Если концентрация более глубоких центров захвата пренебрежимо мала ($M_t \ll n_t$), то из (1.11) следует, что

$$\tau_r = \frac{1}{n_t(t) S_r v_T}, \quad (1.17)$$

т.е. время рекомбинации изменяется (растет) в процессе опустошения центров захвата (имеет место так называемая бимолекулярная рекомбинация).

Если в исходном состоянии (при начальной температуре) выполняется условие $\tau_r \ll \tau_t$ (слабый перезахват), то в интервале температур, для которых условие слабого перезахвата продолжает сохраняться, зависимость ТСП от температуры будет описываться выражением

$$j(T) \approx q\mu N_c \frac{S_t}{S_r} E_0 \exp \left(-\frac{W_t}{kT} \right). \quad (1.18)$$

В отличие от зависимостей (1.12), (1.13) зависимость (1.18) не имеет максимума и неограниченно растет с ростом температуры. Отсутствие максимума на кривой ТСП, по мнению ряда авторов (см., например, [265, 267]) свидетельствует о том, что данное приближение (бимолекулярная рекомбинация, слабый перезахват) не имеет физического смысла. Однако приведенный в [33] анализ показал, что указанное приближение не противоречит физическому механизму ТСП и, более того, может достаточно часто иметь место на практике. Условие слабого перезахвата ($\tau_r \ll \tau_t$) для рассматриваемой модели диэлектрика ($M_t \ll n_t$) можно переписать в виде

$$\frac{N_t}{n_t} - 1 \ll \frac{S_r}{S_t}. \quad (1.19)$$

Легко видеть, что при слабом заполнении центров захвата ($N_t \gg n_t$) неравенство (1.19) может выполняться лишь в случае $S_r \gg \gg S_t$. Однако при сильном начальном заполнении центров захвата ($n_t \approx N_t$) неравенство (1.19) будет выполняться практически всегда, т.е. условие слабого или сильного перезахвата определяется не только (а может быть, и не столько) природой центров захвата, но и степенью заполнения этих центров.

По мере опустошения центров захвата с ростом температуры условие (1.19) перестает выполняться и термостимулированная проводимость

начинает осуществляться в условиях сильного перезахвата ($\tau_t \ll \tau_r$). Однако этому случаю, как будет показано ниже, соответствует кривая ТСТП с максимумом, т.е. нарастание тока ТСТП рано или поздно сменится спадом.

Если при бимолекулярной рекомбинации выполняется условие сильного перезахвата, то, как следует из совместного решения уравнений (1.8), (1.9), (1.17), температурная зависимость ТСТП описывается выражением

$$j(T) \approx q\mu E_0 \frac{N_c}{N_t} n_{t0} \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) \left[1 + \int_{T_0}^T \frac{n_{t0} N_c S_r v_T}{\beta N_t} \exp\left(-\frac{W_t}{kT'}\right) dT' \right]^{-1} \quad (1.20)$$

При выводе формулы (1.20) предполагалось, что $N_t \gg n_{t0}$. Вид зависимости, определяемой выражением (1.20), приведен на рис. 1.2 (кривая 2). В отличие от кривой ТСТП для мономолекулярной рекомбинации у кривой ТСТП, соответствующей бимолекулярной рекомбинации при сильном перезахвате, высокотемпературный спад происходит значительно медленнее. Условие максимума ТСТП в этом случае определяется, согласно [25, 59], уравнением

$$\frac{W_t^2}{k^2 T_m^3} \approx 2 \frac{\omega_3}{\beta} \exp\left(-\frac{W_t}{kT_m}\right), \quad (1.21)$$

где $\omega_3 = N_c S_r v_T n_{t0} / N_t$ — эффективный частотный фактор. Сравнение кривых 1 и 2, приведенных на рис. 1.2, показывает, что температурное положение пиков ТСТП в диэлектрике с мономолекулярной и бимолекулярной рекомбинациями существенно различается, даже если значения эффективных частотных факторов совпадают. Отличительной особенностью бимолекулярной рекомбинации является зависимость эффективного частотного фактора от начальной концентрации заполненных центров захвата. Последнее обстоятельство приводит к тому, что увеличение степени начального заполнения центров захвата (при предварительном возбуждении образца) сопровождается смещением максимума кривой ТСТП в область более низких температур.

1.1.4 Термостимулированная проводимость при смешанной рекомбинации свободных носителей заряда. В общем случае, когда время рекомбинации не является постоянным в процессе релаксации носителей заряда, а также когда оно не описывается формулой (1.17), т.е. в том случае, когда реализуется зависимость (1.11), говорят о смешанной рекомбинации свободных носителей заряда [35, 38–40, 267]. Уравнения (1.8), (1.9) в этом случае можно представить в следующем виде:

$$n(t) \approx -\{S_r v_T [n_t(t) + M_t]\}^{-1} \frac{dn_t}{dt}, \quad (1.22)$$

$$\frac{dn_t}{dt} \approx -N_c S_r v_T \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) \left\{ 1 + \frac{S_t [N_t - n_t(t)]}{S_r [n_t(t) + M_t]} \right\}^{-1} n_t(t). \quad (1.23)$$

В свою очередь уравнение (1.23) при помощи искусственного приема преобразуем к виду

$$\begin{aligned} & \left(1 + \frac{S_t N_t}{S_r M_t}\right) \frac{1}{n_t} \frac{dn_t}{dt} - \frac{S_t}{S_r} \left(1 + \frac{N_t}{M_t}\right) \frac{1}{n_t + M_t} \frac{d(n_t + M_t)}{dt} = \\ & = -N_c S_t v_T e\left(-\frac{W_t}{kT}\right). \end{aligned} \quad (1.24)$$

Интегрируя уравнение (1.24), получаем для случая линейного повышения температуры (β – скорость нагревания) [359]:

$$\begin{aligned} & \left(1 + \frac{S_t N_t}{S_r M_t}\right) \ln \frac{n_t(T)}{n_{t0}} - \left(1 + \frac{N_t}{M_t}\right) \frac{S_t}{S_r} \ln \frac{n_t(T) + M_t}{n_{t0} + M_t} = \\ & = -\int_{T_0}^T \frac{S_t N_c v_T}{\beta} \exp\left(-\frac{W_t}{kT'}\right) dT'. \end{aligned} \quad (1.25)$$

Если $M_t \gg N_t$, т.е. если реализуется мономолекулярная кинетика рекомбинации, выражение (1.25) преобразуется к виду:

$$\left(1 + \frac{S_t N_t}{S_r M_t}\right) \ln \frac{n_t(T)}{n_{t0}} \approx -\int_{T_0}^T \frac{N_c S_t v_T}{\beta} \exp\left(-\frac{W_t}{kT'}\right) dT'. \quad (1.26)$$

Используя выражения (1.1), (1.22), (1.26), получаем температурную зависимость ТСТП в случае мономолекулярной рекомбинации носителей заряда:

$$\begin{aligned} j(T) = & q\mu E_0 \frac{N_c S_t n_{t0}}{M_t S_r + N_t S_t} \exp\left[-\frac{W_t}{kT} - \right. \\ & \left. - \int_{T_0}^T \frac{N_c S_t v_T}{\left(1 + \frac{N_t S_t}{M_t S_r}\right)\beta} \exp\left(-\frac{W_t}{kT'}\right) dT'\right]. \end{aligned} \quad (1.27)$$

Выражение (1.27) включает в себя выражение (1.15) и (1.16) как частные случаи. Из формулы (1.27) можно получить выражение для эффективного частотного фактора, которое справедливо для любой степени перезахвата при мономолекулярной кинетике рекомбинации:

$$\omega_3 = \frac{N_c S_t v_T}{1 + \frac{N_t S_t}{M_t S_r}}. \quad (1.28)$$

Если $M_t \rightarrow 0$ (т.е. реализуется бимолекулярная рекомбинация), формула (1.25) преобразуется к виду

$$\ln \frac{n_t(T)}{n_{t0}} + \frac{S_t N_t}{S_r} \left[\frac{1}{n_{t0}} - \frac{1}{n_t(T)} \right] = -\int_{T_0}^T \frac{N_c S_t v_T}{\beta} \exp\left(-\frac{W_t}{kT'}\right) dT'. \quad (1.29)$$

В свою очередь выражение (1.29) упрощается в двух крайних случаях. В диапазоне температур, при которых выполняется условие $n_t(T) \gg \gg N_t S_t / S_r$ (что в принципе может реализоваться только при слабом перзахвате), формула (1.29) принимает вид

$$\ln \frac{n_t(T)}{n_{t0}} \approx - \int_{T_0}^T \frac{N_c S_t v_T}{\beta} \exp\left(-\frac{W_t}{kT'}\right) dT', \quad (1.30)$$

а совместное решение уравнений (1.1), (1.22) и (1.30) дает температурную зависимость ТСТП, описываемую выражением (1.18).

Если же выполняется условие $\frac{S_t N_t}{S_r n_{t0}} \gg 1$ (сильный перзахват), то выражение (1.29) преобразуется к виду

$$\frac{n_{t0}}{n_t(T)} = 1 + \int_{T_0}^T \frac{n_{t0} N_c S_r v_T}{N_t \beta} \exp\left(-\frac{W_t}{kT'}\right) dT', \quad (1.31)$$

и соответствующие расчеты с использованием формул (1.1), (1.22) и (1.31) дают температурную зависимость ТСТП в виде (1.20).

В промежуточном случае (если $n_{t0} \gtrsim M_t$) и при выполнении условия $\frac{S_t(N_t - n_{t0})}{S_r(n_{t0} + M_t)} \gg 1$ (сильный перзахват) осуществляется смешанная рекомбинация носителей заряда (переход от бимолекулярной к мономолекулярной). При слабом начальном заполнении центров захвата ($n_{t0} \ll N_t$), что согласуется с требованием сильного перзахвата, из (1.25) получаем

$$n_t(T) \approx \frac{M_t A(T)}{1 - A(T)}, \quad (1.32)$$

где

$$A(T) = \frac{n_{t0}}{n_{t0} + M_t} \exp\left[-\int_{T_0}^T \frac{M_t N_c S_r v_T}{N_t \beta} \exp\left(-\frac{W_t}{kT'}\right) dT'\right]. \quad (1.33)$$

Выражение для ТСТП в случае смешанной рекомбинации, как это вытекает из (1.1), (1.8), (1.32) и (1.33), приобретает вид [39]

$$j(T) = q\mu E_0 \frac{N_c M_t}{N_t} \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) \left[\frac{A(T)}{1 - A(T)} \right]. \quad (1.34)$$

График температурной зависимости ТСТП в случае смешанной рекомбинации приведен на рис. 1.2 (кривая 3), где для сравнения приведены соответствующие кривые, полученные для мономолекулярной (кривая 1) и бимолекулярной (кривая 2) рекомбинаций. Видно, что эти кривые отличаются по своей форме. В отличие от кривых ТСТП, соответствующих мономолекулярной и бимолекулярной рекомбинациям, кривая ТСТП в случае смешанной рекомбинации оказывается практически симметричной относительно температуры максимума. Это обстоятельство может использоваться для предварительного определения характера рекомбинации. Температура максимума ТСТП в случае смешанной рекомбинации

может быть оценена из приближенного соотношения (при $W_t/(kT_m) \gg 1$) [35, 39]:

$$\frac{W_t}{kT_m^2} \approx \frac{M_t N_c S_r v_T}{N_t \beta} \exp\left(-\frac{W_t}{kT_m}\right), \quad (1.35)$$

которое является частным случаем соотношения (1.14).

§ 1.2. ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИКА

Если к диэлектрику во время нагрева приложено постоянное электрическое поле (E_0), то в нем наряду с процессом термостимулированной проводимости могут происходить стимулированные нагревом процессы объемно-зарядовой и ориентационной поляризации. При измерении ТСП указанные процессы являются нежелательными, в связи с чем осуществляется ряд мер для ослабления их влияния (предварительное возбуждение всего объема диэлектрика, применение неблокирующих и неинжектирующих электродов и т.д.). Однако в методике экспериментального исследования диэлектриков существует и другой подход, когда процесс термостимулированной поляризации в диэлектрике сам используется для исследования последнего.

В отличие от метода ТСП при измерении тока термостимулированной поляризации (ТСП) диэлектрик предварительно не возбуждается, что приводит к ослаблению влияния проводимости. При этом на передний план выдвигаются процессы пространственного перераспределения заряда в диэлектрике. Этому же способствует и использование одного или сразу двух блокирующих электродов. На практике, конечно, всегда реализуется смесь явлений термостимулированной проводимости и поляризации, и поэтому можно говорить лишь о преобладании того или иного процесса. Ниже рассмотрены основные закономерности ТСП для ряда идеализированных случаев, когда в диэлектрике доминирует либо объемно-зарядовая поляризация, либо ориентационная поляризация.

1.2.1. ТСП, обусловленная накоплением объемного заряда за счет равновесной проводимости. Рассмотрим однородный диэлектрик с двумя блокирующими электродами. Предположим, что диэлектрик является электронейтральным, а его равновесная проводимость зависит от температуры по закону

$$\lambda(T) = \lambda_0 \exp\left(-\frac{W_\lambda}{kT}\right), \quad (1.36)$$

где W_λ — энергия активации равновесной проводимости. При приложении внешнего электрического поля E_0 за счет равновесной проводимости вблизи блокирующих электродов будут накапливаться объемные заряды противоположного знака (рис. 1.3). Эти заряды экранируют внешнее электрическое поле

$$E(t) = E_0 - \frac{\sigma_n(t)}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (1.37)$$

где $E(t)$ — текущее поле в квазинейтральной области диэлектрика;

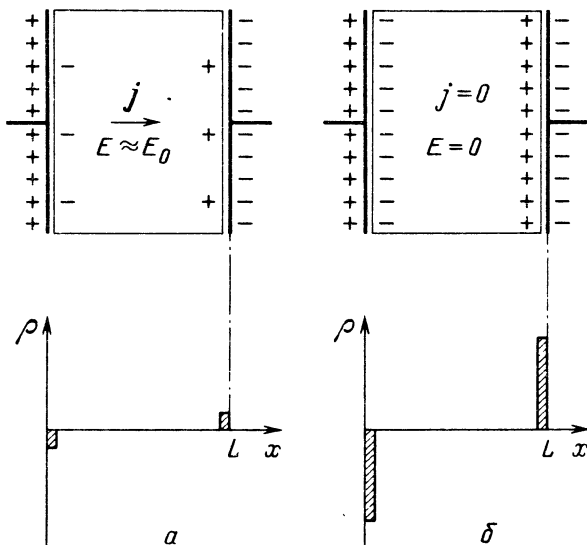


Рис. 1.3. Упрощенная картина распределения объемного заряда в диэлектрике с блокирующими электродами на начальной (а) и заключительной (б) стадиях поляризации

$\sigma_n(t)$ — поверхностная плотность заряда, аккумулированного вблизи блокирующего электрода; $\epsilon\epsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость диэлектрика. Из (1.37) следует, что по мере накопления объемного заряда вблизи блокирующих электродов электрическое поле в квазинейтральной области диэлектрика уменьшается. Изменение поверхностной плотности заряда, аккумулируемого вблизи блокирующего электрода, определяется, согласно [113, 485], плотностью тока проводимости вне области накопления заряда:

$$\frac{d\sigma_n}{dt} = j(t) = \lambda E(t). \quad (1.38)$$

Решение уравнения (1.38) с учетом (1.36), (1.37) и начального условия ($\sigma_n(0) = 0$) имеет следующий вид при переходе с временной на температурную шкалу:

$$\sigma_n(T) = \epsilon\epsilon_0 E_0 \left\{ 1 - \exp \left[- \int_{T_0}^T \frac{\lambda(T')}{\beta\epsilon\epsilon_0} dT' \right] \right\}. \quad (1.39)$$

Соответственно выражение для плотности тока ТСП, которое получается из (1.38) и (1.39), имеет вид

$$j(T) = \lambda_0 E_0 \exp \left[- \frac{W_\lambda}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\lambda_0}{\beta\epsilon\epsilon_0} \exp \left(- \frac{W_\lambda}{kT'} \right) dT' \right]. \quad (1.40)$$

Анализ выражения (1.40) показывает, что температурное положение максимума тока ТСП, которое определяется из уравнения

$$\frac{W_\lambda}{kT_m^2} = \frac{\lambda_0}{\beta\epsilon\epsilon_0} \exp\left(-\frac{W_\lambda}{kT_m}\right), \quad (1.41)$$

не зависит от величины поляризующего поля, а величина пика тока ТСП прямо пропорциональна величине этого поля:

$$j(T_m) \approx \lambda_0 E_0 \exp\left(-\frac{W_\lambda}{kT_m} - 1\right). \quad (1.42)$$

Для рассматриваемой модели ТСП кривые тока ТСП не несут существенно новой информации об исследуемом диэлектрике по сравнению с результатами измерения температурной зависимости равновесной проводимости [256].

В том случае, когда блокирование электродов достигается путем введения высокоомных прокладок (d – общая толщина прокладок, ϵ' – диэлектрическая проницаемость), выражение для тока ТСП, согласно [59, 224], несколько модифицируется:

$$j(T) = \lambda_0 \frac{U_b}{L} (1-f) \exp\left[-\frac{W_\lambda}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{f\lambda_0}{\beta\epsilon\epsilon_0} \exp\left(-\frac{W_\lambda}{kT'}\right) dT'\right], \quad (1.43)$$

где U_b – напряжение поляризации,

$$f = \frac{\epsilon d}{\epsilon' L + \epsilon d}. \quad (1.44)$$

Таким образом, величина и положение пика тока ТСП зависят в этом случае от толщины и диэлектрической проницаемости прокладки.

1.2.2. Термостимулированная поляризация в структуре с барьерами Шоттки. Рассмотрим МДМ-структуру, в которой на обеих границах раздела металл – диэлектрик из-за различий в работах выхода образуются барьеры Шоттки (см. п. В. 2.4). Для определенности будем считать, что барьеры препятствуют движению электронов. В этом случае при наложении внешнего электрического поля электроны не могут перейти из металла в диэлектрик. Более вероятным является высвобождение электронов с заполненных донорных уровней в той части диэлектрика, где донорные уровни в результате наложения электрического поля оказались выше уровня Ферми. Нагрев диэлектрика стимулирует освобождение электронов из донорных уровней. Освободившиеся электроны перемещаются к положительному электроду, т.е. к границе раздела, где барьер Шоттки смещен в пропускном направлении и где электроны имеют возможность покинуть диэлектрик. Указанный механизм ТСП описан в [239, 445]. Установим основные закономерности ТСП для рассматриваемого случая. В целях большей наглядности и упрощения расчетов по ходу изложения будем вводить ряд дополнительных предположений, уточняющих модель поляризационного процесса.

Выражение для плотности тока ТСП (в отличие от ТСП) содержит две компоненты – плотность тока проводимости и плотность тока сме-

щения. В дрейфовом приближении плотность тока ТСП описывается выражением

$$j(t) = q\mu nE + \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (1.45)$$

где первый член правой части (1.31) соответствует току проводимости, а второй – току смещения. В отличие от режима ТСП при измерении ТСП напряженность электрического поля в диэлектрике (E) зависит как от времени, так и от координаты и удовлетворяет уравнению Пуассона, которое для рассматриваемой модели диэлектрика имеет вид

$$\epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial x} = q(n_t - N_d), \quad (1.46)$$

где N_d – концентрация донорных уровней, n_t – концентрация электронов, локализованных на этих уровнях.

Предполагая, что в пределах области обеднения ($0 \leq x \leq l$) степень заполнения донорных уровней примерно одинакова (т.е. $n_t(x, t) \approx n(t)$), можно, интегрируя (1.46), найти координатную зависимость внутреннего поля в пределах области обеднения:

$$E(x, t) = E(0, t) - q \frac{[N_d - n_t(t)] x}{\epsilon\epsilon_0}. \quad (1.47)$$

Полагая, что объемный заряд слабо влияет на величину внутреннего электрического поля (т.е. первый член правой части в (1.47) много больше второго члена), можно, интегрируя (1.45) с учетом (1.47) по координате от 0 до l , получить

$$j(t)l \approx q\mu n(t)E_0l + \frac{ql^2}{2} \frac{dn_t}{dt}. \quad (1.48)$$

Используя уравнение непрерывности, которое для рассматриваемой модели в квазистационарном приближении имеет вид

$$q \frac{dn_t}{dt} = - \frac{\partial(q\mu nE)}{\partial x}, \quad (1.49)$$

можно путем его интегрирования от 0 до l получить

$$q \frac{dn_t}{dt} l \approx -q\mu n(t)E_0. \quad (1.50)$$

Комбинируя (1.50) и (1.48), получаем выражение для плотности тока ТСП:

$$j(t) \approx -ql \frac{dn_t}{dt} + \frac{ql}{2} \frac{dn_t}{dt} = -\frac{ql}{2} \frac{dn_t}{dt}. \quad (1.51)$$

Выражение вида (1.51) для полного тока в обедненной области диэлектрика (полупроводника) приводится в [59]. Для получения временной (температурной) зависимости поляризационного тока в явном виде

необходимо решить систему кинетических уравнений, описывающих энергетическое и пространственное перераспределения электронов в диэлектрике. В диэлектрике с одним донорным уровнем кинетические уравнения имеют вид [239, 396]

$$\frac{\partial n_t}{\partial t} = -\omega_t \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) n_t + \frac{n}{\tau_t}, \quad (1.52)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \omega_t \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) n_t - \frac{n}{\tau_t} - \frac{\partial(\mu n E)}{\partial x}. \quad (1.53)$$

В отличие от кинетических уравнений, описывающих ТСТП, уравнения (1.52), (1.53) учитывают пространственное перераспределение носителей заряда в диэлектрике. Следует отметить, что система уравнений (1.52), (1.53) согласуется с уравнением непрерывности и предполагает, что пространственное перераспределение заряда в диэлектрике происходит только за счет свободных носителей заряда.

Полагая, как и прежде, что в пределах области обеднения диэлектрика концентрация свободных и локализованных носителей заряда слабо зависят от координаты, можно преобразовать систему (1.52), (1.53) с учетом (1.49) и (1.50) к виду

$$\frac{dn_t}{dt} = -\omega_t \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) n_t + \frac{n}{\tau_t}, \quad (1.54)$$

$$\frac{dn}{dt} = \omega_t \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) n_t - \frac{n}{\tau_t} - \frac{n}{\tau_f}, \quad (1.55)$$

где

$$\tau_f = \frac{l}{\mu E_0} \quad (1.56)$$

— время пролета носителей заряда области обеднения. Система уравнений (1.54), (1.55) описывает релаксацию заряда в пределах области обеднения диэлектрика ($0 \leq x \leq l$). Из (1.54), (1.55) получаем в квазистационарном приближении

$$n(t) \approx \left(\frac{\tau_t \tau_f}{\tau_t + \tau_f}\right) \omega_t \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) n_t, \quad (1.57)$$

$$\frac{dn_t}{dt} \approx \frac{\tau_t}{(\tau_t + \tau_f)} \omega_t \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) n_t. \quad (1.58)$$

Если выполняется условие $\tau_f \gg \tau_t$ (т.е. если имеет место слабое начальное зашолнение донорных центров и внешнее электрическое поле не очень велико), то уравнение (1.58) при переходе от временной к температурной шкале имеет решение в виде

$$n_t(T) = n_{t0} \exp\left[-\int_{T_0}^T \frac{\tau_t \omega_t}{\tau_f \beta} \exp\left(-\frac{W_t}{kT'}\right) dT'\right]. \quad (1.59)$$

Соответственно выражение для тока ТСП, как это следует из (1.51) и (1.59), можно представить в виде

$$j(T) = \frac{ql\tau_t\omega_t n_{t0}}{2\tau_f} \exp \left[-\frac{W_t}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\tau_t\omega_t}{\tau_f\beta} \exp \left(-\frac{W_t}{kT'} \right) dT' \right]. \quad (1.60)$$

Подставляя в (1.60) выражения для ω_t , τ_t и τ_f , получаем для рассматриваемого случая

$$j(T) = \frac{q\mu E_0 N_c n_{t0}}{2N_d} \exp \left[-\frac{W_t}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{N_c \mu E_0}{lN_d \beta} \exp \left(-\frac{W_t}{kT'} \right) dT' \right]. \quad (1.61)$$

Если же выполняется условие $\tau_f \ll \tau_t$ (сильное начальное заполнение, сравнительно высокое внешнее электрическое поле), то температурная зависимость тока ТСП будет описываться выражением

$$j(T) = \frac{q l N_c S_t v_T n_{t0}}{2} \exp \left[-\frac{W_t}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{N_c S_t v_T}{\beta} \exp \left(-\frac{W_t}{kT'} \right) dT' \right]. \quad (1.62)$$

Выражения (1.61), (1.62) по своему виду подобны температурной зависимости ТСП для "мономолекулярной" кинетики рекомбинации. Отличительной особенностью токов ТСП от ТСП для рассмотренной модели является то, что величина пика тока ТСП слабо зависит (сублинейно) от величины внешнего электрического поля. Указанный вывод был установлен ранее в [80, 302] и вытекает из выражения для плотности тока в максимуме

$$j(T_m) \approx \frac{q n_{t0} l W_t \beta}{2k T_m^2}, \quad (1.63)$$

где T_m — температура максимума тока ТСП.

Формула (1.63) справедлива для любого соотношения времен τ_t , τ_f . Слабая зависимость $j(T_m)$ от E_0 объясняется наличием слабых зависимостей от E_0 таких величин, как l и T_m (при $\tau_f \gg \tau_t$).

1.2.3. Термостимулированная поляризация, обусловленная ориентацией диполей. Рассмотрим диэлектрик, в котором нет свободных носителей заряда и имеется один сорт невзаимодействующих диполей, характеризующихся временем релаксации

$$\tau_d = \frac{1}{\omega_d} \exp \left(\frac{W_d}{kT} \right), \quad (1.64)$$

где W_d и ω_d — энергия активации и частотный фактор ориентации диполей.

Используя данные § В.2, можно записать следующее уравнение (уравнение Дебая), описывающее кинетику ориентации диполей в диэлектрике:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{P_S - P(t)}{\tau_d}, \quad (1.65)$$

где P_S — стационарное значение поляризации, которое для не очень больших полей ($pE_0 \ll kT$) описывается выражением (В.10).

Переходя от временной шкалы к температурной и пренебрегая температурной зависимостью P_S , можно из уравнения (1.65) получить следующую температурную зависимость для поляризации диэлектрика:

$$P(T) = P_S \left\{ 1 - \exp \left[- \int_{T_0}^T \frac{\omega_d}{\beta} \exp \left(- \frac{W_d}{kT'} \right) dT' \right] \right\}. \quad (1.66)$$

Поскольку ток ТСП для рассматриваемой модели диэлектрика определяется только током смещения

$$j = \frac{dP}{dt} = \beta \frac{dP}{dT}, \quad (1.67)$$

можно из (В.6), (1.66) и (1.67) получить следующие выражения для температурной зависимости тока ТСП [59]:

$$j(T) = \frac{N_d p^2 \omega_d E_0}{3kT} \exp \left[- \frac{W_d}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_d}{\beta} \exp \left(- \frac{W_d}{dT'} \right) dT' \right], \quad (1.68)$$

где N_d — концентрация диполей в диэлектрике.

Выражение (1.68) имеет такой же вид, как и выражение для ТСП в случае мономолекулярной рекомбинации.

Учет температурной зависимости стационарной поляризации, проведенный в [382, 396, 477], позволил уточнить зависимость для тока ТСП. Уточненная температурная зависимость тока ТСП на начальном участке пика ($T < T_m$) практически совпадает с зависимостью, вытекающей из формулы (1.68). Однако, согласно [396, 477], величина максимума тока ТСП при учете температурной зависимости P_S оказывается ниже, а высокотемпературный спад тока осуществляется быстрее, чем спад, предсказываемый зависимостью (1.68). Наиболее существенной особенностью температурной зависимости тока ТСП, учитывающей зависимость P_S от температуры, является существование высокотемпературной инверсии тока и наличие инверсного пика.

ГЛАВА 2

ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫЕ ТОКИ КОРОТКОГО ЗАМЫКАНИЯ УНИПОЛЯРНО ЗАРЯЖЕННОГО ДИЭЛЕКТРИКА

Униполярно заряженные диэлектрики (моноэлектреты) могут быть получены при помощи электронного пучка, короны, облучения, фотоинъекции и т.п. [111, 469]. В последние годы налажено массовое производство моноэлектретов [239], что предопределяет повышенный интерес к указанному объекту. Измерение и анализ термостимулированных токов короткого замыкания позволяет определять спектры электрически активных дефектов и механизмы релаксации заряда в моноэлектретах, что необходимо для объяснения и полезно для прогнозирования электрофизических свойств этих материалов и приборов на их основе.

В настоящее время имеется достаточно разработанная теория термостимулированных токов короткого замыкания в моноэлектретах [59, 92, 239, 469], которая, однако, часто опирается на ряд недостаточно обоснованных предположений (например, дрейфовое приближение [59, 92, 239, 441], приближение "времени пролета" [92, 374] и т.п.), а также не всегда в полной мере учитывает влияние некоторых факторов (например, величины и пространственного распределения фиксированного заряда [59, 239, 436] и др.). В данной главе приводится теория термостимулированных токов короткого замыкания в моноэлектретах с блокирующими и неблокирующими электродами [102, 106], в которой используемые предположения преднамеренно выделены и по возможности обоснованы, а влияние некоторых параметров модели моноэлектрета рассмотрено более подробно.

§ 2.1. ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫЕ ТОКИ РАЗРЯДКИ В МОНОЭЛЕКТРЕТЕ С НЕБЛОКИРУЮЩИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

2.1.1. Общие формулы и соотношения. Плотность тока разрядки в однородном моноэлектрете определяется уравнением полного тока, которое для одномерной задачи имеет вид (см. [92, 111, 469])

$$j(t) = \lambda(t)E(x, t) + q\mu n(x, t)E(x, t) - q\mathcal{D}(t) \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} + \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial P(x, t)}{\partial t}, \quad (2.1)$$

где λ — равновесная проводимость диэлектрика; q , μ , \mathcal{D} и n — соответственно заряд, подвижность, коэффициент диффузии и концентрация свободных носителей избыточного заряда; ϵ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, обусловленная упругой поляризацией диэлектрика (т.е. не учитывающая релаксационной поляризации); ϵ_0 — электрическая постоянная; E — напряженность внутреннего электрического поля; P — поляризация, обусловленная всеми видами релаксационной поляризации, кроме объемно-зарядовой поляризации.

В выражении (2.1) первый член правой части описывает ток, обусловленный равновесной проводимостью диэлектрика; второй — дрейфовую компоненту неравновесного тока проводимости; третий — диффузионную компоненту тока проводимости; четвертый — ток смещения, обусловленный объемно-зарядовой релаксационной поляризацией диэлектрика; пятый — ток смещения, обусловленный остальными видами релаксационной поляризации диэлектрика (см. § В.2). В рамках данной главы будем считать, что в исследуемом диэлектрике отсутствуют равновесная проводимость и все виды релаксационной поляризации, кроме объемно-зарядовой (т.е. первый и пятый члены первой части выражения (2.1) равны нулю). В этом случае

$$j(t) = q\mu n(x, t)E(x, t) - q\mathcal{D}(t) \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} + \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E(x, t)}{\partial t}. \quad (2.2)$$

В однородном диэлектрике с неблокирующими электродами параметры

μ и \mathcal{D} не зависят от координаты, включая точки $x = 0, X = L$ (здесь L — толщина диэлектрика). В случае блокирующих электродов параметры μ и \mathcal{D} в точках $x = 0, x = L$ равны нулю. Интегрируя выражение (2.2) по координате и учитывая условие короткого замыкания

$$\int_0^L E(x, t) dx = 0, \quad (2.3)$$

получим следующее выражение плотности тока короткого замыкания:

$$j(t) = \langle j_{др} \rangle + \langle j_{диф} \rangle, \quad (2.4)$$

где введены обозначения

$$\langle j_{др} \rangle = \frac{q\mu}{L} \int_0^L n(x, t) E(x, t) dx \quad (2.5)$$

— усредненная плотность дрейфового тока;

$$\langle j_{диф} \rangle = -\frac{q\mathcal{D}}{L} \int_0^L \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} dx = \frac{\mu kT}{L} [n(0, t) - n(L, t)] \quad (2.6)$$

— усредненная плотность диффузионного тока.

Следует подчеркнуть, что формулы (2.4)–(2.6) могут использоваться для расчета тока короткого замыкания и его компонент в диэлектрике как с неблокирующими, так и с блокирующими электродами (поскольку конечное изменение значения подинтегральной функции в двух дискретных точках не влияет на величину интеграла).

В некоторых случаях для расчета тока короткого замыкания удобнее пользоваться выражением, которое получается при анализе движения плоскости нулевого поля в диэлектрике (для координаты этой плоскости x^* выполняется условие $E(x^*, t) \equiv 0$). Чтобы определить положение плоскости нулевого поля, следует воспользоваться уравнением Пуассона, которое для униполярно заряженного диэлектрика имеет вид

$$\epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E(x, t)}{\partial x} = q[n(x, t) + n_t(x, t) + M_t(x)], \quad (2.7)$$

где $n_t(x, t)$ и $M_t(x)$ — концентрации носителей заряда, локализованных на опустошающихся и практически не опустошающихся в процессе нагрева (в пределах некоторого заданного интервала температур) центрах захвата соответственно. Интегрируя уравнение (2.7) с учетом уравнения (2.2) и уравнения непрерывности, которое для рассматриваемого случая имеет вид

$$\frac{\partial [n(x, t) + n_t(x, t)]}{\partial t} = -q\mu \frac{\partial [n(x, t)E(x, t)]}{\partial x} + q\mathcal{D} \frac{\partial^2 n(x, t)}{\partial x^2}, \quad (2.8)$$

можно получить следующее выражение для плотности тока короткого замыкания в униполярно заряженном диэлектрике:

$$j(t) = -q[n(x^*, t) + n_t(x^*, t) + M_t(x^*)] \frac{dx^*}{dt} - q\mathcal{D}(t) \frac{\partial n(x^*, t)}{\partial x^*}. \quad (2.9)$$

Соотношение (2.9) справедливо для произвольного пространственного

распределения избыточного заряда и произвольной степени блокирования электродов. Впервые выражение типа (2.9) было получено в [329, 432], правда, при некоторых необязательных дополнительных предположениях.

2.1.2. Сопоставление дрейфового и диффузионного токов при разрядке моноэлектрета с неблокирующими электродами. В качестве критерия, позволяющего оценивать вклад дрейфового тока в разрядный ток моноэлектрета, выберем отношение

$$\gamma = \langle j_{др} \rangle / \langle j_{диф} \rangle. \quad (2.10)$$

Если параметр γ по модулю больше единицы ($|\gamma| \gg 1$), то выполняется дрейфовое приближение; в противном случае ($|\gamma| \ll 1$) – диффузионное.

В квазистационарных условиях между концентрациями свободных и локализованных на центрах захвата носителей заряда (в диэлектрике, у которого $M_t = 0$) существует прямо пропорциональная зависимость [111]. В этом случае выражение (2.10) при помощи уравнения Пуассона преобразуется к виду [325]

$$\gamma = \frac{qL[E(L, t) + E(0, t)]}{2kT[n_t(0, t) - n_t(L, t)]} \langle n_t \rangle, \quad (2.10')$$

где использовано обозначение

$$\langle n_t \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L n_t(x, t) dx \quad (2.11)$$

– средняя концентрация локализованных носителей заряда.

В условиях короткого замыкания (2.3) напряженность электрического поля внутри диэлектрика в первом приближении пропорциональна концентрации локализованных носителей заряда (это вытекает из решения уравнения Пуассона). В этом случае из (2.11) следует важный вывод: при коротком замыкании величина параметра γ будет тем больше, чем больше $\langle n_t \rangle$. Таким образом, увеличивая $\langle n_t \rangle$, можно добиться выполнения дрейфового приближения ($|\gamma| \gg 1$). Указанный вывод может быть получен и на основе качественных рассуждений: локализованный на ловушках заряд, не участвуя непосредственно в токе разрядки (как в дрейфовой, так и в диффузионной компонентах), способствует тем не менее дрейфовому току проводимости, формируя внутреннее электрическое поле.

Если допустить, что пространственное распределение концентрации локализованного заряда в диэлектрике с точностью до множителя соответствует квазистационарному распределению избыточного заряда (см. § В.2), т.е. описывается формулой

$$n_t(x, t) = n_t(0, t) \exp\left(\frac{qU_b x}{kT_b L}\right), \quad (2.12)$$

где U_b, T_b – напряжение и температура при зарядке диэлектрика, то отношение (2.10) преобразуется к виду

$$\gamma = \frac{\langle n_t \rangle T_b}{n^* T}. \quad (2.13)$$

В формуле (2.13) фигурирует параметр n^* , равный отношению заряда геометрической емкости образца к объему этого образца:

$$n^* = \frac{\epsilon \epsilon_0 U_b}{qL^2}. \quad (2.14)$$

Численная оценка по формулам (2.13), (2.14) говорит о том, что при $U_b = 100$ В, $\epsilon = 4$, $L = 1$ мм, $T \approx T_b = 20$ °С дрейфовое приближение выполняется при $\langle n_t \rangle > 2 \cdot 10^{12}$ см⁻³ [325].

Если моноэлектретное состояние формируется за счет монополярной инжекции и при этом достигается стационарное распределение инжектированного заряда, то, согласно данным § В.2, выражение (2.13) можно преобразовать к виду

$$\gamma \approx 1,5 T_b/T. \quad (2.15)$$

Таким образом, при формировании моноэлектретного состояния за счет монополярной инжекции заряда дрейфовое приближение может выполняться в процессе термостимулированной разрядки моноэлектрета вплоть до температуры его формирования. В тех случаях, когда моноэлектрет создается другим способом, оценку вклада дрейфового (диффузионного) тока в термостимулированный разрядный ток короткого замыкания следует производить по формулам (2.10') или (2.13) (при этом U_b будет иметь смысл электретной разности потенциалов).

Если предположить, что в диэлектрике реализуется прямоугольное пространственное распределение заряда по координате (весь избыточный заряд сосредоточен в интервале $0 \div r$, в пределах этой области концентрация заряда везде одинакова и $r < L$), то формула (2.10') преобразуется к известной формуле (см. [111]):

$$\gamma \approx \frac{q \langle E \rangle r}{kT}, \quad (2.16)$$

где $\langle E \rangle$ – среднее значение напряженности электрического поля в области локализации избыточного заряда. Сравнения выражения (2.13) и (2.16), можно утверждать, что оценка параметра γ по формуле (2.13) предпочтительнее, чем по формуле (2.16). Во-первых, анализ применимости дрейфового приближения в рамках прямоугольного пространственного распределения локализованного заряда не является корректным, так как даже если, согласно (2.16), $\gamma > 1$, то в точке $x = r$ диффузионный ток обращается в бесконечность. Следовательно, сам критерий (2.10) в этом случае может оспариваться. Во-вторых, в формуле (2.16) используются параметры $\langle E \rangle$, r , которые трудно определять на опыте.

В диэлектрике, у которого наряду с опустошающимися при данном нагреве ловушками имеются и более глубокие ловушки, несущие фиксированный заряд (концентрация M_t), значение параметра γ еще больше возрастает. Происходит это потому, что фиксированный заряд увеличивает только дрейфовый ток за счет увеличения внутреннего электрического поля. Таким образом, дрейфовое приближение (т.е. $|\gamma| \gg 1$) действительно оказывается справедливым для ряда практически важных случаев.

2.1.3. Модель пространственного распределения заряда и неявные выражения для разрядного тока моноэлектрета. Использование равномерного (прямоугольного) пространственного распределения инжектированного заряда для обоснования применимости дрейфового приближения, как отмечалось в предыдущем пункте, строго говоря, не является корректным. Однако если применимость дрейфового приближения доказана без использования формулы (2.16), то привлечение равномерного пространственного распределения инжектированного заряда для моделирования разрядки моноэлектрета представляется вполне оправданным. Этот вывод базируется на следующих рассуждениях.

В квазистационарном приближении и при условии, что

$$n_t(x, t) = N(t)F(x) \quad (2.17)$$

(т.е. если зависимость $n_t(x, t)$ допускает разделение переменных), из выражений (2.4)–(2.7) нетрудно показать, что временная зависимость разрядного тока моноэлектрета вообще не зависит от вида пространственного распределения заряда – это распределение влияет только на величину и направление тока разрядки.

В общем случае, если форма пространственного распределения заряда в процессе разрядки меняется, то, согласно результатам численного моделирования [100, 468], вид кривой разрядного тока мало чувствителен к координатной зависимости n_t . Таким образом, выбор координатного распределения n_t может быть в известной мере произвольным, и если доминирует дрейфовый ток, то можно использовать равномерное пространственное распределение n_t по координате. Кроме того, такое распределение значительно упрощает математические расчеты и вместе с тем позволяет получать основные закономерности кинетики разрядки моноэлектрета.

В моноэлектрете наряду с зарядом, который локализован на опустошающихся при нагреве ловушках (концентрация n_t), может, как отмечалось выше, присутствовать фиксированный заряд (локализованный на более глубоких ловушках), концентрация которого M_t при нагреве в заданном интервале температур не изменяется. В зависимости от условий эксперимента толщина области локализации фиксированного заряда может находиться в интервале от r до L . Чтобы оценить влияние формы пространственного распределения фиксированного заряда на величину разрядного тока моноэлектрета, рассмотрим два предельных случая: когда толщины областей локализации фиксированного заряда и заряда на опустошающихся ловушках одинаковы и когда фиксированный заряд равномерно распределен по всему образцу. Таким образом, целесообразно рассмотреть три варианта равномерного распределения заряда в моноэлектрете (рис. 2.1):

$$n_t(x, t) = \begin{cases} n_t(t), & 0 \leq x \leq r, \\ 0, & r < x \leq L, \end{cases} \quad (2.18)$$

$$n_t(x, t) = \begin{cases} n_t(t) + M_t, & 0 \leq x \leq r, \\ 0, & r < x \leq L, \end{cases} \quad (2.19)$$

$$n_t(x, t) = \begin{cases} n_t(t) + M_t, & 0 \leq x \leq r, \\ M_t, & r < x \leq L. \end{cases} \quad (2.20)$$

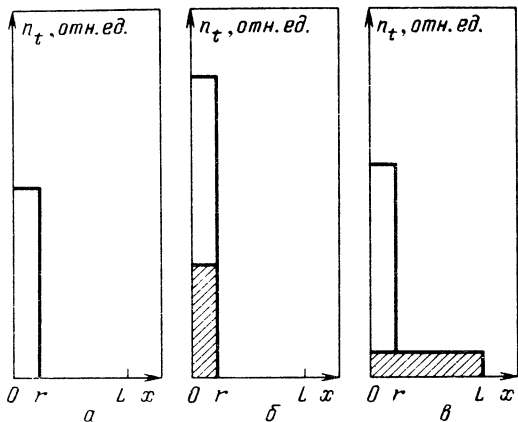
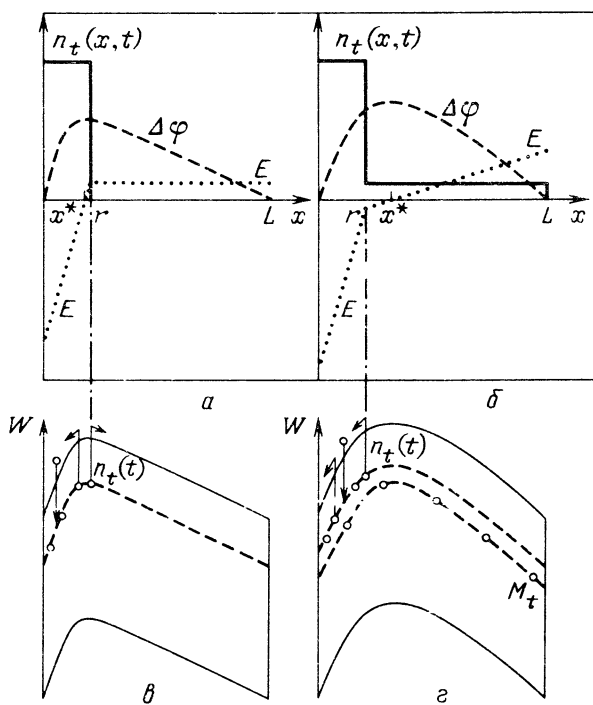


Рис. 2.1. Виды равномерного пространственного распределения локализованного заряда в моноэлектрете (фиксированный заряд заштрихован)

Рис. 2.2. Возможные профили локализованного заряда, поля и разности потенциалов в короткозамкнутом моноэлектрете (а, б) и соответствующие энергетические диаграммы и направления переходов носителей заряда (в, г)



Первый вариант (распределение (2.18)) относится к релаксации инжектированного заряда в диэлектрике, в котором нет фиксированного заряда ($M_t = 0$). Второй (2.19) и третий (2.20) варианты относятся к диэлектрику с фиксированным зарядом, который локализован либо в узкой приэлектродной области, либо равномерно по всему диэлектрику соответственно.

Решая уравнение Пуассона для распределений (2.18)–(2.20), можно определить профиль напряженности поля внутри диэлектрика (рис. 2.2)

и далее при помощи (2.5) (т.е. в рамках дрейфового приближения) получить следующие выражения для разрядного тока моноэлектрета во внешней короткозамкнутой цепи:

$$j(t) = - \frac{q^2 \mu n(t) n_t(t) r^2(t)}{2\epsilon\epsilon_0 L} \left[1 - \frac{r(t)}{L} \right] \quad (2.21)$$

для распределения (2.18) при $r \ll L$;

$$j(t) = - \frac{q^2 \mu n(t) M_t r^2(t)}{2\epsilon\epsilon_0 L} \left[1 - \frac{r(t)}{L} \right] \quad (2.22)$$

для распределения (2.19) при $r \ll L$, $M_t \gg n_t$;

$$j(t) = - \frac{q^2 \mu n(t) M_t r(t)}{2\epsilon\epsilon_0} \left[1 - \frac{r(t)}{L} \right] \quad (2.23)$$

для распределения (2.20) при $r \ll L$, $M_t \gg n_t$.

Полагая, что носители заряда, опустошающиеся из ловушек в области $0 \div x^*$ (здесь x^* — положение плоскости нулевого поля), уходят в электрод, а носители, освобождающиеся из ловушек в области $x^* \div r$, двигаются в глубь диэлектрика и захватываются на свободные ловушки, получаем (для случая $n_t \gg M_t$)

$$\frac{1}{r(t)} \cdot \frac{dr}{dt} \approx - \frac{r(t)}{2L} \frac{1}{n_t(t)} \frac{dn_t}{dt} \quad (2.24)$$

Из (2.24) следует, что при $r \ll L$ скорость относительного изменения толщины области локализации заряда много меньше скорости относительного изменения концентрации этого заряда на ловушках. Следовательно, временной (температурной) зависимостью толщины области локализации заряда в (2.23) можно пренебречь (при $r \ll L$) по сравнению с временной (температурной) зависимостью n_t . Аналогичный анализ для распределения (2.19) свидетельствует о том, что и в этом случае скорость относительного увеличения области локализации инжектированного заряда много меньше скорости относительного изменения n_t , а для распределения (2.20) величина r вообще не изменяется (в этом случае все освобождающиеся из ловушек носители заряда в конечном счете выносятся в внутренний полев в ближайший электрод).

С учетом уравнений непрерывности и Пуассона выражение (2.24) преобразуется к виду

$$\frac{dr}{dt} \approx \mu F(r, t) \frac{n(t)}{n_t(t)} \quad (2.25)$$

Таким образом, скорость распространения избыточного заряда в диэлектрике с ловушками в $n(t)/n_t(t)$ раз меньше, чем в диэлектрике без ловушек [424, 425, 460].

2.1.4. Кинетические уравнения и применимость приближения "времени пролета". Процессы энергетического и пространственного перераспределений инжектированных носителей заряда в моноэлектрете с одним энергетическим уровнем опустошающихся ловушек, согласно [239],

описываются в дрейфовом приближении следующей системой кинетических уравнений:

$$\frac{\partial n_t(x, t)}{\partial t} = -n_t(x, t)\omega_t \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) + \frac{n(x, t)}{\tau_t}, \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = n_t(x, t)\omega_t \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) - \frac{n(x, t)}{\tau_t} - \frac{\partial[\mu n(x, t)E(x, t)]}{\partial x}, \quad (2.27)$$

где W_t , ω_t – энергия активации и частотный фактор ловушек, τ_t – время захвата свободного носителя заряда на ловушку (с энергией W_t). Система кинетических уравнений (2.26), (2.27) в отличие от системы уравнений (1.3), (1.4) учитывает возможную пространственную неоднородность инжектированного заряда и его пространственное перераспределение в процессе разрядки. В уравнении (2.27) в отличие от (1.4) отсутствует член, ответственный за рекомбинацию свободных носителей заряда, поскольку, согласно [429, 430], в непроводящем, униполярно заряженном диэлектрике рекомбинация носителей заряда в объеме диэлектрика затруднена. Нетрудно также убедиться, что система уравнений (2.26), (2.27) удовлетворяет уравнению непрерывности (если диффузионный ток пренебрежимо мал). В отличие от уравнения (1.53), где фигурирует напряженность поля, обусловленного как внешним постоянным полем, так и полем объемного заряда, в уравнении (2.27) фигурирует напряженность поля, создаваемого только объемным зарядом.

В приближении равномерного пространственного распределения инжектированного заряда третий член правой части уравнения (2.23) для закороченного диэлектрика преобразуется (при $r \ll L$) к виду §.27

$$\frac{\partial(\mu n E)}{\partial x} \approx \frac{n(t)}{\tau_f(t)}, \quad (2.28)$$

где параметр τ_f определяется выражениями

$$\tau_f(t) = \begin{cases} \frac{\epsilon\epsilon_0}{q\mu n_t(t)} & \text{для распределения (2.18)} \\ \frac{\epsilon\epsilon_0}{q\mu M_t} & \text{для распределения (2.19), (2.20)}. \end{cases} \quad (2.29)$$

Параметр $\tau_f(t)$, задаваемый соотношениями (2.29), (2.30), при $r \ll L$, $n_t \gg M_t$ приобретает вид, удобный для интерпретации:

$$\tau_f(t) = \frac{\epsilon\epsilon_0}{q\mu n_t(t)} \approx \frac{r(t)}{\mu E(0, t)}. \quad (2.31)$$

Таким образом, параметр $\tau_f(t)$ можно рассматривать как "время пролета" инжектированного заряда во внутреннем поле. Соотношения (2.29), (2.30), по существу, обосновывают применимость так называемого приближения времени пролета [92, 373] для описания релаксации заря-

да в короткозамкнутом диэлектрике. Для моноэлектрета, у которого $M_t \gg n_t$, "время пролета" в соответствии с (2.30) является величиной постоянной, что существенно изменяет кинетику релаксации заряда. Следует также отметить, что выражение для "времени пролета" в диэлектрике с $M_t \gg n_t$ (т.е. выражение (2.30)) отличается от выражения, которое используется для этого же случая в [92]. Дело в том, что выражение для "времени пролета" у диэлектрика с $M_t \gg n_t$ получено в [92] из "общих" соображений, а не путем строгого расчета, что и привело к ошибочным выводам. Справедливости ради следует отметить, что для случая $n_t \gg M_t$ выражение для "времени пролета" выбрано в [92] правильно.

Отсутствие зависимости "времени пролета" от координаты (как для случая $n_t \gg M_t$, так и для случая $M_t \gg n_t$) приводит к отмечавшемуся в [469] сохранению равномерного пространственного распределения инжектированного заряда при разрядке моноэлектрета. Эта особенность релаксации заряда в диэлектрике с неблокирующими электродами является еще одним аргументом в пользу выбора равномерного пространственного распределения заряда, поскольку система дифференциальных уравнений в частных производных, описывающая кинетику релаксации заряда, преобразуется в этом случае к системе обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{dn_t}{dt} = -n_t(t)\omega_t \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) + \frac{n(t)}{\tau_t}, \quad (2.32)$$

$$\frac{dn}{dt} = n_t(t)\omega_t \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) - \frac{n(t)}{\tau_t} - \frac{n(t)}{\tau_f(t)}. \quad (2.33)$$

Система уравнений (2.32), (2.33) справедлива для описания в дрейфовом приближении релаксации заряда в короткозамкнутом моноэлектрете с неблокирующими электродами, если пространственное распределение избыточного заряда может быть аппроксимировано одной из формул (2.18)–(2.20), т.е. в рамках прямоугольного пространственного распределения заряда.

2.1.5. Температурные зависимости термостимулированного тока разрядки для простейших предельных случаев. В соответствии с системой кинетических уравнений (2.32), (2.33) в моноэлектрете с одним уровнем опустошающихся ловушек возможны следующие энергетические и пространственные переходы носителей заряда в процессе термостимулированной релаксации: термический выброс носителя заряда из ловушки в зону делокализованных состояний (вероятность перехода $\sim \omega_t \exp(-W_t/kT)$), повторный захват (перезахват) свободных носителей заряда на ловушку (вероятность перехода $\sim 1/\tau_t$) и дрейф свободных носителей заряда к ближайшему электроду (вероятность $\sim 1/\tau_f$). В зависимости от соотношения вероятностей указанных процессов могут возникать две предельные ситуации: слабый перезахват – когда количество освобождающихся из ловушек носителей заряда намного превышает число носителей заряда, захватываемых на ловушки (т.е. $n_t\omega_t \exp(-W_t/kT) \gg n/\tau_t$); сильный перезахват – когда практически все освобождающиеся носители заряда вновь захватываются на ловушки (т.е. $n_t\omega_t \exp(-W_t/kT) \approx n/\tau_t$).

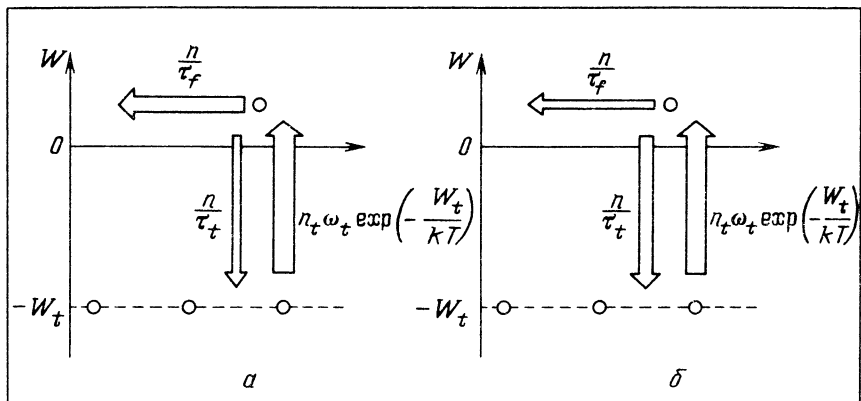


Рис. 2.3. Упрощенные схемы электронных переходов в моноэлектрете с неблокирующими электродами. Ширина стрелок соответствует вероятности перехода (а – слабый перезахват, б – сильный перезахват)

На рис. 2.3 приведены упрощенные (без учета изгиба энергетических зон за счет внутреннего поля) схемы переходов носителей заряда, которые иллюстрируют указанные предельные случаи. Получить решение системы кинетических уравнений (2.32), (2.33) в виде, удобном для анализа, легко удастся как раз для отмеченных предельных случаев.

В случае слабого перезахвата приближенное решение системы уравнений (2.32), (2.33) с учетом формул (2.21)–(2.23) дает при замене переменной (времени на температуру) следующее выражение для термостимулированного разрядного тока:

$$j(T) = -j_0 \exp \left[-\frac{W_t}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_t}{\beta} \exp \left(-\frac{W_t}{kT'} \right) dT' \right], \quad (2.34)$$

где использованы обозначения: β – скорость нагревания,

$$j_0 = \begin{cases} \frac{qr^2 \omega_t n_{t0}}{2L} \left(1 - \frac{r}{L} \right) & \text{если } n_t(x, t) \text{ описывается (2.21), (2.22),} \\ \frac{qr \omega_t n_{t0}}{2} \left(1 - \frac{r}{L} \right), & \text{если } n_t(x, t) \text{ описывается (2.23).} \end{cases}$$

Знак минус в правой части (2.34) означает, как и ранее, что ток разрядки имеет направление, противоположное току зарядки. Из (2.34) следует, что при слабом перезахвате варьирование толщины области локализации фиксированного заряда не влияет на форму пика термостимулированного тока разрядки, однако существенно изменяет величину этого пика.

В случае сильного перезахвата аналогичные расчеты дают следующие приближенные выражения для термостимулированного разрядного тока:

$$j(T) = -j_0 \frac{\tau_t}{\tau_f(T_0)} \exp \left(-\frac{W_t}{kT} \right) \left[1 + \int_{T_0}^T \frac{\omega_t \tau_t}{\beta \tau_f(T_0)} \exp \left(-\frac{W_t}{kT'} \right) dT' \right]^{-2} \quad (2.35)$$

для моноэлектрета, у которого $n_t \gg M_t$, и

$$j(T) = -j_0 \frac{\tau_t}{\tau_f(T_0)} \exp \left[-\frac{W_t}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_t \tau_t}{\beta \tau_f(T_0)} \exp \left(-\frac{W_t}{kT'} \right) dT' \right] \quad (2.36)$$

для моноэлектрета, у которого $M_t \gg n_t$. В формулах (2.35), (2.36) параметр j_0 такой же, как и в выражении (2.34).

Сравнение формул (2.34)–(2.36) свидетельствует о том, что изменение степени перезахвата в моноэлектрете с постоянным "временем пролета" ($\tau_f = \epsilon \epsilon_0 / (q \mu M_t) = \text{const}$, если $M_t \gg n_t$) приводит к изменению значения эффективного частотного фактора ($\omega_3 = \omega_t \tau_t / \tau_f$) и соответственно к изменению температурного положения пика термостимулированного тока разрядки (увеличение степени перезахвата ведет к уменьшению эффективного частотного фактора и, следовательно, к смещению пика тока в область больших температур при прочих равных условиях). В моноэлектрете с изменяющимся "временем пролета" (т.е. при $n_t \gg M_t$) смена слабого перезахвата на сильный перезахват приводит к изменению формы пика тока разрядки. Как и в случае слабого перезахвата, при сильном перезахвате изменение толщины области локализации фиксированного заряда в интервале $r \div L$ (при $M_t \gg n_t$) ведет к изменению величины пика термостимулированного тока разрядки при сохранении его формы.

Сопоставление выражения (2.36) с выражением для разрядного тока, полученным для этого случая в [92], свидетельствует об известном расхождении результатов, которое объясняется некорректным выбором формулы для "времени пролета" в [92].

2.1.6. Анализ термостимулированного тока разрядки для произвольной кинетики релаксации. При произвольном соотношении между концентрациями n_t и M_t систему уравнений (2.32), (2.33) целесообразно преобразовать к виду

$$\frac{dn_t}{dt} = -N_c S_t v_t \exp \left(-\frac{W_t}{kT} \right) \left\{ 1 + \frac{S_t v_t [N_t - n_t(t)] \epsilon \epsilon_0}{q \mu [n_t(t) + M_t]} \right\}^{-1} n_t(t), \quad (2.37)$$

$$n(t) \approx -\frac{\epsilon \epsilon_0}{q \mu} [n_t(t) + M_t]^{-1} \frac{dn_t}{dt}. \quad (2.38)$$

При выводе формул (2.37), (2.38) использовалось условие квазистационарности ($n \ll n_t$, $dn/dt \ll dn_t/dt$).

Анализ уравнения (2.37) показывает, что при $M_t \gg N_t > n_t$ реализуется кинетика релаксации первого порядка ($dn_t/dt \sim n_t$), а при $N_t > n_t \gg M_t$ и $S_t \gg q \mu / \epsilon \epsilon_0 v_t$ (сильный перезахват) реализуется кинетика релаксации второго порядка ($dn_t/dt \sim n_t^2$). Эти частные случаи были рассмотрены в предыдущем пункте. В общем случае, когда концентрации n_t и M_t соизмеримы, реализуется промежуточная кинетика релаксации. Решение уравнения (2.37) для общего случая будем искать, используя подход, описанные в п. 1.1.4.

Уравнение (2.37) при помощи искусственного приема преобразуется к виду

$$\left(1 + \frac{S_t v_T N_t \epsilon \epsilon_0}{q \mu M_t}\right) \frac{1}{n_t} \frac{dn_t}{dt} - \frac{S_t v_T \epsilon \epsilon_0}{q \mu} \left(1 + \frac{N_t}{M_t}\right) \times \\ \times \frac{1}{n_t + M_t} \frac{d(n_t + M_t)}{dt} = -S_t v_T N_c \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right). \quad (2.39)$$

Интегрируя уравнение (2.39), получим при линейном повышении температуры ($T = T_0 + \beta t$)

$$\left(1 + \frac{S_t v_T N_t \epsilon \epsilon_0}{q \mu M_t}\right) \ln \frac{n_t(T)}{n_{t0}} - \frac{S_t v_T \epsilon \epsilon_0}{q \mu} \left(1 + \frac{N_t}{M_t}\right) \ln \frac{n_t(T) + M_t}{n_{t0} + M_t} = \\ = -\int_{T_0}^T \frac{S_t v_T N_c}{\beta} \exp\left(-\frac{W_t}{kT'}\right) dT', \quad (2.40)$$

где n_{t0} — концентрация носителей, локализованных на опустошающихся центрах захвата при начальной температуре T_0 .

Если $M_t \gg N_t$ (т.е. реализуется кинетика релаксации первого порядка), выражение (2.40) преобразуется к виду

$$\left(1 + \frac{S_t v_T N_t \epsilon \epsilon_0}{q \mu M_t}\right) \ln \frac{n_t(T)}{n_{t0}} \approx -\int_{T_0}^T \frac{S_t v_T N_c}{\beta} \exp\left(-\frac{W_t}{kT'}\right) dT'. \quad (2.41)$$

Используя выражения (2.22), (2.38), (2.41), получим для указанного предельного случая ($M_t \gg n_t$) температурную зависимость термостимулированного разрядного тока короткого замыкания в виде

$$j(T) = -\frac{q \omega_3 r^2}{2L} \left(1 - \frac{r}{L}\right) n_{t0} \exp\left[-\frac{W_t}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_3}{\beta} \exp\left(-\frac{W_t}{kT'}\right) dT'\right], \quad (2.42)$$

где

$$\omega_3 = S_t v_T N_c \left(1 + \frac{S_t v_T N_t \epsilon \epsilon_0}{q \mu M_t}\right)^{-1} \quad (2.43)$$

— эффективный частотный фактор центров захвата. Формула (2.42) включает в себя как частные случаи формулы (2.34) и (2.36).

Если $M_t \rightarrow 0$, выражение (2.40) преобразуется к виду

$$\ln \frac{n_t(T)}{n_{t0}} + \frac{S_t v_T N_t \epsilon \epsilon_0}{q \mu} \left[\frac{1}{n_{t0}} - \frac{1}{n_t(T)}\right] \approx \\ \approx -\int_{T_0}^T \frac{S_t v_T N_c}{\beta} \exp\left(-\frac{W_t}{kT'}\right) dT'. \quad (2.44)$$

Сравнение выражений (2.41) и (2.44) показывает, что при выполнении условия $\frac{S_t v_T N_t \epsilon \epsilon_0}{q \mu n_t(T)} \ll 1$ (слабый перезахват, начальная стадия релаксации) уравнение (2.44) переходит в (2.41). Таким образом, и в диэлектрике с $M_t \rightarrow 0$ при выполнении указанных условий реализуется кинетика релаксации первого порядка, а температурная зависимость разрядного тока описывается формулой (2.34), или, что то же самое, формулой (2.42) при соответствующем значении ω_s .

Если же в диэлектрике с $M_t \rightarrow 0$ реализуется сильный перезахват $\left(\frac{S_t v_T N_t \epsilon \epsilon_0}{q \mu n_{t0}} \gg 1 \right)$, то из (2.44) получаем

$$n_t(T) = n_{t0} \left[1 + \int_0^T \frac{q \mu N_c n_{t0}}{\epsilon \epsilon_0 N_t \beta} \exp\left(-\frac{W_t}{kT'}\right) dT' \right]^{-1}. \quad (2.45)$$

Соответствующий расчет разрядного тока с использованием формул (2.21), (2.38), (2.45) дает выражение, совпадающее с (2.35).

Промежуточная кинетика релаксации (переход от кинетики второго порядка к кинетике первого порядка) реализуется при выполнении условий $n_{t0} \gtrsim M_t$ и $\frac{S_t v_T (N_t - n_{t0}) \epsilon \epsilon_0}{q \mu (n_{t0} + M_t)} \gg 1$ (сильный перезахват). Последнее условие выполняется, как правило, лишь при слабом начальном заполнении центров захвата ($n_{t0} \ll N_t$). В этом случае из (2.40) получаем при переходе к линейному нагреву

$$n_t(T) \approx \frac{M_t A'(T)}{1 - A'(T)}, \quad (2.46)$$

где

$$A'(T) = \frac{n_{t0}}{n_{t0} + M_t} \exp \left[- \int_{T_0}^T \frac{q \mu N_c M_t}{\epsilon \epsilon_0 N_t \beta} \exp\left(-\frac{W_t}{kT'}\right) dT' \right]. \quad (2.47)$$

Выражение для разрядного тока в случае промежуточной кинетики релаксации, как это следует из (2.21), (2.38), (2.46) и (2.47), принимает вид

$$j(T) \approx - \frac{q^2 \mu N_c M_t^2 r^2}{2 \epsilon \epsilon_0 L N_t} \left(1 - \frac{r}{L} \right) \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) \frac{A'(T)}{[1 - A'(T)]^2}. \quad (2.48)$$

На рис. 2.4 приведены результаты расчета температурных зависимостей термостимулированного тока разрядки для кинетики первого (кривая 1) и второго (кривая 2) порядков, а также для промежуточной кинетики (кривая 3). Во всех трех случаях параметры подбирались такими, чтобы осуществлялся сильный перезахват, а эффективный частотный фактор оставался одинаковым. Из рис. 2.4 видно, что изменение кинетики релаксации (при сохранении значения эффективного частотного фактора) слабо влияет на положение пика термостимулированного тока короткого замыкания (ТСТ КЗ). Дифференцируя температурные зависимости разрядного тока (2.35), (2.42), (2.48), можно в первом приближении установить

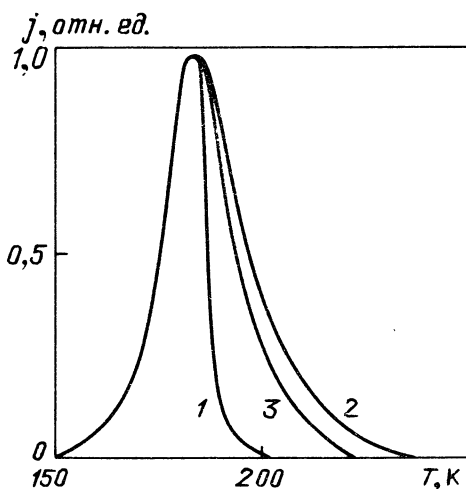


Рис. 2.4. Температурные зависимости плотности разрядного тока, рассчитанные по формулам: (2.42) — кривая 1, (2.35) — кривая 2, (2.48) — кривая 3. При расчетах использовались значения параметров:

$$W_t = 0,40 \text{ эВ}; N_c = 10^{25} \text{ м}^{-3}; N_t = 10^{24} \text{ м}^{-3}; s_t v_T = 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}; q\mu/\epsilon\epsilon_0 = 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с}; T_0 = 80 \text{ К}, \beta_0 = 0,1 \text{ К/с};$$

$$M_t: 10^{23} \text{ м}^{-3} \text{ (кривая 1)}, 0 \text{ (2)}, 10^{22} \text{ м}^{-3} \text{ (3)};$$

$$n_{t0}: 10^{21} \text{ м}^{-3} \text{ (1)}, 10^{23} \text{ м}^{-3} \text{ (2, 3)}.$$

Для всех кривых $\omega_3 \approx 10^9 \text{ с}^{-1}$

следующую связь между эффективным частотным фактором и температурой максимума ТСТ КЗ для произвольной кинетики релаксации при сильном перезахвате [367]:

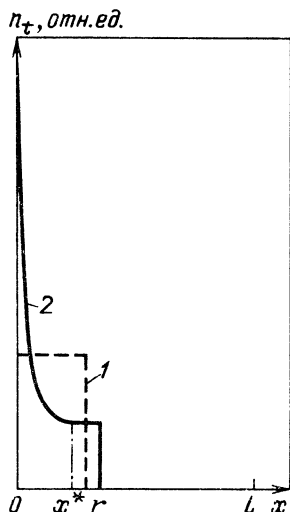
$$\omega_3 = \frac{q\mu N_c (M_t + n_{t0})}{\epsilon\epsilon_0 N_t} \approx \frac{W_t \beta}{k T_m^2} \exp\left(\frac{W_t}{k T_m}\right) \left[1 + (m-1) \frac{2k T_m}{W_t}\right]^{-1}, \quad (2.49)$$

где m — порядок кинетики релаксационного процесса (может изменяться в диапазоне значений от 1 до 2). Из (2.49) видно, что при $W_t \gg k T_m$ порядок кинетики релаксации действительно слабо влияет на величину T_m при прочих равных условиях. Таким образом, в отличие от ТСТП (см. § 1.1) кривые ТСТ КЗ при изменении кинетики релаксационного процесса претерпевают существенное изменение только в области высокотемпературного спада.

§ 2.2. ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫЕ ТОКИ КОРОТКОГО ЗАМЫКАНИЯ В УНИПОЛЯРНО ЗАРЯЖЕННОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ С БЛОКИРУЮЩИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

Может показаться, что сама постановка задачи, т.е. изучение релаксации инжектированного заряда в диэлектрике с блокирующими электродами, является внутренне противоречивой. Действительно, хорошо известно [239], что инжекция носителей заряда в диэлектрик осуществляется в случае неблокирующих электродов, а блокирующие электроды препятствуют инжекции заряда в диэлектрик. Следует, однако, иметь в виду, что процессы заряжения диэлектрика и его термостимулированной релаксации обычно разделены по времени и могут осуществляться в радикально различающихся условиях. Так, заряжение диэлектрика электронным пучком или в коронном разряде может производиться вообще без электрода и, следовательно, никак не зависит от свойств электрода, который в дальнейшем будет использоваться. Более того, даже в образцах с напыленными

Рис. 2.5. Униформное (1) и экспоненциально-униформное (2) распределения заряда в моноэлектрете (x^* , r – положение плоскости нулевого поля и толщина области локализации заряда; кривая 2 соответствует $l \approx r$, а кривая 1 – $l \rightarrow \infty$)



электродами, которые по тем или иным причинам являются блокирующими, можно создавать избыточный заряд одного знака – либо посредством упоминавшегося электронного пучка, либо в результате униполярной фотоинжекции [111, 118, 303]. Таким образом, необходимость анализа релаксации заряда в моноэлектрете с блокирующими электродами вполне обоснована.

2.2.1. Модель релаксации заряда. При анализе релаксации заряда в моноэлектрете с блокирующими электродами использование модели прямоугольного пространственного распределения избыточного заряда по ряду причин представляется неудачным. Например, даже если предположить, что в исходном состоянии распределение заряда было равномерным, то в процессе термического освобождения носителей заряда из ловушек и перемещения этих носителей под действием внутреннего электрического поля такое распределение должно искажаться (носители заряда, освобождающиеся из ловушек, в области $0 \div x^*$ перемещаются под действием внутреннего поля к электроду $x = 0$, где накапливаются). Кроме того, равномерное распределение заряда не позволяет корректно определять диффузионную компоненту тока, которая, как показывает численное моделирование [387], играет важную роль в процессе релаксации заряда в диэлектрике с блокирующими электродами.

В [361] пространственное распределение инжектированного заряда в диэлектрике предложено описывать степенной функцией с изменяющимся показателем степени. Этот подход позволил на качественном уровне объяснить некоторые особенности термостимулированного тока короткого замыкания (например, смещение пика тока по шкале температур при варьировании условий зарядки). Представляется более оправданным как в плане физики процесса, так и в плане удобства математических расчетов использовать комбинированное экспоненциально-униформное распределение (рис. 2.5) [106, 325]:

$$n_r(x, t) = \begin{cases} n_r(x^*, t) \exp \left[- \frac{x - x^*(t)}{l(t)} \right] & \text{при } 0 \leq x \leq x^*, \\ n_r(x^*, t) & \text{при } x^* \leq x \leq r, \\ 0 & \text{при } r < x \leq L, \end{cases} \quad (2.50)$$

где $n_r(x^*, t)$ – концентрация носителей заряда, локализованных на ловушках в плоскости нулевого поля ($x = x^*$); $l(t)$ – геометрический фактор, характеризующий пространственное распределение избыточного заряда в

текущий момент времени. При $l \rightarrow \infty$ распределение (2.50) переходит в равномерное распределение, что позволяет задавать одинаковые (а именно равномерные) начальные распределения заряда по координате в моноэлектретах с блокирующими и неблокирующими электродами. Таким образом, открывается возможность исследования влияния блокирования носителей заряда электродами на термостимулированные токи при прочих равных условиях.

Требование сохранения величины инжектированного заряда в диэлектрике с блокирующими электродами в процессе релаксации устанавливает определенную взаимосвязь между $l(t)$ и $n_t(x^*, t)$:

$$l(t) = \begin{cases} \frac{x^{*2}(t)n_t(x^*, t)}{2[n_{r0}r_0 - n_t(x^*, t)r(t)]} & \text{при } l(t) \gg x^*(t), \\ \frac{r(t)n_t(x^*, t)L}{n_{r0}r_0} & \text{при } l(t) \ll x^*(t). \end{cases} \quad (2.51)$$

Интегрируя уравнение Пуассона для распределения (2.50), можно с учетом условия короткого замыкания получить приближенные выражения для положения плоскости нулевого поля:

$$x^*(t) = \begin{cases} r(t) \left[1 - \frac{r(t)}{2L} \right] & \text{при } l(t) \gg x^*(t), \\ l(t) \ln \frac{r(t)L}{l^2(t)} & \text{при } l(t) \ll x^*(t), \end{cases} \quad (2.52)$$

а также для напряженности внутреннего электрического поля в области $0 \div x^*$:

$$E(x, t) \approx - \frac{qn_t(x^*, t)l(t)}{\epsilon\epsilon_0} \left\{ \exp \left[\frac{x^*(t) - x}{l(t)} \right] - 1 \right\}. \quad (2.53)$$

Соотношения (2.50)–(2.53) позволяют сделать некоторые количественные оценки процесса релаксации заряда в моноэлектрете с блокирующими электродами, которые приведены ниже.

2.2.2. Неявные приближенные выражения для токов короткого замыкания. Используя выражения (2.5), (2.6), (2.9), (2.50), (2.53), можно в квазистационарном приближении рассчитать отношение усредненных по координате дрейфового и диффузионного токов в интервале $0 \div x^*$ (за пределами области $0 \div x^*$ учитывается только дрейфовый ток):

$$\gamma \approx \begin{cases} \frac{q^2 n_t(x^*, t) r(t) l(t)}{2\epsilon\epsilon_0 kT} & \text{при } l(t) > L, \\ \frac{q^2 n_t(x^*, t) r(t) L}{2\epsilon\epsilon_0 kT} & \text{при } l(t) \ll L. \end{cases} \quad (2.54)$$

Анализ (2.54) показывает, что если в диэлектрике концентрация n_{r0} выше некоторого критического значения:

$$n_{r0} > n_{тк} = \frac{2\epsilon\epsilon_0 kT}{q^2 r_0 L}, \quad (2.55)$$

то (по крайней мере на начальной стадии релаксации заряда) преобладает дрейфовый ток (т.е. $\gamma > 1$). Поскольку в результате дрейфа во внутреннем поле основная часть носителей заряда смещается к ближайшему электроду ($x = 0$), то направление релаксационного тока во внешней цепи будет противоположно направлению тока зарядки. Если же в диэлектрике $n_{r0} < n_{тк}$, то практически в течение всего времени релаксации заряда (при $r_0 \ll L$) будет доминировать диффузионный ток. Направление релаксационного тока во внешней цепи в этом случае будет совпадать с направлением тока зарядки. Этот вывод согласуется с результатами численного моделирования [104, 387], а также позволяет объяснить экспериментально установленные в [299] закономерности: при малых уровнях предварительной инжекции заряда в диэлектрик направление релаксационного тока во внешней короткозамкнутой цепи совпадает с направлением тока зарядки, а при больших уровнях предварительной инжекции меняется на противоположное.

Если $n_{r0} > n_{тк}$, то на начальной стадии релаксации ток во внешней короткозамкнутой цепи (при условии что $l(t) \gg x_0^*$, $r(t) \ll L$) описывается приближенным выражением [325]:

$$j(t) \approx - \frac{q^2 \mu n_t(x^*, t) n(x^*, t) r^2(t)}{2\epsilon\epsilon_0 L} \left[1 - \frac{r(t)}{L} \right]. \quad (2.56)$$

При выводе (2.56) предполагалось, что выполняется квазистационарное приближение, а также учитывались соотношения (2.50), (2.52), (2.53). Выражение (2.56) внешне подобно выражению (2.21). Однако говорить о полном подобии начальных участков релаксационных токов в диэлектриках с блокирующими и неблокирующими электродами преждевременно, так как еще не выяснено влияние блокирования носителей заряда электродами на кинетику релаксации инжектированного заряда.

На последующей стадии релаксации заряда усиливается роль диффузионного тока (поскольку значение фактора $l(t)$ должно уменьшаться в результате перераспределения объемного заряда). При этом может наступить момент, когда встречные дрейфовый и диффузионный потоки носителей заряда станут примерно равны. Геометрический фактор $l(t)$ в этой ситуации перестает существенно изменяться ($l \approx l_k = \text{const}$), а результирующий ток короткого замыкания, как это следует из формул (2.4)–(2.6), (2.51), (2.52), (2.55), будет описываться выражением

$$j(t) = \langle j_{др} \rangle + \langle j_{диф} \rangle \approx \frac{q^2 \mu n_{r0} n(x^*, t) r_k^2}{2\epsilon\epsilon_0 l_k} \left[\frac{n_{тк}}{n_t(x^*, t)} - 1 \right], \quad (2.57)$$

где r_k — толщина области локализации избыточного заряда в момент времени, когда $n_t(x^*, t) = n_{тк}$.

Таким образом, даже при наличии в диэлектрике с блокирующими электродами лишь одного сорта носителей заряда возможна инверсия термостимулированного тока короткого замыкания [325]. Из (2.55), (2.57) следует, что с увеличением исходной (начальной) концентрации инжектированного заряда время (температура) инверсии релаксационного тока короткого замыкания должно возрастать.

Если исходная концентрация инжектированного заряда сравнительно невелика ($n_{t0} < n_{тк}$), то, как отмечалось, практически в течение всего времени релаксации будет преобладать диффузионная компонента тока. В этом случае

$$j(t) \approx \frac{\mu k T r(t) n(x^*, t)}{l^2(t)}. \quad (2.58)$$

При выводе (2.58) использовались соотношения (2.6), (2.51), (2.52). Формула (2.58) согласуется с выражением для диффузионного тока в диэлектрике, которое было получено в [92]. Из (2.58) следует, что направление релаксационного тока во внешней цепи для рассматриваемого случая совпадает с направлением тока зарядки. Выражения (2.56)–(2.58) определяют асимптоты релаксационного тока короткого замыкания в неявной форме. Для получения временных (температурных) зависимостей релаксационного тока в явном виде необходимо определить соответствующие зависимости концентрации свободных и локализованных на ловушках носителей заряда.

2.2.3. Асимптоты температурных зависимостей термостимулированного тока короткого замыкания. Пусть реализуются условия, при которых дрейф носителей определяет процесс релаксации заряда в диэлектрике (в этом случае $n_{t0} > n_{тк}$). Предположим также, что пространственное перераспределение заряда в диэлектрике из-за блокирующего действия электродов сводится лишь к изменению величины геометрического фактора $l(t)$ и положения плоскости нулевого поля x^* в формуле (2.50). Это предположение справедливо, во всяком случае, на начальных стадиях релаксации заряда. Тогда система уравнений (2.26), (2.27) преобразуется к виду

$$\frac{\partial n_t(x^*, t)}{\partial t} = -n_t(x^*, t) \omega_t \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) + \frac{n(x^*, t)}{\tau_t}, \quad (2.59)$$

$$\frac{\partial n(x^*, t)}{\partial t} = n_t(x^*, t) \omega_t \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) - \frac{n(x^*, t)}{\tau_t} - \frac{n(x^*, t)}{\tau_f^*(t)}, \quad (2.60)$$

где

$$\tau_f^*(t) = \frac{\epsilon \epsilon_0}{q \mu n_t(x^*, t)} \approx \frac{x^*(t)}{\mu E(0, t)}. \quad (2.61)$$

При выводе формул (2.59)–(2.61) учитывалось, что на начальных стадиях релаксации заряда $l(t) \gg x^*$.

Решение уравнений (2.59), (2.60) с учетом (2.56) и (2.61) дает следующие асимптоты температурных зависимостей термостимулированного тока во внешней короткозамкнутой цепи:

$$j(T) \approx -\frac{q n_t(x^*, T_0) r^2(T) \omega_t}{2L} \left[1 - \frac{r(T)}{L} \right] \times \\ \times \exp \left[-\frac{W_t}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_t}{\beta} \exp\left(-\frac{W_t}{kT'}\right) dT' \right] \quad (2.62)$$

при слабом перезахвате;

$$j(T) \approx - \frac{qn_t(x^*, T_0)r^2(T)\omega_t\tau_t}{2L\tau_{f0}^*} \left[1 - \frac{r(T)}{L} \right] \times \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) \left[1 + \int_{T_0}^T \frac{\omega_t\tau_t}{\tau_{f0}^*\beta} \exp\left(-\frac{W_t}{kT'}\right) dt' \right]^{-2} \quad (2.63)$$

при сильном перезахвате, где

$$\tau_{f0}^* = \frac{\epsilon\epsilon_0}{q\mu n_t(x^*, T_0)} \quad (2.64)$$

— начальное значение эффективного времени пролета.

Выражения (2.62), (2.63) отличаются от формул для термостимулированного тока, полученных в [92] для соответствующих случаев, что объясняется неправильным выбором в [92] выражения для времени пролета. С другой стороны, сравнение формул (2.62), (2.63) с соответствующими выражениями для термостимулированного разрядного тока в диэлектрике с неблокирующими электродами (см. п. 2.1.5) свидетельствует об их полном подобии. Таким образом, пик термостимулированного тока, направление которого в диэлектрике с блокирующими электродами противоположно направлению зарядного тока (так называемый "гетеропик"), по крайней мере, на начальных стадиях качественно совпадает с пиком термостимулированного разрядного тока в диэлектрике с неблокирующими электродами.

Если процесс релаксации заряда в диэлектрике с блокирующими электродами определяется диффузионной компонентой тока проводимости ($n_{t0} < n_{тк}$), то на начальных стадиях этого процесса (когда можно пренебречь изменением пространственного распределения внедренного заряда) асимптотой термостимулированного тока короткого замыкания будет являться выражение

$$j(T) \sim T \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right). \quad (2.65)$$

При выводе соотношения (2.65) учитывалось решение системы уравнений (2.59), (2.60) и выражение (2.58). Подчеркнем, что направление термостимулированного тока в этом случае совпадает с направлением тока зарядки. В соответствии с терминологией, принятой в [116], будем называть пик тока этого направления "гомопиком".

2.2.4. Численное моделирование термостимулированной релаксации объемного заряда в моноэлектрете с блокирующими электродами. Для оценки корректности полученных выше аналитических зависимостей, описывающих термостимулированные токи короткого замыкания в моноэлектрете с блокирующими электродами, рассмотрим результаты численного решения указанной задачи [108].

Процесс энергетического и пространственного перераспределения внедренных носителей заряда в униполярно заряженном диэлектрике с одним энергетическим уровнем ловушек в общем случае (с учетом диффузии носителей заряда) описывается следующей системой кинети-

ческих уравнений (учитывающих уравнение непрерывности):

$$\frac{\partial n_t(x, t)}{\partial t} = -n_t(x, t) \omega_t \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) + \frac{n(x, t)}{\tau_t}, \quad (2.66)$$

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = -\frac{\partial n_t(x, t)}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu n(x, t) E(x, t) - \frac{\mu kT}{q} \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} \right]. \quad (2.67)$$

Для полного описания процесса электрической релаксации в диэлектрике кроме уравнений (2.66), (2.67) следует решить и уравнения релаксации электрического поля:

$$E(x, t) = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} \int_0^x [n(x', t) + n_t(x', t)] dx' + E(0, t), \quad (2.68)$$

$$E(0, t) = -\frac{q}{\epsilon \epsilon_0 L} \int_0^L dx \int_0^x [n(x', t) + n_t(x', t)] dx', \quad (2.69)$$

где уравнение (2.68) является первым интегралом уравнения Пуассона, а уравнение (2.69) фактически задает условие короткого замыкания внешней цепи. Плотность тока во внешней цепи определяется в данном случае уравнением

$$j(t) = \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E(0, t)}{\partial t}, \quad (2.70)$$

которое учитывает то обстоятельство, что на блокирующем электроде полный ток равен току смещения.

В [108] система уравнений (2.66)–(2.70) решалась численно с использованием явной схемы метода конечных разностей и учетом линейного роста температуры со временем. В качестве начальных условий выбирались равномерное пространственное распределение локализованных носителей заряда и отсутствие нелокализованных носителей заряда.

Фрагменты пространственного распределения свободных (штриховая линия) и локализованных (сплошная) носителей заряда при трех различных температурах в процессе термостимулированной релаксации внедренного заряда приведены на рис. 2.6. Сравнение графиков свидетельствует о том, что переход от сильного к слабому перезахвату приводит к возрастанию доли свободных носителей заряда в общем внедренном заряде. Из рис. 2.6 видно, что приближение экспоненциально-равномерного распределения, которое использовалось ранее для приближенных аналитических расчетов (см. п. 2.2.1), удовлетворительно выполняется в значительной части диапазона изменения температуры (по крайней мере, до температуры максимума пика термостимулированного тока). Таким образом, результаты численного моделирования подтверждают обоснованность выбранной модели релаксации заряда.

На рис. 2.7 приведены результаты численного моделирования термостимулированного тока в диэлектрике с блокирующими электродами для трех различных концентраций внедренного заряда. Кривая 1 соответствует случаю $n_{t0} = n_{тк}$ (где $n_{тк}$ = определяется выражением (2.55)) и представляет собой один "гомопик". Кривые 2 и 3 рассчитаны для исходных

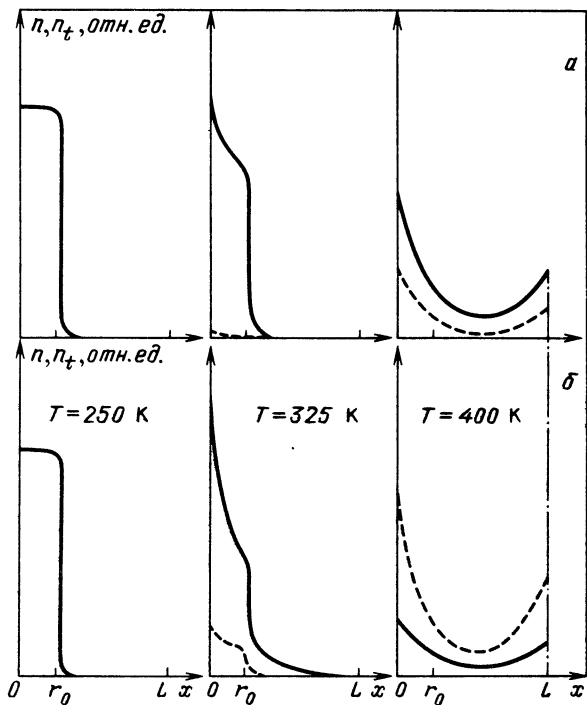


Рис. 2.6. Фрагменты пространственного распределения свободных (штриховая линия) и локализованных (сплошная) носителей заряда при различных температурах в процессе ТСТ КЗ в диэлектрике с блокирующими электродами (а – сильный, б – слабый перезахват)

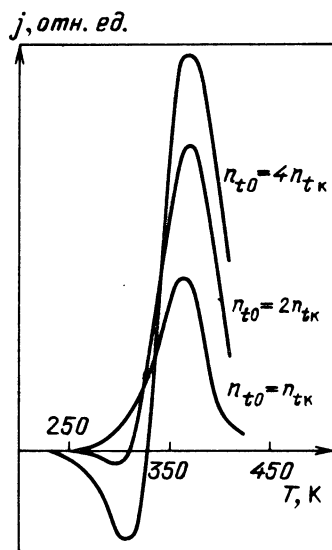


Рис. 2.7. ТСТ КЗ в диэлектрике с блокирующими электродами для различных концентраций внедренного заряда ($W_t = 0,43$ эВ, $\beta = 0,1$ К/с)

концентраций внедренного заряда, соответственно в два и четыре раза превышающих значение $n_{тк}$. В полном соответствии с полученными ранее результатами приближенного аналитического решения задачи у кривых термостимулированного тока короткого замыкания наблюдается инверсия знака. Причем, как и следовало ожидать, сначала наблюдается "гетеропик", а затем, при больших температурах — "гомопик".

"Гетеропик", полученный путем численного моделирования, обрабатывался при помощи методики решения обратной некорректной задачи, в основе которой лежит метод регуляризации [101, 105]. Если в качестве ядра интегрального уравнения использовалась зависимость типа (2.62), то энергетическая глубина ловушек, определенная из расчетной кривой путем решения обратной задачи, в точности совпадала с энергией активации ловушек, заложенных в численную модель при условии, что "гетеропик" достаточно хорошо выражен, (т.е. если величина "гетеропика" составляет не менее одной десятой от величины последующего "гомопика"). Этот результат доказывает корректность применения полученных в п. 2.2.3 приближенных аналитических выражений для описания "гетеропика".

Напротив, применение указанного метода решения обратной задачи (если в качестве ядра интегрального уравнения берется выражение типа (2.62)) для анализа "гомопика" приводит к фиктивному результату. Так, например, как показано в [108], обработка численной кривой "гомопика" термостимулированного тока при помощи метода регуляризации дает фиктивное квазинепрерывное энергетическое распределение ловушек с наиболее вероятной энергией 0,51 эВ, тогда как в численную модель был заложен дискретный энергетический уровень 0,43 эВ. В то же время наклон начального участка "гомопика" (в пределах 15% максимального значения пика) в координатах $\ln(j/T) \sim 1/(kT)$ дает энергию активации ловушек с точностью не хуже 2%, совпадающую со значением энергии активации, заложенной в модель.

Г Л А В А 3

ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫЕ ТОКИ КОРОТКОГО ЗАМЫКАНИЯ В ОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРОНЕЙТРАЛЬНОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ

§ 3.1. АНАЛИЗ ПРИЧИН, ПРИВОДЯЩИХ К ПОЯВЛЕНИЮ ТОКОВ КОРОТКОГО ЗАМЫКАНИЯ В ЭЛЕКТРОНЕЙТРАЛЬНОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ

В электронейтральном диэлектрике в отличие от ранее рассмотренного моноэлектрета присутствуют носители заряда обоих знаков. Следует отметить, что во многих реальных диэлектриках существует значительная асимметрия подвижностей электронов и дырок. Эта асимметрия обусловлена различием энергетических глубин дырочных и электронных ловушек. Так, например, если глубина дырочных ловушек значительно превышает глубину электронных локализованных состояний, время освобождения дырок оказывается очень большим по сравнению с временем делокализа-

ции электронов. Это обстоятельство позволяет пренебречь движением дырок на стадии релаксации электронной компоненты заряда. Будем в дальнейшем считать, что локализованные на ловушках дырки создают фиксированный положительный заряд (p_t — концентрация этого заряда). Полагая также, что для электронной компоненты заряда выполняется квазистационарное приближение (см. § 1.1, а также § 5.1), можно связь между концентрациями свободных и локализованных на ловушках электронов представить в виде

$$n(x, t) = \Theta(T) n_t(x, t), \quad (3.1)$$

причем $\Theta(T) \leq 1$, т.е. $n(x, t) \ll n_t(x, t)$.

В этом случае полная плотность заряда в диэлектрике описывается формулой

$$\rho(x, t) = qn(x, t) + qn_t(x, t) - qp_t(x) \approx q[n_t(x, t) - p_t(x)], \quad (3.2)$$

где q — заряд электрона.

Из условия электронейтральности

$$\int_0^L \rho(x, t) dx = 0 \quad (3.3)$$

и из уравнения Пуассона, которое в этом случае имеет вид

$$\epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E(x, t)}{\partial x} = \rho(x, t), \quad (3.4)$$

получаем, что

$$\int_0^L \rho(x, t) dx = \epsilon \epsilon_0 \int_0^L dE = \epsilon \epsilon_0 [E(L, t) - E(0, t)] \equiv 0. \quad (3.5)$$

Таким образом, характерной особенностью электронейтрального диэлектрика является то, что напряженности поля на его краях равны как по величине, так и по направлению: $E(L, t) = E(0, t)$.

Рассмотрим однородный электронейтральный диэлектрик, у которого равновесная проводимость, ориентационная (либо ионная тепловая) поляризация, а также концентрация фиксированного положительного заряда не являются функциями координаты. В этом случае уравнение полного тока (2.1) с учетом формул (3.1), (3.2) принимает вид

$$j(t) = \lambda(t) E(x, t) + \mu [\Theta(t) \rho(x, t) + q \Theta(t) p_t] E(x, t) - q \mathcal{D} \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} + \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} + \frac{dP(t)}{dt}. \quad (3.6)$$

Интегрируя выражение (3.6) по координате и учитывая условие короткого замыкания (2.3), а также соотношение Эйнштейна, получим

$$j(t) = \frac{\mu}{L} \Theta(t) \int_0^L \rho(x, t) E(x, t) dx + \frac{\mu k T}{L} [n(0, t) - n(L, t)] + \frac{dP(t)}{dt}. \quad (3.7)$$

Первый член правой части в (3.7) с учетом уравнения (3.4) преобразуется к виду

$$\frac{\mu}{L} \Theta(t) \int_0^L \rho(x, t) E(x, t) dx = \frac{\mu \epsilon \epsilon_0}{2L} \Theta(t) [E^2(L, t) - E^2(0, t)]. \quad (3.8)$$

В диэлектрике, электронейтральность которого сохраняется в процессе термической стимуляции (что выполняется, например, в случае блокирующих электродов), усредненное значение дрейфовой компоненты неравновесного тока проводимости, которое описывается выражением (3.8), обращается в нуль (поскольку $E(L, t) = E(0, t)$).

Таким образом, в диэлектрике, удовлетворяющем перечисленным требованиям (однородность по проводимости и фиксированному заряду, электронейтральность), появление тока короткого замыкания во внешней цепи может быть вызвано только диффузией свободных носителей заряда, а также изменением макроскопически однородной релаксационной поляризации [92, 389]. Термостимулированные токи короткого замыкания, обусловленные указанными причинами, рассмотрены в § 3.2 и 3.5 соответственно. Кроме того, очевидно, что во внешней короткозамкнутой цепи могут возникать термостимулированные токи при нарушении каких-либо из перечисленных предположений. Так, например, термостимулированные токи короткого замыкания могут появляться из-за исходной неоднородности диэлектрика (см. гл. 6 в [469]) или из-за наведенной неоднородности проводимости однородного диэлектрика за счет эффектов сильного поля [76, 389]. Эти случаи рассмотрены в § 4.1, 4.2 и 5.5. И наконец, во внешней закороченной цепи диэлектрика могут появляться токи, обязанные своим возникновением нарушению электронейтральности диэлектрика в процессе его термической стимуляции. Такая ситуация, согласно [111], возникает при наличии омических или нейтральных контактов, когда заряды из электродов могут передаваться внутрь диэлектрика, если напряженность поля вблизи диэлектрика имеет конечную величину. Особенности токов короткого замыкания, обусловленных эмиссией носителей заряда из электродов, в исходно электронейтральном поляризованном диэлектрике рассмотрены в § 3.3.

§ 3.2. ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ТОКИ В ЭЛЕКТРОНЕЙТРАЛЬНОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ

3.2.1. Модель релаксации заряда и исходные уравнения. В соответствии с описанными выше модельными представлениями будем считать, что в диэлектрике имеется подвижная компонента заряда — электроны, которые в процессе термической стимуляции покидают ловушки и перемещаются в диэлектрике как за счет дрейфа во внутреннем поле, так и за счет диффузии. Кроме того, электроны могут быть повторно захвачены на ловушки, а также могут рекомбинировать с положительно заряженными центрами, которые выполняют роль фиксированного заряда. В отличие от моноэлектрета в электронейтральном диэлектрике необходимо учитывать рекомбинацию носителей заряда. Сам акт рекомбинации носителей заряда противоположного знака не ведет к появлению тока во внешней цепи (так как рекомбинация носителей заряда не влияет на положение плос-

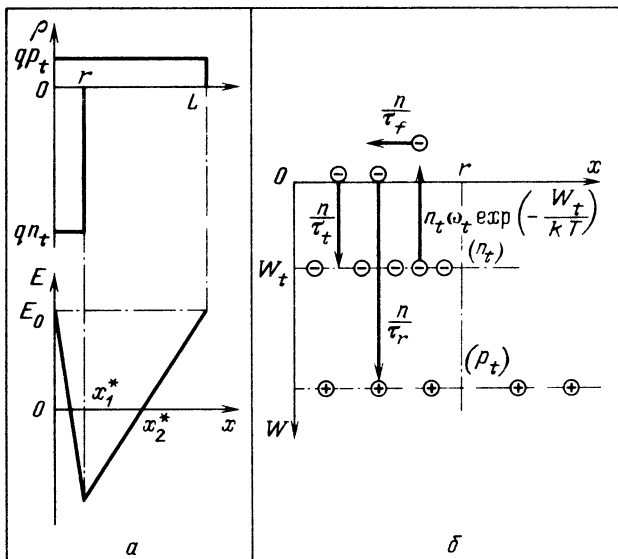


Рис. 3.1. Распределение объемного заряда и электрического поля внутри электронейтрального диэлектрика (а), а также схема электронных переходов при релаксации объемного заряда (б) (x_1^* , x_2^* – положения плоскостей нулевого поля)

кости нулевого поля), а также не изменяет профиля электрического поля внутри диэлектрика. Тем не менее рекомбинация носителей заряда, как отмечалось в [92], оказывает косвенное влияние на термостимулированные токи короткого замыкания за счет изменения концентрации подвижных носителей заряда.

Исходное распределение объемного заряда в диэлектрике и упрощенная схема электронных переходов изображены на рис. 3.1. Полагая, что в диэлектрике дипольная поляризация пренебрежимо мала, из формулы (3.7) получим неявное выражение для тока короткого замыкания:

$$j(t) \approx \frac{\mu k T}{L} [n(0, t) - n(L, t)]. \quad (3.9)$$

Выражение (3.9) описывает усредненный диффузионный ток в диэлектрике, который в рассматриваемом случае совпадает с полным током, поскольку усредненное значение дрейфового тока равно нулю (см. § 3.1). Последнее, однако, не означает, что внутри диэлектрика в локальных областях не могут существовать достаточно сильное электрическое поле и соответственно дрейфовый ток. Напротив, как видно из рис. 2.1, вблизи границы области локализации подвижного заряда это поле принимает максимальное значение. Однако дрейфовые потоки в электронейтральном диэлектрике направлены таким образом, что это не приводит к изменению положения плоскости нулевого поля. Таким образом, не оказывая непосредственного влияния на ток короткого замыкания в электронейтральном диэлектрике, дрейфовая компонента тока проводимости тем не менее может определять кинетику релаксации объемного заряда в области его ло-

кализации. В этом случае, пользуясь распределением заряда, изображенным на рис. 3.1, систему кинетических уравнений, описывающих релаксацию различных компонентов объемного заряда, можно представить в виде

$$\frac{dn'_t}{dt} \approx -\omega_t \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) n'_t(t) + \frac{n(t)}{\tau_t}, \quad (3.10)$$

$$\frac{dn}{dt} = \omega_t \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) n'_t(t) - \frac{n(t)}{\tau_t} - \frac{n(t)}{\tau_r} - \frac{n(t)}{\tau_f}, \quad (3.11)$$

$$\frac{dn_r}{dt} \approx \frac{n(t)}{\tau_r}, \quad (3.12)$$

где n'_t — концентрация электронов, захваченных на ловушки с энергией W_t ; n_r — концентрация электронов, захваченных на рекомбинационные уровни (т.е. концентрация прорекомбинировавших зарядов); $n_t = n'_t + n_r$ — полная концентрация локализованных электронов. В формулах (3.10)–(3.12)

$$\tau_r = \frac{1}{[p_t - n_r(t)] S_r v_T} \quad (3.13)$$

— время рекомбинации;

$$\tau_f = \frac{\epsilon \epsilon_0}{q \mu [n'_t(t) - p_t]} \quad (3.14)$$

— время "пролета", определенное из уравнений непрерывности и Пуассона для выбранного пространственного распределения заряда;

$$\tau_t = \frac{1}{[N_t - n'_t(t)] S_t v_T} \quad (3.15)$$

— время захвата на ловушку.

В квазистационарном приближении система уравнений (3.10)–(3.12) преобразуется к виду

$$n(t) = n'_t(t) \omega_t \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) \tau, \quad (3.16)$$

$$\frac{dn'_t}{dt} = -n'_t(t) \omega_t \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) \left(\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_f}\right) \tau, \quad (3.17)$$

$$\frac{dn_r}{dt} = n'_t(t) \omega_t \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) \frac{\tau}{\tau_r}, \quad (3.18)$$

где

$$\tau^{-1} = \tau_t^{-1} + \tau_r^{-1} + \tau_f^{-1}. \quad (3.19)$$

3.2.2. Асимптоты температурных зависимостей термостимулированного тока короткого замыкания. Система уравнений (3.9), (3.16)–(3.18) позволяет определять асимптоты термостимулированных токов короткого замыкания в электронейтральном диэлектрике. При этом можно предположить, что область температур, в которой решение указанной системы уравнений будет правильно описывать ток короткого замыкания, должна быть шире, чем в случае униполярно заряженного диэлектрика (§ 2.2). Это предположение основывается на следующих рассуждениях. Во-первых, выражение (3.9) в отличие от (2.58) получено без каких-либо искусственных предположений о форме пространственного распределения объемного заряда. Во-вторых, использование дрейфового приближения и приближения равномерного распределения для описания кинетики релаксации объемного заряда в электронейтральном диэлектрике (т.е. использование уравнений (3.16)–(3.18)) представляется более оправданным, чем в случае моноэлектрета, так как и величина внутреннего поля на границе области локализации объемного заряда, и доля подвижного заряда, дрейфующего внутрь диэлектрика (т.е. заряд в области $x_1^+ \div r$), в электронейтральном диэлектрике, значительно выше, чем в моноэлектрете (ср. рис. 2.1, 2.2 и 3.1).

Указанный вывод подтверждается и результатами численного моделирования [97], которые показывают, что приближенные аналитические выражения для термостимулированного тока короткого замыкания в электронейтральном диэлектрике с блокирующими электродами практически совпадают с результатами численного расчета на всем низкотемпературном участке пика тока.

Решение системы уравнений (3.16)–(3.18) зависит от соотношения величин характерных времен τ_t , τ_r , τ_f . Рассмотрим возможные предельные случаи.

Если выполняется условие $\tau_t \gg \tau_r, \tau_f$ (слабый перезахват), то совместное решение уравнений (3.9), (3.16), (3.17) для случая линейного нагрева дает асимптоту начального участка термостимулированного тока короткого замыкания в виде

$$j(T) \approx \frac{\mu k T}{L} n'_{t0} \omega_t \tau_0 \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right), \quad (3.20)$$

где

$$\tau_0 = \begin{cases} \tau_{f0} = \frac{\epsilon \epsilon_0}{q \mu n'_{t0}}, & \text{если } \tau_f \ll \tau_r, \\ \tau_{r0} = \frac{1}{p_t S_r v_T}, & \text{если } \tau_r \ll \tau_f. \end{cases} \quad (3.21)$$

Необходимо подчеркнуть, что условие слабого перезахвата, как это следует из анализа формул (3.13)–(3.15), в процессе нагрева диэлектрика перестает выполняться (поскольку время захвата уменьшается, а время пролета и время рекомбинации возрастают) (рис. 3.2, а).

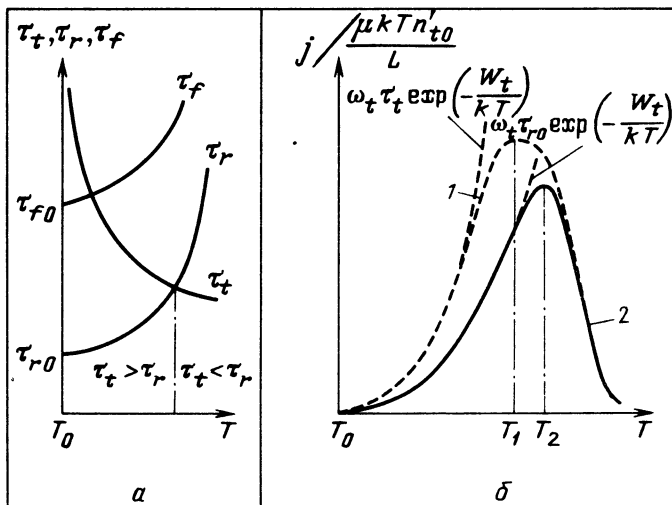


Рис. 3.2. Изменение характерных времен в процессе термической стимуляции (а). Асимптоты температурных зависимостей ТСТ КЗ в электронейтральном диэлектрике (б). Кривая 1 (формула (3.22)) – сильный перезахват, кривая 2 – результирующий ТСТ КЗ. Рисунок отражает случай сильной рекомбинации. T_1 и T_2 – положения максимума ТСТ КЗ, дающие правильное и фиктивное (заниженное) значения ω_3

При сильном перезахвате ($\tau_t \ll \tau_f, \tau_r$) решение системы уравнений (3.9), (3.16), (3.17) дает следующие выражения для термостимулированных токов короткого замыкания:

$$j(T) \approx \frac{\mu k T}{L} n'_{t0} \omega_t \tau_t \exp \left[-\frac{W_t}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_t \tau_t}{\beta \tau_{r0}} \exp \left(-\frac{W_t}{kT'} \right) dT' \right], \quad (3.22)$$

если реализуется сильная рекомбинация ($\tau_r \ll \tau_f$);

$$j(T) \approx \frac{\mu k T}{L} n'_{t0} \omega_t \tau_t \exp \left(-\frac{W_t}{kT} \right) \left[1 + \int_{T_0}^T \frac{\omega_t \tau_t}{\beta \tau_{f0}} \exp \left(-\frac{W_t}{kT'} \right) dT' \right]^{-1}, \quad (3.23)$$

если реализуется слабая рекомбинация ($\tau_f \ll \tau_r$) и $n'_{t0} \gg p_t$. Сравнение полученных формул с выражениями (1.13) и (1.20) свидетельствует о том, что термостимулированные токи короткого замыкания (ТСТ КЗ) в электронейтральном диэлектрике по своей форме подобны токам термостимулированной проводимости в таком же диэлектрике. Существенным различием между ТСТП и ТСТ КЗ является то, что положение пика ТСТ КЗ (а значит, и величина эффективного частотного фактора) может зависеть от подвижности свободных носителей заряда, в то время как положение пика ТСТП от этого параметра не зависит.

Как отмечалось выше, в процессе термической стимуляции возможен переход от режима слабого перезахвата к режиму сильного перезахвата. В этом случае асимптотой ТСТ КЗ первоначально является зависимость (3.20), а при более высоких температурах – (3.22) или (3.23). Переход от одной асимптоты к другой может приводить к искажению формы пика

ТСТ КЗ (см. рис. 3.2, б) и — что существенно при интерпретации экспериментальных данных — к фиктивному смещению пика ТСТ КЗ в область больших температур (т.е. к занижению эффективного частотного фактора ловушек, определяемого по положению пика ТСТ КЗ). Указанное обстоятельство может являться одной из причин известной в термоактивационной спектроскопии трудности, а именно значение эффективного частотного фактора, определяемого по кривым термостимулированных токов, часто оказывается много меньше теоретического прогноза [178, 189, 307, 368].

Характерным признаком рассматриваемой модели релаксации заряда (для которой традиционная обработка экспериментальных данных ведет к получению фиктивных значений частотного фактора) является изменение в процессе нагрева образца порядка кинетики (кинетика релаксации первого порядка при слабом перезахвате — на кинетику второго порядка при сильном перезахвате). Экспериментально установить факт изменения порядка кинетики релаксационного процесса можно, например, при помощи метода постоянного сигнала (см. § 7.2). В этой связи можно отметить экспериментальный результат, полученный в [73] для низкотемпературного пика термостимулированного тока в пленках окиси иттрия, для которого в этой работе установлено аномально низкое значение эффективного частотного фактора, методом постоянного сигнала как раз обнаружено изменение порядка кинетики релаксационного процесса (кинетика первого порядка — на кинетику второго порядка по мере роста температуры образца).

§ 3.3. ТОКИ КОРОТКОГО ЗАМЫКАНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ НАРУШЕНИЕМ ЭЛЕКТРОНЕЙТРАЛЬНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКА ЗА СЧЕТ ЭМИССИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ИЗ ЭЛЕКТРОДОВ

Рассмотрим диэлектрик с неблокирующими электродами, в котором (например, за счет предварительной биполярной инжекции) создана макроскопически неоднородная объемно-зарядовая поляризация при сохранении электронейтральности образца в целом. Предположим также, что носители заряда, инжектированные в диэлектрик, локализованы на глубоких электронных и дырочных ловушках, что обеспечивает известную стабильность поляризованного состояния. Упрощенная картина пространственного распределения объемного заряда и электрического поля внутри закороченного исходно электронейтрального диэлектрика приведена на рис. 3.3.

Пусть релаксация заряда внутри закороченного диэлектрика осуществляется за счет эмиссии носителей заряда из электродов. Плотность тока деполяризации в этом случае может быть определена как сумма плотностей тока проводимости ($j_{\text{пр}}$) и тока смещения ($j_{\text{см}}$) на одной из границ диэлектрика:

$$j(t) = j_{\text{пр}}(0, t) + j_{\text{см}}(0, t). \quad (3.24)$$

Интегрируя уравнение непрерывности в пределах области локализации положительного заряда ($0 \div r$) и пренебрегая равновесной проводимостью диэлектрика, а также эмиссией носителей заряда из ловушек по сравнению

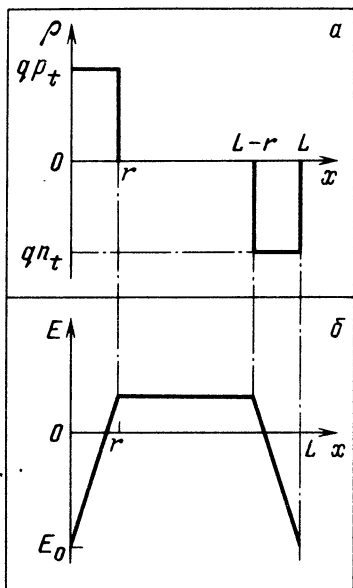


Рис. 3.3. Упрощенная картина распределения заряда (а) и внутреннего электрического поля (б) и замороченном исходно электронейтральном диэлектрике

с эмиссией носителей заряда из электрода *), получим

$$e \frac{dp_t(t)}{dt} = \frac{j_3(t)}{r}, \quad (3.25)$$

где $j_3(t)$ — плотность тока эмиссии электронов из электрода в диэлектрик, e — модуль заряда электрона.

Напряженность электрического поля в диэлектрике у границы раздела с электродом при условии короткого замыкания внешней цепи для выбранного пространственного распределения заряда определяется формулой:

$$E(0, t) = -\frac{ep_t r}{\epsilon\epsilon_0} \left(1 - \frac{r}{L}\right). \quad (3.26)$$

Из формулы (3.26) получим выражение для плотности тока смещения у границы диэлектрика

$$j_{см}(0, t) = \epsilon\epsilon_0 \frac{dE(0, t)}{dt} = -er \left(1 - \frac{r}{L}\right) \frac{dp_t}{dt}. \quad (3.27)$$

Сравнивая (3.25) и (3.27), можно сделать вывод о том, что плотность тока проводимости (эмиссии) по модулю больше плотности тока смещения, а направлены эти токи в противоположные стороны. Результирующий ток во внешней цепи по направлению совпадает с током эмиссии при деполяризации диэлектрика и, таким образом, направлен против тока предварительной поляризации образца.

Используя формулы (3.24), (3.25), (3.27), получим выражение для деполяризационного тока во внешней короткозамкнутой цепи:

$$j(t) = \frac{er^2}{L} \frac{dp_t}{dt}. \quad (3.28)$$

Кинетика изменения концентрации объемного заряда, как это следует из (3.25), определяется плотностью тока эмиссии из электрода. Предположим, что электроны выходят из металла и попадают в диэлектрик за счет эмиссии Шоттки. При сравнительно небольших напряженностях электрического поля у границы раздела металл — диэлектрик (а именно этот случай характерен для короткозамкнутого образца) плотность тока эмиссии

*) При этом плотность тока проводимости на границе диэлектрика есть не что иное, как плотность тока эмиссии из электрода в диэлектрик ($j_{пр}(0, t) = j_3(t)$).

Шоттки, согласно [129, 130], определяется в первом приближении выражением:

$$j_s(t) \approx AT \exp\left(-\frac{W_{\kappa}^*}{kT}\right) E(0, t), \quad (3.29)$$

где W_{κ}^* — откорректированная с учетом сил изображения высота потенциального барьера на границе диэлектрика с металлом, A — некоторая константа.

Решение уравнения (3.25) с учетом соотношений (3.29) и (3.26) дает для случая линейного нагрева (при $r \ll L$)

$$p_t(t) \approx p_{t0} \exp\left[-\int_{T_0}^T \frac{AT'}{T_0 \beta \epsilon \epsilon_0} \exp\left(-\frac{W_{\kappa}^*}{kT'}\right) dT'\right]. \quad (3.30)$$

Из (3.28) и (3.30) получаем выражение для термостимулированного тока во внешней короткозамкнутой цепи:

$$j(T) \approx -\frac{er^2 p_{t0}}{\epsilon \epsilon_0 L} AT \exp\left[-\frac{W_{\kappa}^*}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{AT'}{\beta \epsilon \epsilon_0} \exp\left(-\frac{W_{\kappa}^*}{kT'}\right) dT'\right]. \quad (3.31)$$

Для рассматриваемой модели термостимулированного тока выражение вида (3.31) было получено впервые в работе [443]. Анализ допущений, сделанных при выводе формулы (3.31), свидетельствует о том, что эта формула будет описывать термостимулированный ток короткого замыкания, если значение W_{κ}^* меньше глубины залегания ловушек в диэлектрике. В противном случае необходимо учитывать пространственное перераспределение объемного заряда в диэлектрике.

Таким образом, при определенных условиях, когда процесс термостимулированной релаксации заряда в диэлектрике определяется эмиссией носителей заряда из электродов, кривые термостимулированного тока короткого замыкания несут информацию о высоте потенциального барьера на границе раздела диэлектрик — металл.

§ 3.4. ИОННЫЕ ТЕРМОТОКИ В ОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРОНЕЙТРАЛЬНОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ С ОБЪЕМНО-ЗАРЯДОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

3.4.1. Приближенное аналитическое решение. Рассмотрим однородный электронейтральный диэлектрик, в котором ионы одного знака (для определенности положительного) являются подвижными, а ионы другого знака равномерно распределены по толщине диэлектрика и в диапазоне исследуемых температур остаются практически неподвижными (концентрация отрицательных фиксированных ионов n_{Φ}). Предположим также, что подвижность положительных ионов описывается выражением

$$\mu(T) = \mu_0 \exp\left(-\frac{W_{\mu}}{kT}\right), \quad (3.32)$$

где W_{μ} — высота потенциального барьера между соседними потенциальными ямами для ионов данного сорта.

Уравнение непрерывности для рассматриваемой задачи в дрейфовом приближении *) принимает вид

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = - \frac{\partial [\mu(T)n(x, t)E(x, t)]}{\partial x}. \quad (3.33)$$

С учетом уравнения Пуассона уравнение (3.33) в приближении униформного пространственного распределения подвижного заряда (подвижные ионы сосредоточены в области $0 \div r(t)$ с постоянной концентрацией $n(t)$) приобретает вид

$$\frac{dn}{dt} = - \frac{q\mu(T)n(t)[n(t) - n_{\Phi}]}{\epsilon\epsilon_0}, \quad (3.34)$$

где q — заряд подвижных ионов.

Уравнение (3.34) в свою очередь легко преобразуется к виду

$$-\frac{1}{n(t)} \frac{dn}{dt} + \frac{1}{n(t) - n_{\Phi}} \frac{d[n(t) - n_{\Phi}]}{dt} = - \frac{q\mu(T)n_{\Phi}}{\epsilon\epsilon_0}. \quad (3.35)$$

Интегрируя уравнение (3.35), получаем для случая линейного нагрева

$$\frac{n(T) - n_{\Phi}}{n(T)} = \frac{n(T_0) - n_{\Phi}}{n(T_0)} \exp \left[- \int_{T_0}^T \frac{q\mu_0 n(T_0) r_0}{\beta\epsilon\epsilon_0 L} \exp \left(- \frac{W_{\mu}}{kT'} \right) dT' \right]. \quad (3.36)$$

При выводе (3.36) учитывалось, что из условия сохранения электро-нейтральности диэлектрика $n(T)r(T) = n_{\Phi}L$.

Ток во внешней короткозамкнутой цепи может быть определен как ток смещения на блокирующем электроде:

$$j(t) = \epsilon\epsilon_0 \frac{dE(0, t)}{dt}. \quad (3.37)$$

Поскольку напряженность электрического поля на границе раздела диэлектрик — металл для выбранной модели релаксации заряда описывается выражением

$$E(0, t) = - \frac{qn(t)r(t)}{2\epsilon\epsilon_0} \left[1 - \frac{r(t)}{L} \right] = - \frac{qn_{\Phi}L}{2\epsilon\epsilon_0} \left[1 - \frac{n_{\Phi}}{n(t)} \right], \quad (3.38)$$

то плотность термостимулированного тока деполяризации во внешней короткозамкнутой цепи приобретает с учетом (3.34) следующий вид:

$$j(T) = - \frac{q\omega_{\mu} r_0^2 n(T_0)}{2L} \left(1 - \frac{r_0}{L} \right) \times \\ \times \exp \left[- \frac{W_{\mu}}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_{\mu} r_0}{\beta L} \exp \left(- \frac{W_{\mu}}{kT'} \right) dT' \right], \quad (3.39)$$

$$\omega_{\mu} = \frac{q\mu_0 n(T_0)}{\epsilon\epsilon_0} \quad (3.40)$$

*) Аргументы в пользу использования дрейфового приближения для описания кинетики релаксации объемного заряда в электронейтральном диэлектрике приведены в § 3.2.

– частотный фактор диффузионно-дрейфовой релаксации в однородном диэлектрике с концентрацией носителей заряда $n(T_0)$.

Выражения типа (3.39) для ионных термотоков были получены ранее в [88, 178].

3.4.2. Результаты численного моделирования. Сравним приведенные выше результаты приближенного аналитического решения с результатами моделирования кривых тока термостимулированной деполаризации (ТСД) в [97, 100], в которых система уравнений непрерывности и Пуассона решалась численным способом без указанных ограничений, т.е. с учетом влияния реального пространственного распределения заряда в диэлектрике, а также с учетом диффузии ионов.

Процедура математического моделирования тока ТСД в [97, 100] включала в себя несколько этапов: изотермическую поляризацию диэлектрика при температуре поляризации T_b и приложенном напряжении поляризации U_b ; "замораживание" поляризации, т.е. перевод диэлектрика в состояние с более низкой температурой T_0 при сохранении достигнутого на предыдущем этапе пространственного распределения заряда; однородный нагрев диэлектрика с постоянной скоростью при закороченных электродах. Предполагалось, что процессы генерации и рекомбинации носителей заряда отсутствуют, что другими видами релаксационной поляризации можно пренебречь, что электроды являются для ионов блокирующими.)

Процедура численного моделирования изотермической поляризации описана в [98]. Моделирование ТСД отличается от моделирования изотермической релаксации учетом температурных зависимостей характерных времен, которые обусловлены существованием зависимости (3.32).

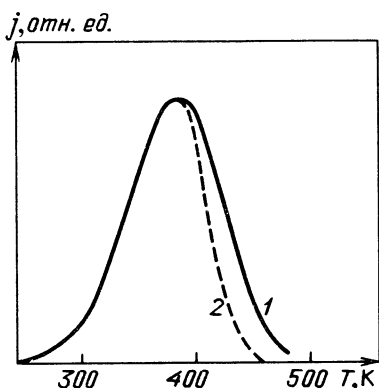


Рис. 3.4. Температурные зависимости тока ТСД в электронейтральном диэлектрике с ионной объемно-зарядовой поляризацией. Кривая 1 получена численным моделированием ($W_\mu = 0,35$ эВ; $L = 100$ нм; $\omega_\mu = 1,21 \cdot 10^3$ с $^{-1}$, $U_b = 1$ В; $T_b = 438$ К; $\tau_b = 200$ с; $\beta = 0,2$ К/с); кривая 2 соответствует выражению (3.39) для $W_\mu = 0,35$ эВ, $\omega_\mu = 2,09 \cdot 10^2$ с $^{-1}$

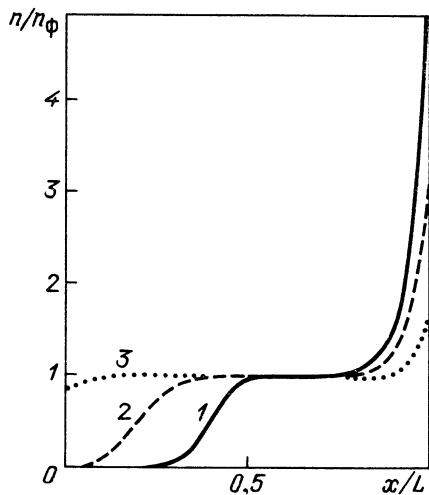


Рис. 3.5. Распределение подвижного заряда в диэлектрике с блокирующими электродами на разных стадиях термостимулированной деполаризации. Кривая 1 – $T = 203$ К; 2 – 385 К; 3 – 420; $W_\mu = 0,35$ эВ; $\omega_\mu = 1,21 \cdot 10^3$ с $^{-1}$; $\beta = 0,2$ К/с

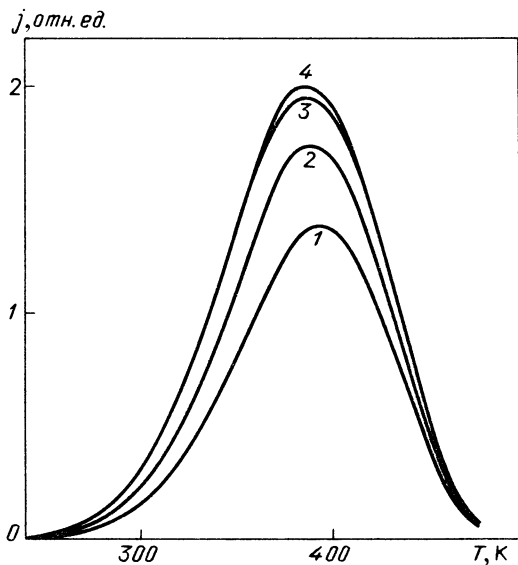


Рис. 3.6. Семейство температурных зависимостей тока ТСД, рассчитанных численным методом для различных времен поляризации. Кривая 1 - $\tau_b = 30$ с, 2 - 50, 3 - 100, 4 - 200; $U_b = 1,0$ В; $T_b = 165$ °С; $W_\mu = 0,35$ эВ; $\omega_\mu = 1,21 \cdot 10^3$ Гц; $\beta = 0,2$ К/с; $L = 100$ нм. Значения эффективных частотных факторов равны: $2,09 \cdot 10^2$ Гц при $\tau_b = 200$ с и $1,56 \cdot 10^2$ Гц при $\tau_b = 30$ с; значения центраида подвижного заряда равны: $0,80L$ при $\tau_b = 200$ с и $0,70L$ при $\tau_b = 30$ с

Основные результаты численного моделирования ТСД сводятся к следующему.

Низкотемпературный участок пика тока ТСД (вплоть до температуры максимума тока), полученный численным путем, практически совпадает с аналитической кривой (3.39) для этой же энергии активации подвижности ионов и при специальном подборе значения эффективного частотного фактора (рис. 3.4). Значение ω_3 , при котором достигается совпадение максимумов аналитической кривой и кривой, полученной численным моделированием, оказывается в несколько раз меньше ω_μ . Причиной указанного расхождения, по всей видимости, можно считать неоднородность пространственного распределения объемного заряда в поляризованном диэлектрике (рис. 3.5), которая сохраняется на протяжении всего процесса деполяризации. Следствием пространственного распределения подвижного заряда является координатная зависимость локального частотного фактора диффузионно-дрейфовой релаксации ($\tilde{\omega}_\mu$). Как видно из рис. 3.5, в диэлектрике имеется область, где концентрация подвижных ионов больше исходной (в этой области $\tilde{\omega}_\mu > \omega_\mu$), и, наоборот, есть область, где она меньше исходной (в этой области $\tilde{\omega}_\mu < \omega_\mu$). Поскольку релаксация заряда в обеих областях взаимосвязана (посредством внутреннего электрического поля), то результирующее время релаксации заряда будет определяться наиболее медленным процессом и соответственно эффективным частотным фактором, который меньше ω_μ (в остальных областях диэлектрика система подвижных носителей заряда будет успевать отслеживать эти медленные процессы).

Прямым свидетельством влияния вида исходного пространственного распределения подвижных ионов в диэлектрике на значение ω_3 являются кривые тока ТСД, полученные численным моделированием для различных времен поляризации (рис. 3.6) и разных напряжений поляризации (рис. 3.7). Увеличение времени и напряжения поляризации ведет, с одной стороны, к большему смещению подвижных ионов к одному из блокирующих электродов (об этом свидетельствует увеличение исходной координаты центра масс подвижного заряда), а с другой – к росту ω_3 . Наличие прямо пропорциональной зависимости между значениями ω_3 , определенными по положению пика тока ТСД при варьировании напряжения поляризации, и положением центра масс исходного распределения подвижного заряда (см. рис. 3.7) открывает возможность исследования полевой зависимости центра масс подвижного заряда в диэлектрике с блокирующими электродами по данным ТСД.

Ряд результатов численного моделирования ТСД полностью согласуется с аналитическим решением. Так, например, варьирование толщины диэлектрика (при прочих равных условиях) ведет к тому, что эф-

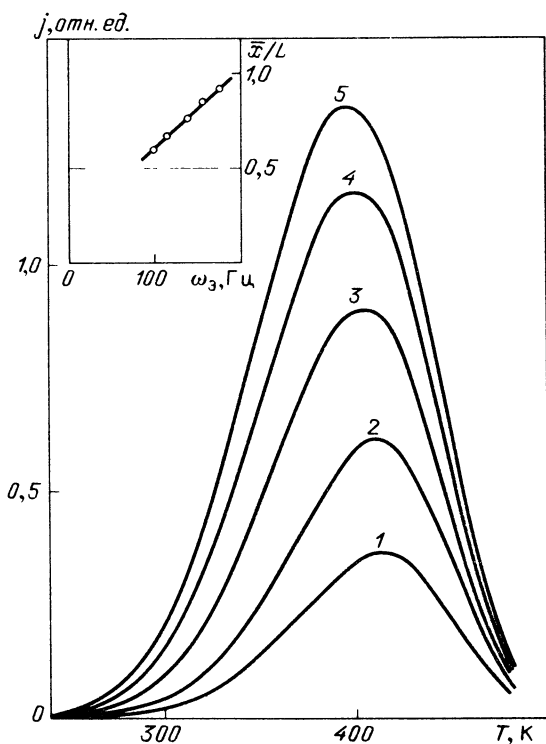


Рис. 3.7. Семейство температурных зависимостей тока ТСД, рассчитанных численным методом для различных напряжений поляризации. Кривая 1 – $U_b = 0,125$ В, 2 – 0,25, 3 – 0,5, 4 – 1,0, 5 – 2,0; $T_b = 165$ °С; $\tau_b = 200$ с; $W_\mu = 0,35$ эВ; $\omega_\mu = 6,05 \cdot 10^2$ Гц. На врезке – зависимость центра масс подвижного заряда перед деполяризацией от эффективного частотного фактора

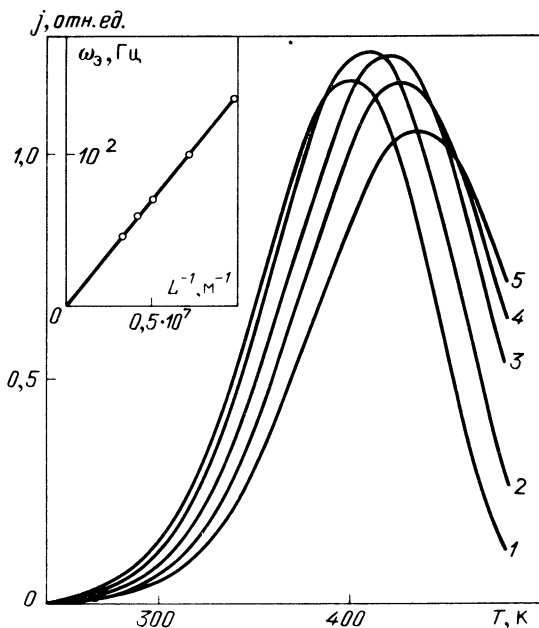


Рис. 3.8. Семейство температурных зависимостей тока ТСД, рассчитанных численным методом для различных толщин диэлектрика. На врезке – зависимость ω_3 от обратной толщины. Кривая 1 – $L = 100$ нм, 2 – 141, 3 – 200, 4 – 244, 5 – 300; $W_\mu = 0,35$ эВ; $\omega_\mu = 6,05 \cdot 10^2$ Гц; $U_b = 1,0$ В; $T_b = 165^\circ\text{C}$; $\tau_b = 200$ с. Значения эффективных частотных факторов соответственно равны: $1,38 \cdot 10^2$, $0,99 \cdot 10^2$, $0,70 \cdot 10^2$, $0,57 \cdot 10^2$ и $0,47 \cdot 10^2$ Гц

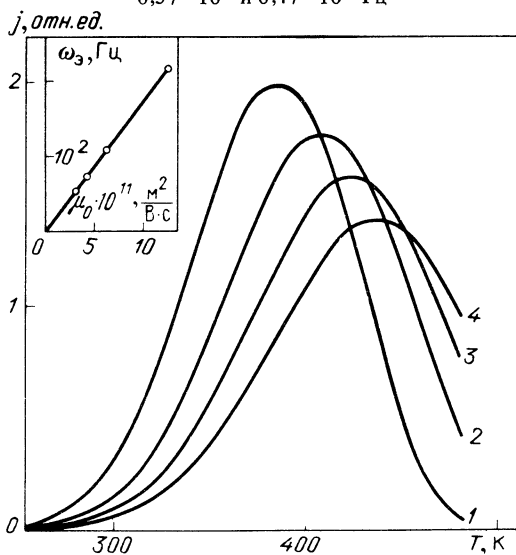


Рис. 3.9. Семейство температурных зависимостей тока ТСД, рассчитанных численным методом для различных подвижностей носителей заряда. На врезке – зависимость ω_3 по подвижности. Кривая 1 – $\mu_0 = 1,21 \cdot 10^{-10} m^2/(V \cdot c)$, 2 – $0,6050 \cdot 10^{-10}$, 3 – $0,4033 \cdot 10^{-10}$, 4 – $0,3025 \cdot 10^{-10}$; $W_\mu = 0,35$ эВ; $L = 100$ нм; $n_0 = 2,1 \cdot 10^{17} cm^{-3}$; $U_b = 1,0$ В; $T_b = 165^\circ\text{C}$; $\tau_b = 200$ с. Значения эффективных частотных факторов соответственно равны: $2,09 \cdot 10^2$, $1,05 \cdot 10^2$, $0,68 \cdot 10^2$, $0,52 \cdot 10^2$ Гц

$j, \text{отн.ед.}$

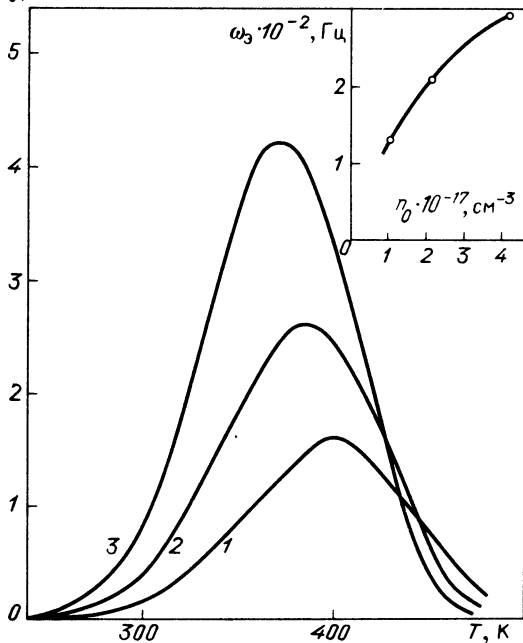


Рис. 3.10. Семейство температурных зависимостей тока ТСД, рассчитанных численным методом для различных концентраций подвижного заряда. На врезке – зависимость ω_3 от концентрации. Кривая 1 – $n_0 = 1,05 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, 2 – $2,1 \cdot 10^{17}$, 3 – $4,2 \cdot 10^{17}$; $W_\mu = 0,35 \text{ эВ}$; $\mu_0 = 1,21 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$; $L = 100 \text{ нм}$; $U_b = 1,0 \text{ В}$; $T_b = 165^\circ \text{С}$, $\tau_b = 200 \text{ с}$. Значения эффективных частотных факторов соответственно равны $1,38 \cdot 10^2$, $2,09 \cdot 10^2$, $2,97 \cdot 10^2 \text{ Гц}$

эффективный частотный фактор, определяемый по положению численных кривых тока ТСД, в полном согласии с (3.39) оказывается обратно пропорциональным значению этой толщины (рис. 3.8). Моделирование токов ТСД для различных значений μ_0 (рис. 3.9) также свидетельствует о существовании предсказываемой аналитическими выражениями (3.39), (3.40) прямо пропорциональной зависимости между ω_3 и μ_0 . Определенное расхождение между результатами аналитического и численного расчетов наблюдается при исследовании влияния на токи ТСД исходной концентрации подвижных ионов. Так, выражения (3.39), (3.40) предсказывают прямо пропорциональную зависимость $j(T_m)$ и ω_3 от $n(T_0)$, а результаты численного моделирования дают сублинейную зависимость (рис. 3.10).

Таким образом, аппроксимация пространственного распределения концентрации подвижных ионов прямоугольной функцией и пренебрежение диффузией дают аналитические выражения для тока ТСД, лишь частично согласующиеся с результатами более строгого численного моделирования этих токов. Поэтому аналитические выражения (3.39), (3.40) могут быть корректно использованы лишь для определения энергии активации подвижности ионов, а другие параметры релаксационного процесса целесообразно определять численными методами.

§ 3.5. ИОННЫЕ ТЕРМОТОКИ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ РАЗОРИЕНТАЦИЕЙ ДИПОЛЕЙ (КВАЗИДИПОЛЕЙ)

Термостимулированные токи короткого замыкания, как отмечалось в § 3.1, могут возникать при нагреве электронейтральных диэлектриков за счет разрушения макроскопически однородной релаксационной поляризации. Последняя (см. § В.2) может быть обусловлена ориентацией диполей (полярных молекул) в полярных диэлектриках или смещением слабо связанных ионов на микрорасстояния, т.е. появлением так называемых квазидиполей [116]. Квазидиполи могут существовать и в неполярных диэлектриках.

Согласно данным § В.2, процесс установления макроскопически однородной поляризации в диэлектрике с диполями (квазидиполями) в результате действия поляризующего поля E_b при температуре поляризации T_b описывается выражением

$$P(E_b, T_b, t) = pN_0 \Phi\left(\frac{pE_b}{kT_b}\right) \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{t}{\tau_d(T_b)}\right] \right\}, \quad (3.41)$$

где p и N_0 — дипольный момент и концентрация диполей (квазидиполей), Φ — функция Ланжевена для диэлектрика с диполями или одна треть гиперболического тангенса для диэлектрика с квазидиполями,

$$\tau_d(T_b) = \frac{1}{\omega_d} \exp\left(\frac{W_d}{kT}\right) \quad (3.42)$$

— время релаксации диполя (квазидиполя); W_d и ω_d — энергия активации реориентации и частотный фактор диполей (квазидиполей).

Спадание макроскопически однородной поляризации при изотермических условиях (температура T), согласно данным этого же параграфа, определяется для короткозамкнутого диэлектрика зависимостью

$$P(t) = P(E_b, T_b, \tau_b) \exp\left[-\frac{t}{\tau_d(T)}\right]. \quad (3.43)$$

где $P(E_b, T_b, \tau_b)$ описывается выражением (3.41), τ_b — время поляризации.

Дифференцируя выражение (3.43) по времени, можно получить выражение для плотности деполяризационного тока короткого замыкания, которая, согласно § 3.1, есть не что иное, как производная поляризации по времени:

$$j(t) = \frac{dP}{dt} = -\frac{P(E_b, T_b, \tau_b)}{\tau_d(T)} \exp\left[-\frac{t}{\tau_d(T)}\right]. \quad (3.44)$$

Знак минус в правой части выражения (3.44) означает, что ток деполяризации противоположен по направлению току поляризации.

Используя принцип температурно-временной суперпозиции [111, 328], можно выражение (3.44) преобразовать к формуле, описывающей темпе-

ратурную зависимость термостимулированного тока деполяризации:

$$j(T) = -P(E_b, T_b, \tau_b) \omega_d \exp \left[-\frac{W_d}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_d}{\beta} \exp \left(-\frac{W_d}{kT'} \right) dT' \right]. \quad (3.45)$$

В приближении не очень сильных поляризующих полей ($pE_b \ll kT_b$) выражение (3.45) упрощается и приобретает вид

$$j(T) = -\frac{p^2 N_0 E_b \omega_d^2 \tau_b}{3kT_b} \exp \left[-\frac{W_d}{kT_b} - \frac{W_d}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_d}{\beta} \exp \left(-\frac{W_d}{kT'} \right) dT' \right]. \quad (3.46)$$

если $\tau_b \ll \tau_d(T_b)$, и

$$j(T) = -\frac{p^2 N_0 E_b \omega_d}{3kT_b} \exp \left[-\frac{W_d}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_d}{\beta} \exp \left(-\frac{W_d}{kT'} \right) dT' \right], \quad (3.47)$$

если $\tau_b \gg \tau_d(T_b)$.

Соотношение типа (3.47) было впервые получено для диэлектрика с диполями в [275], а для диэлектрика с квазидиполями — в [375]. На возможность существования зависимости (3.46) было обращено внимание в [92]. В этой же работе проведен последовательный анализ влияния условий поляризации (E_b, T_b, τ_b) на величину пика тока ТСД в диэлектрике с дипольной поляризацией. Из выражений (3.45) и (3.41) следует, что предэкспоненциальный множитель в выражении для тока ТСД в диэлектрике с дипольной поляризацией сложным образом зависит от условий поляризации. Так, например, зависимость этого множителя от E_b и τ_b линейна лишь до определенных значений этих параметров, а затем становится сублинейной, и в пределе множитель перестает зависеть от этих параметров. Что касается влияния температуры поляризации, то для не очень высоких температур наблюдается экспоненциальный рост указанного множителя с ростом температуры, который по мере дальнейшего роста температуры сменяется гиперболическим спадом [92].

Следует отметить, что при выводе выражений (3.45)–(3.47) не учитывались микроструктура кристаллов и возможность возвращения диполя в исходное положение за время, меньшее времени релаксации. Учет этих факторов при анализе токов ТСД можно найти в работах [234, 235]. Специфика токов ТСД в диэлектрике, в котором имеется квазинепрерывное распределение диполей как по энергии активации реориентации, так и по частотному фактору, проанализирована в § 5.2. Влияние равновесной проводимости на термостимулированную реориентацию диполей в диэлектрике с изолирующими прокладками рассмотрено в § 4.3.

ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ЗАРЯДА В КОРОТКОЗАМКНУТЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ ОБРАЗЦАХ

§ 4.1. ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫЕ ТОКИ КОРОТКОГО ЗАМЫКАНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ РЕЛАКСАЦИЕЙ МАКСВЕЛЛА – ВАГНЕРА

В однородном диэлектрике (высокоомном полупроводнике) равновесная проводимость, как отмечалось выше (см. § 3.1), не приводит к появлению токов короткого замыкания. Иначе обстоит дело в гетерогенных системах, т.е. в образцах, содержащих различные компоненты или фазы. Если значения диэлектрической проницаемости и проводимости внутри отдельных фаз различны, то при помещении такого образца во внешнее электрическое поле на межфазных границах за счет равновесной проводимости будут накапливаться заряды (поляризация Максвелла – Вагнера, см. § В.2). Охлаждение таких образцов с приложенным полем ведет к "замораживанию" накопленных зарядов, а последующий нагрев короткозамкнутого образца сопровождается появлением термостимулированного тока во внешней цепи [469]. Рассмотрим особенности этих термостимулированных токов на примерах двухслойного и трехслойного образцов.

4.1.1. Термостимулированная релаксация заряда в двухслойном диэлектрике. Рассмотрим двухслойный диэлектрик (см. рис. В.4,а), на границе раздела слоев которого за счет поляризации Максвелла – Вагнера накапливается заряд. Обозначим поверхностную плотность накопившегося заряда σ^* , а поверхностные плотности зарядов, индуцированных на короткозамкнутых электродах, соответственно σ_1 и σ_2 . Между указанными плотностями зарядов существует простая связь:

$$\sigma^*(t) = \sigma_1(t) + \sigma_2(t). \quad (4.1)$$

Предполагая, что другие виды поляризации в диэлектрических слоях существенного вклада в поляризацию образца не дают, напряженности электрического поля в слоях можно записать в виде

$$E_1(t) = - \frac{\sigma^*(t) d_2}{\epsilon_0(\epsilon_1 d_2 + \epsilon_2 d_1)}, \quad (4.2)$$

$$E_2(t) = \frac{\sigma^*(t) d_1}{\epsilon_0(\epsilon_1 d_2 + \epsilon_2 d_1)}, \quad (4.3)$$

где ϵ_1 , ϵ_2 – диэлектрические проницаемости слоев, d_1 , d_2 – толщины слоев. При выводе (4.2), (4.3) использовались условие короткого замыкания образца и соотношение (4.1).

Нейтрализация заряда, скопившегося на межфазной границе, определяется в рассматриваемом случае токами проводимости в обоих слоях [239] *):

$$\frac{d\sigma^*}{dt} = -\lambda_2 E_2(t) + \lambda_1 E_1(t). \quad (4.4)$$

*) Уравнение (4.4) есть не что иное, как первый интеграл по координате уравнения непрерывности для пространственного распределения заряда в виде δ -функции.

Подставляя в (4.4) выражения для напряженностей электрического поля в каждом слое, получаем дифференциальное уравнение, описывающее изменение поверхностной плотности заряда на межфазной границе:

$$\frac{d\sigma^*}{dt} = - \frac{\lambda_2 d_1 + \lambda_1 d_2}{\epsilon_0(\epsilon_1 d_2 + \epsilon_2 d_1)} \sigma^*(t) = - \frac{\sigma^*(t)}{\tau_\theta}, \quad (4.5)$$

где τ_θ — время релаксации, определяемое формулой (В.15). Решение уравнения (4.5) имеет вид

$$\sigma^*(t) = \sigma_0^* \exp\left(-\frac{t}{\tau_\theta}\right), \quad (4.6)$$

где σ_0^* — исходное значение поверхностной плотности заряда на межфазной границе. Используя подход, описанный в [221], можно получить выражение, связывающее σ_0^* с условиями предварительной поляризации:

$$\sigma_0^*(U_b, T_b, \tau_b) = \frac{\epsilon_0 U_b [\epsilon_2 \lambda_1(T_b) - \epsilon_1 \lambda_2(T_b)]}{\lambda_1(T_b) d_2 + \lambda_2(T_b) d_1} \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{\tau_b}{\tau_\theta(T_b)}\right] \right\}. \quad (4.7)$$

Выражение для тока во внешней короткозамкнутой цепи получаем из уравнения для полного тока с учетом формул (4.2), (4.3), (4.5):

$$\begin{aligned} j(t) &= \lambda_1 E_1(t) + \epsilon_1 \epsilon_0 \frac{dE_1(t)}{dt} = \lambda_2 E_2(t) + \epsilon_2 \epsilon_0 \frac{dE_2(t)}{dt} = \\ &= \frac{(\lambda_1 \epsilon_2 - \lambda_2 \epsilon_1) d_1 d_2}{(\epsilon_1 d_2 + \epsilon_2 d_1) (\lambda_2 d_1 + \lambda_1 d_2)} \frac{d\sigma^*}{dt}. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Принимая во внимание (4.6), получим из (4.8) следующее выражение для тока короткого замыкания во внешней цепи в случае линейного нагрева:

$$j(T) = - \frac{\sigma_0^*(U_b, T_b, \tau_b) d_1 d_2}{\epsilon_0 (\epsilon_1 d_2 + \epsilon_2 d_1)^2} [\lambda_1(T) \epsilon_2 - \lambda_2(T) \epsilon_1] \exp\left[-\int_{T_0}^T \frac{dT'}{\beta \tau_\theta(T')}\right], \quad (4.9)$$

где

$$\tau_\theta(T) = \epsilon_0 (\epsilon_2 d_1 + \epsilon_1 d_2) [\lambda_2(T) d_1 + \lambda_1(T) d_2]^{-1}. \quad (4.10)$$

Выражения типа (4.8), (4.9) для термостимулированного тока деполяризации в двухслойном диэлектрике были получены в [338, 393, 394, 469].

Анализ выражения (4.9) показывает, что в зависимости от соотношения проводимостей и диэлектрических проницаемостей слоев направления токов короткого замыкания во внешней цепи могут быть разными (при условии неизменности знака заряда на межфазной границе). Другое дело, что сам знак заряда, накапливающегося на границе раздела слоев, также может зависеть от соотношения указанных характеристик слоев (см. формулу (4.7)). Поэтому, если накопление заряда на межфазной границе происходило в результате поляризации Максвелла — Вагнера и в течение всего нагрева соотношение между проводимостями слоев качественно не меняется, то направление тока деполяризации оказывается противоположным направлению тока предварительной поля-

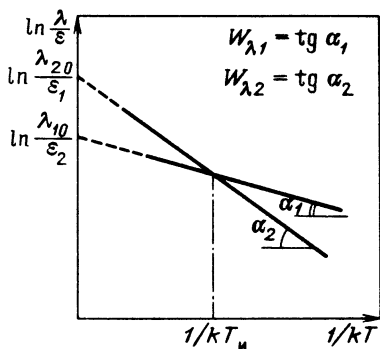


Рис. 4.1. Иллюстрация качественного изменения соотношения проводимостей слоев в двухслойном диэлектрике в процессе нагрева (T_n – температуры инверсии термостимулированного тока деполяризации)

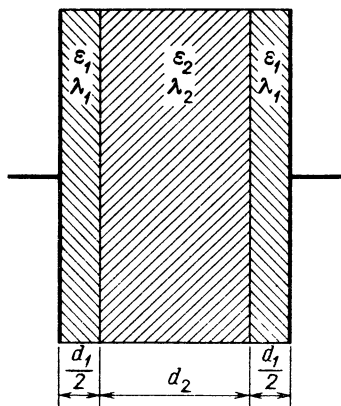


Рис. 4.2. Модель трехслойного диэлектрика

ризации. Если же в процессе нагрева предварительно поляризованного образца соотношение между проводимостями слоев изменится качественно (рис. 4.1), что осуществляется при выполнении определенных условий (если $W_{\lambda 2} > W_{\lambda 1}$ при $\lambda_{20}\epsilon_1 > \lambda_{10}\epsilon_2$, либо если $W_{\lambda 2} < W_{\lambda 1}$ при $\lambda_{20}\epsilon_1 < \lambda_{10}\epsilon_2$)*), то термостимулированный ток деполяризации должен испытывать инверсию знака [8]. Температура, при которой должна происходить инверсия термостимулированного тока деполяризации T_n , не зависит от условий поляризации и определяется соотношением

$$kT_n = (W_{\lambda 2} - W_{\lambda 1}) / \ln \frac{\lambda_{20}\epsilon_1}{\lambda_{10}\epsilon_2}. \quad (4.11)$$

Если температура предварительной поляризации ниже температуры инверсии тока деполяризации ($T_b < T_n$), то при низких температурах ($T < T_n$) будет наблюдаться гетеропик, а при высоких ($T > T_n$) – гомопик деполяризационного тока. Если же $T_b > T_n$, то последовательность появления указанных пиков тока изменяется на противоположную: гомопик – при низких температурах и гетеропик – при высоких температурах.

4.1.2. Термостимулированные токи короткого замыкания в трехслойном диэлектрике. При описании термостимулированных токов короткого замыкания в реальных материалах весьма полезной является модель трехслойного диэлектрика (рис. 4.2). Дело в том, что у реальных материалов тонкие приповерхностные слои часто обладают более высокой проводимостью по сравнению с основным объемом диэлектрика [211]. Кроме того, в ряде случаев при изменении термостимулированных токов короткого замыкания между электродами и собственно исследуемым диэлектриком помещают изолирующие прослойки или создают воз-

*) $W_{\lambda i}$ и λ_{i0} – параметры i -го слоя диэлектрика, определяющие проводимость этого слоя по формуле (1.36).

душные зазоры [116, 469]. Процесс релаксации заряда в трехслойной системе может быть в первом приближении описан моделью двухслойного диэлектрика, у которого электрические параметры (λ, ϵ) одного из слоев совпадают с соответствующими параметрами внешних прослоек трехслойного диэлектрика, а толщина этого слоя равна сумме толщин внешних прослоек [211].

Вначале рассмотрим случай, когда проводимость внешних слоев трехслойного диэлектрика много выше проводимости внутренней части этой гетерогенной системы $(\lambda_1 \gg \lambda_2)$. Время релаксации заряда в такой системе в этом случае, согласно (B.15), описывается выражением

$$\tau_\theta \approx \frac{\epsilon_0(\epsilon_1 d_2 + \epsilon_2 d_1)}{\lambda_1 d_2} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_1}{\lambda_1} \frac{1}{1-f}, \quad (4.12)$$

где

$$f = \frac{\epsilon_2 d_1}{\epsilon_1 d_2 + \epsilon_2 d_1} \quad (4.13)$$

— фактор закорачивания для рассматриваемой модели гетерогенного диэлектрика.

Исходное значение поверхностной плотности заряда на межфазной границе диэлектриков, согласно (4.7), описывается для рассматриваемого случая формулой

$$\sigma_0^*(U_b, T_b, \tau_b) = \frac{\epsilon_0 \epsilon_2 U_b}{d_2} \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{\tau_b}{\tau_\theta(T_b)} \right] \right\}. \quad (4.14)$$

Выражение для термостимулированного тока короткого замыкания в этом случае $(\lambda_1 \gg \lambda_2)$, согласно (4.9) и (4.14), приобретает вид

$$j(T) \approx -\frac{U_b}{d_1} f^2 \lambda_{10} \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{\tau_b}{\tau_\theta(T_b)} \right] \right\} \exp \left[-\frac{W_{\lambda 1}}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_{\mu 1}(1-f)}{\beta} \exp \left(-\frac{W_{\lambda 1}}{kT'} \right) dT' \right], \quad (4.15)$$

где $\omega_{\mu 1} = \lambda_{10}/(\epsilon_0 \epsilon_1)$ — частотный фактор диффузионно-дрейфовой релаксации в приповерхностных слоях.

Если суммарная толщина внешних слоев повышенной проводимости много меньше толщины остальной части диэлектрика $(d_1 \ll d_2)$, а также время предварительной поляризации достаточно велико $(\tau_b \gg \tau_\theta(T_b))$, то выражение (4.15) упрощается и принимает вид

$$j(T) \approx -\frac{\epsilon_2^2 d_1 U_b \lambda_{10}}{\epsilon_1^2 d_2^2} \exp \left[-\frac{W_{\lambda 1}}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_{\mu 1}}{\beta} \exp \left(-\frac{W_{\lambda 1}}{kT'} \right) dT' \right]. \quad (4.16)$$

Зависимость (4.16) имеет типичный вид кривых ТСТ КЗ. Видно, что форма кривой термостимулированного тока в этом случае полностью определяется параметрами слоев повышенной проводимости $(W_{\lambda 1}, \omega_{\mu 1})$. Из (4.16) следует, что направление тока деполяризации в рассматриваемом случае противоположно направлению тока предварительной поляризации.

Рассмотрим далее случай, прямо противоположный предыдущему. Пусть гетерогенная система содержит изолирующие прослойки (общая

толщина d_1 , диэлектрическая проницаемость ϵ_1) и собственно исследуемый диэлектрик (d_2, ϵ_2). В этом случае $\lambda_1 = 0$ и время релаксации заряда определяется формулой

$$\tau_\theta = \frac{\epsilon_0(\epsilon_1 d_2 + \epsilon_2 d_1)}{\lambda_2 d_1} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_2}{\lambda_2} \frac{1}{f}. \quad (4.17)$$

Соответственно выражение для тока короткого замыкания во внешней цепи приобретает вид

$$j(T) = -\frac{U_b}{d_2} (1-f)^2 \lambda_{20} \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{\tau_b}{\tau_\theta(T_b)}\right] \right\} \times \\ \times \exp\left[-\frac{W\lambda_2}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_\mu 2f}{\beta} \exp\left(-\frac{W\lambda_2}{kT'}\right) dT'\right]. \quad (4.18)$$

Характерными особенностями выражения (4.18) является то, что предэкспоненциальный множитель (при $\tau_b \gg \tau_\theta$) пропорционален $(1-f)^2$, а эффективный частотный фактор ω_3 равен $\omega_\mu 2f$. Такие зависимости указанных величин от значения фактора закорачивания для рассматриваемого случая отмечались ранее, в [469]. Если толщина изолирующих прокладок много меньше толщины собственно исследуемого диэлектрика ($d_1 \ll d_2$), то значение фактора закорачивания будет много меньше единицы и соответственно величина эффективного частотного фактора, определяемого по термостимулированным токам, оказывается много меньше значения частотного фактора диффузионно-дрейфовой релаксации исследуемого диэлектрика. Таким образом, наряду с описанной в § 3.2 имеется еще одна версия объяснения известного экспериментального факта — аномально низких значений эффективного частотного фактора релаксационного процесса, определяемых по кривым термостимулированного тока.

Сравнение формул (4.15) и (4.18) показывает, что соотношение максимумов тока ТСТ КЗ в трехслойной системе с более проводящими внешними слоями (j_{m1}) и с изолирующими внешними прослойками (j_{m2}) при одинаковых электрических параметрах низкоомной части системы и одинаковых условиях эксперимента описывается формулой

$$\frac{j_{m1}}{j_{m2}} \approx \left(\frac{f}{1-f}\right)^2 \left(\frac{T_{m2}}{T_{m1}}\right)^2, \quad (4.19)$$

где T_{m1}, T_{m2} — температурное положение соответствующих максимумов. Из (4.19) следует, что при $f \ll 1$ (т.е. $d_1 \ll d_2$) $j_{m1} \ll j_{m2}$. Таким образом, если толщина периферийных слоев в гетерогенной системе много меньше толщины остальной части образца, то величина пика ТСТ КЗ, обусловленного нейтрализацией заряда за счет проводимости периферийных областей, оказывается существенно меньше величины пика ТСТ КЗ, обусловленного проводимостью внутренней части гетерогенной системы. Аналогичный вывод, хотя и другим путем, получен в [239, 469].

**§ 4.2. ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННАЯ НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ
ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА ЗА СЧЕТ РАВНОВЕСНОЙ ПРОВОДИМОСТИ
В ОБРАЗЦЕ С ИЗОЛИРУЮЩИМИ ПРОКЛАДКАМИ**

Пользуясь результатами предыдущего параграфа, сведем задачу изучения релаксации заряда в трехслойной системе к задаче двухслойного диэлектрика. Обозначим толщину диэлектрика L , а суммарную толщину изолирующих прослоек d (диэлектрические проницаемости изолирующих прослоек и диэлектрического слоя, соответственно ϵ_1 и ϵ_2). В отличие от рассмотренной ранее задачи будем считать, что в исследуемой гетерогенной системе поляризационный заряд может находиться не только на межфазной границе раздела, но и внутри диэлектрического слоя, в виде объемного заряда с плотностью $\rho(x, t)$. Предположим также, что релаксация как объемного заряда, так и заряда на границе раздела слоев обусловлена их нейтрализацией за счет равновесной проводимости диэлектрического слоя. Для учета влияния релаксации объемного заряда на внешний ток в короткозамкнутой цепи введем, согласно [219], величину эффективной поверхностной плотности этого заряда:

$$\hat{\sigma}(t) = \int_0^L \left(1 - \frac{x}{L}\right) \rho(x, t) dx = \frac{1}{L} \int_0^L dx \int_0^x \rho(x', t) dx'. \quad (4.20)$$

Суммарная поверхностная плотность заряда на границе раздела фаз определяется формулой

$$\sigma^*(t) = \sigma_r(t) + \hat{\sigma}(t), \quad (4.21)$$

где $\sigma_r(t)$ – поверхностная плотность реального заряда на границе раздела фаз (возникшая за счет поляризации Максвелла – Вагнера). Поверхностные плотности индуцированных на электродах зарядов $\sigma_1(t)$ и $\sigma_2(t)$, как и раньше, удовлетворяют соотношению (4.1). Напряженности электрического поля в изолирующих прослойках $E_1(t)$ и в диэлектрическом слое $E_2(x, t)$ определяются в рассматриваемом случае выражениями

$$E_1(t) = - \frac{\sigma_1(t)}{\epsilon_0 \epsilon_1}, \quad (4.22)$$

$$E_2(x, t) = E_2(0, t) + \int_0^x \frac{\rho(x', t)}{\epsilon_0 \epsilon_2} dx'. \quad (4.23)$$

Из условия короткого замыкания гетерогенной системы получаем, что

$$E_2(0, t) = \frac{\sigma_2(t) - \hat{\sigma}(t)}{\epsilon_0 \epsilon_2}, \quad (4.24)$$

$$\sigma_2(t) = \frac{\epsilon_2 d}{\epsilon_1 L} \sigma_1(t). \quad (4.25)$$

Используя соотношения (4.1), (4.24) и (4.25), формулы (4.22) и (4.23)

можно преобразовать к виду

$$E_1(t) = - \frac{L\sigma^*(t)}{\epsilon_0(\epsilon_1 L + \epsilon_2 d)}, \quad (4.26)$$

$$E_2(x, t) = \frac{d\sigma^*(t)}{\epsilon_0(\epsilon_1 L + \epsilon_2 d)} - \frac{\hat{\sigma}(t)}{\epsilon_0 \epsilon_2} + \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_2} \int_0^x \rho(x', t) dx'. \quad (4.27)$$

Поскольку прокладки изолирующие, ток во внешней цепи может быть определен следующим образом:

$$j(t) = \epsilon_0 \epsilon_1 \frac{dE_1(t)}{dt} = - \frac{\epsilon_1 L}{(\epsilon_1 L + \epsilon_2 d)} \frac{d\sigma^*}{dt} = - (1-f) \left[\frac{d\sigma_r}{dt} + \frac{d\hat{\sigma}}{dt} \right], \quad (4.28)$$

где f – фактор закорачивания.

Кинетика релаксации реального заряда на границе фаз определяется уравнением

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_r}{dt} &= -\lambda_2 E_2(0, t) = - \frac{[\sigma_r(t) + \hat{\sigma}(t)] \lambda_2 d_2}{\epsilon_0(\epsilon_1 L + \epsilon_2 d)} + \frac{\lambda_2 \hat{\sigma}(t)}{\epsilon_0 \epsilon_2} = \\ &= - \frac{f}{\tau_{\mu 2}} \sigma_r(t) + \frac{(1-f)}{\tau_{\mu 2}} \hat{\sigma}(t). \end{aligned} \quad (4.29)$$

Из (4.29) следует, что релаксация объемного заряда в диэлектрике оказывает влияние на релаксацию реального заряда на границе раздела фаз.

В то же время кинетика релаксации объемного заряда определяется уравнением непрерывности

$$\frac{\partial \rho(x, t)}{\partial t} = - \lambda_2 \frac{\partial E_2}{\partial x} = - \frac{\lambda_2 \rho(x, t)}{\epsilon_0 \epsilon_2} = - \frac{\rho(x, t)}{\tau_{\mu 2}}. \quad (4.30)$$

Интегрируя последовательно (4.30) и (4.20), получим

$$\hat{\sigma}(t) = \hat{\sigma}_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mu 2}}\right). \quad (4.31)$$

Таким образом, релаксация объемного заряда в диэлектрике не зависит от релаксации реальных зарядов на границе раздела фаз.

Решая уравнение (4.29) с учетом формулы (4.31), находим

$$\sigma_r(t) = [\sigma_{r0} + \hat{\sigma}(0)] \exp\left(-\frac{tf}{\tau_{\mu 2}}\right) - \hat{\sigma}(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mu 2}}\right). \quad (4.32)$$

Подставляя (4.31) и (4.32) в (4.28), получим для линейного нагревания выражение, описывающее термостимулированный ток короткого замыкания:

$$j(T) = f(1-f) (\sigma_{r0} + \hat{\sigma}_0) \omega_{\mu} \exp \left[-\frac{W_{\lambda}}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_{\mu} f}{\beta} \exp\left(-\frac{W_{\lambda}}{kT'}\right) dT' \right], \quad (4.33)$$

где W_{λ} и ω_{μ} – энергия активации проводимости и частотный фактор диффузионно-дрейфовой релаксации в диэлектрическом слое.

Сравнение выражения (4.18) с (4.33) показывает, что наличие фиксированного объемного заряда в диэлектрическом слое гетерогенной системы с изолирующими прокладками не приводит к изменению формы пика ТСТ КЗ, а лишь влияет на величину этого пика. Выражение типа (4.33) было получено ранее для рассматриваемого случая в [396].

Следует подчеркнуть одно важное обстоятельство. Как следует из (4.33), в образце с изолирующими прокладками и с диэлектриком, содержащим фиксированный объемный заряд, ТСТ КЗ может появляться во внешней цепи, даже если предварительно поляризация Максвелла – Вагнера в этом образце не создавалась (т.е. если $\sigma_{r0} = 0$). В этом случае, согласно (4.32), в гетерогенной структуре развивается релаксация Максвелла – Вагнера (т.е. появляются реальные заряды на границе раздела фаз) во внутреннем поле объемного заряда. Таким образом, процесс термостимулированной релаксации заряда в рассматриваемой гетерогенной структуре представляет собой комбинацию термостимулированной поляризации и термостимулированной деполяризации образца.

§ 4.3. ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННАЯ РАЗОРИЕНТАЦИЯ ДИПОЛЕЙ В ДИЭЛЕКТРИКЕ С ИЗОЛИРУЮЩИМИ ПРОКЛАДКАМИ

Рассмотрим гетерогенную систему – диэлектрик с двумя изолирующими прокладками, причем в отличие от ранее исследованных случаев предположим, что в таком диэлектрике наряду с поляризацией Максвелла – Вагнера реализуется макроскопически однородная дипольная поляризация ($P(t)$). Учтем также, что $P(t)$ и $\sigma_r(t)$ имеют, согласно [239], противоположные знаки, т.е. что $P(t)$ отвечает за дипольный гетерозаряд, а $\sigma_r(t)$ – за гомозаряд. В этом случае выражение для суммарной поверхностной плоскости заряда на границе раздела фаз будет иметь вид

$$\sigma^*(t) = \sigma_r(t) - P(t). \quad (4.34)$$

Напряженности электрического поля в изолирующих прокладках ($E_1(t)$) и в диэлектрике ($E_2(t)$) короткозамкнутой гетерогенной системы определяются, как это следует из (4.2), (4.3) и (4.34), выражениями

$$E_1(t) = - \frac{[\sigma_r(t) - P(t)] L}{\epsilon_0(\epsilon_1 L + \epsilon_2 d)}, \quad (4.35)$$

$$E_2(t) = \frac{[\sigma_r(t) - P(t)] d}{\epsilon_0(\epsilon_1 L + \epsilon_2 d)}. \quad (4.36)$$

Учитывая наличие непроводящих прокладок ($\lambda_1 = 0$), ток во внешней короткозамкнутой цепи можно записать следующим образом:

$$j(t) = \epsilon_0 \epsilon_1 \frac{dE_1}{dt} = \frac{\epsilon_1 L}{\epsilon_1 L + \epsilon_2 d} \frac{d[P(t) - \sigma_r(t)]}{dt}. \quad (4.37)$$

Выражение (4.37), хорошо известное по литературе (см., например, [239, 389, 469]), свидетельствует о том, что ток короткого замыкания в рассматриваемой гетерогенной системе определяется как кинетикой релаксации реального заряда на границе раздела фаз, так и кинетикой разупорядочения диполей.

Кинетика релаксации реального заряда на границе раздела диэлектрик–изолирующая прокладка определяется уравнением

$$\frac{d\sigma_r}{dt} = -\lambda_2 E_2(t) = -\frac{\lambda_2 d[\sigma_r(t) - P(t)]}{\epsilon_0(\epsilon_1 L + \epsilon_2 d)} = -\frac{f}{\tau_\mu} [\sigma_r(t) - P(t)], \quad (4.38)$$

где τ_μ – время максвелловской релаксации в диэлектрике, f – фактор закорачивания.

Из (4.38) следует, что процесс релаксации реального заряда на границе раздела фаз зависит от процесса разориентации диполей. В свою очередь процесс разориентации диполей описывается уравнением Дебая (1.65), которое с учетом (B.10) и (4.36) можно представить в виде

$$\frac{dP}{dt} + \left(1 + \frac{fNp^2}{3kT\epsilon_0\epsilon_2}\right) \frac{P(t)}{\tau_d} = \frac{fNp^2}{3kT\epsilon_0\epsilon_2} \frac{\sigma_r(t)}{\tau_d}. \quad (4.39)$$

Таким образом, релаксация дипольной поляризации в гетерогенной закороченной системе в свою очередь зависит от релаксации реального заряда на границе раздела фаз. Так, например, в [125] обнаружено явление термостимулированной переполаризации диполей во внутреннем поле инжектированного заряда в гетероструктуре на основе полимера.

Задача существенно упрощается, если ограничиться рассмотрением гетерогенной системы с тонкими изолирующими прокладками ($d \ll L$, $f \rightarrow 0$). В этом случае в уравнении (4.39) можно правую часть заменить на нуль, т.е. пренебречь влиянием поляризации Максвелла – Вагнера на релаксацию диполей. Решение уравнения (4.39) в этом приближении дает для случая линейного нагревания следующую температурную зависимость дипольной поляризации:

$$P(t) = P_0 \exp \left[- \int_{T_0}^T \frac{\omega_d}{\beta} \exp \left(- \frac{W_d}{kT'} \right) dT' \right], \quad (4.40)$$

где W_d , ω_d – энергия активации и частотный фактор реориентации диполей, определяющие по формуле (3.42) время релаксации диполей.

Решение системы уравнений (4.37), (4.38) рассмотрим для ряда частных случаев.

Пусть $W_d < W_\lambda$. Следствием этого является то, что в достаточно широком диапазоне температур изменением σ_r в процессе нагрева можно пренебречь (по сравнению с изменением P). В этом диапазоне температур уравнение (4.37) с учетом (4.40) дает

$$j(T) \approx - (1 - f) P_0 \omega_d \exp \left[- \frac{W_d}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_d}{\beta} \exp \left(- \frac{W_d}{kT'} \right) dT' \right]. \quad (4.41)$$

Выражение (4.41) отличается от (3.45) лишь несущественным множителем $1 - f$. Дальнейший нагрев такого образца приведет к термостимулированной нейтрализации поверхностного заряда (разрушение поляризации Максвелла – Вагнера), которая будет сопровождаться появлением ТСТ КЗ противоположного знака (гомопик). Температурная зависимость ТСТ КЗ для гомопика описывается выражением типа (4.33).

Последовательное появление гетеро- и гомопиков ТСТ КЗ в системе с изолирующими прокладками считается в литературе [116, 239] недвусмыс-

ленным доказательством существования в диэлектрике зарядов противоположного знака (гомо- и гетерозарядов).

Если $W_d > W_\lambda$, то в определенном диапазоне температур можно пренебречь изменением P по сравнению с изменением σ_r . Приближенное решение уравнения (4.38) при этом имеет вид

$$\sigma_r(T) - P_0 \approx (\sigma_{r0} - P_0) \exp \left[- \int_{T_0}^T \frac{f\omega_\mu}{\beta} \exp \left(- \frac{W_\lambda}{kT'} \right) dT' \right]. \quad (4.42)$$

Уравнение (4.37) с учетом (4.42) дает в этом случае

$$j(T) \approx (1 - f) f \omega_\mu (\sigma_{r0} - P_0) \exp \left[- \frac{W_\lambda}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{f\omega_\mu}{\beta} \exp \left(- \frac{W_\lambda}{kT'} \right) dT' \right]. \quad (4.43)$$

Сравнение выражений (4.43) и (4.18) показывает, что наличие в диэлектрике, входящем в состав гетерогенной системы, фиксированной макроскопически однородной поляризации P_0 , не приводит к изменению формы ТСТ КЗ, а лишь влияет на величину этого тока. При этом в зависимости от соотношения величин P_0 и σ_{r0} направления ТСТ КЗ могут быть различными: если $P_0 > \sigma_{r0}$, то наблюдается гетеропик, а если $P_0 < \sigma_{r0}$ — гомопик.

Если $W_d = W_\lambda = W$, то уравнение (4.38) с учетом (4.40) преобразуется к виду (для случая линейного нагрева)

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_r}{dt} + \frac{f\omega_\mu}{\beta} \exp \left(- \frac{W}{kT} \right) \sigma_r = \\ = \frac{f\omega_\mu}{\beta} \exp \left[- \frac{W}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_d}{\beta} \exp \left(- \frac{W}{kT'} \right) dT' \right]. \end{aligned} \quad (4.44)$$

Введем параметр

$$\zeta = \frac{\omega_d}{f\omega_\mu}, \quad (4.45)$$

характеризующий соотношение частотных факторов реориентации диполей и релаксации поверхностного заряда (поскольку $W_d = W_\lambda$, то ζ определяет соотношение скоростей реориентации диполей и релаксации Максвелла — Вагнера).

Полагая, что в исходном состоянии в диэлектрике существовал только гетерозаряд (т.е. $\sigma_{r0} = 0$), из уравнения (4.44) получим [71]

$$\begin{aligned} P(T) - \sigma_r(T) = P_0 \left\{ \frac{\zeta}{\zeta - 1} \exp \left[- \int_{T_0}^T \frac{\omega_d}{\beta} \exp \left(- \frac{W}{kT'} \right) dT' \right] - \right. \\ \left. - \frac{1}{\zeta - 1} \exp \left[- \int_{T_0}^T \frac{\omega_d}{\zeta\beta} \exp \left(- \frac{W}{kT'} \right) dT' \right] \right\} \end{aligned} \quad (4.46)$$

где $\zeta \neq 1$ и

$$P(T) - \sigma_r(T) = P_0 \left[1 - \int_{T_0}^T \frac{\omega_d}{\beta} \exp\left(-\frac{W}{kT'}\right) dT' \right] \times \\ \times \exp \left[- \int_{T_0}^T \frac{\omega_d}{\beta} \exp\left(-\frac{W}{kT'}\right) dT' \right] \quad (4.47)$$

при $\zeta = 1$.

Подставляя выражения (4.46) и (4.47) в (4.37), находим выражение для ТСТ КЗ в образце с изолирующими прокладками при сосуществовании в диэлектрике реориентации диполей и релаксации Максвелла – Вагнера [88, 92]:

$$j(T) \approx \\ \approx - (1 - f) P_0 \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \left\{ \frac{\zeta \omega_d}{\zeta - 1} \exp \left[- \int_{T_0}^T \frac{\omega_d}{\beta} \exp\left(-\frac{W}{kT'}\right) dT' \right] - \right. \\ \left. - \frac{\omega_d}{(\zeta - 1) \zeta} \exp \left[- \int_{T_0}^T \frac{\omega_d}{\beta \zeta} \exp\left(-\frac{W}{kT'}\right) dT' \right] \right\} \quad (4.48)$$

при $\zeta \neq 1$ и

$$j(T) \approx - (1 - f) P_0 \omega_d \exp \left[- \frac{W}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_d}{\beta} \exp\left(-\frac{W}{kT'}\right) dT' \right] \times \\ \times \left[2 - \int_{T_0}^T \frac{\omega_d}{\beta} \exp\left(-\frac{W}{kT'}\right) dT' \right] \quad (4.49)$$

при $\zeta = 1$.

Зависимости (4.46)–(4.49) приведены на рис. 4.3. Из рисунка видно, что, когда скорости реориентации диполей и релаксации Максвелла – Вагнера сопоставимы ($\zeta \approx 1$), суммарная поверхностная плотность заряда на границе раздела фаз (рис. 4.3, а) и ТСТ КЗ (рис. 4.3, б) испытывают инверсию знака в процессе нагрева образца. Величина и положение гетеропика и гомопика ТСТ КЗ зависят от значения параметра ζ . Максимальное значение инверсного пика (гомопика) ТСТ КЗ реализуется при $\zeta = 1$. В предельных случаях ($\zeta \ll 1$, $\zeta \gg 1$) выражение (4.48) переходит в ранее полученные для частных случаев: в (4.41) при $\zeta \gg 1$ (т.е. когда выше скорость реориентации диполей) и в (4.43) при $\zeta \ll 1$ (т.е. когда выше скорость нейтрализации заряда за счет равновесной проводимости диэлектрика).

Сущность описываемого явления инверсии ТСТ КЗ заключается в следующем. Во внутреннем поле гетерозаряда (дипольной поляризации) в процессе нагрева диэлектрика с изолирующими прокладками происходит термостимулированная поляризация Максвелла – Вагнера за счет равновесной проводимости диэлектрика. Образующееся при этом новое поляризационное состояние образца представляет собой суперпозицию двух различных и противоположно направленных поляризаций. Последующий нагрев образца приводит сначала к разрушению гетерозаряда (этому процессу соответствует гетеропик), а затем и к разрушению образовавшегося

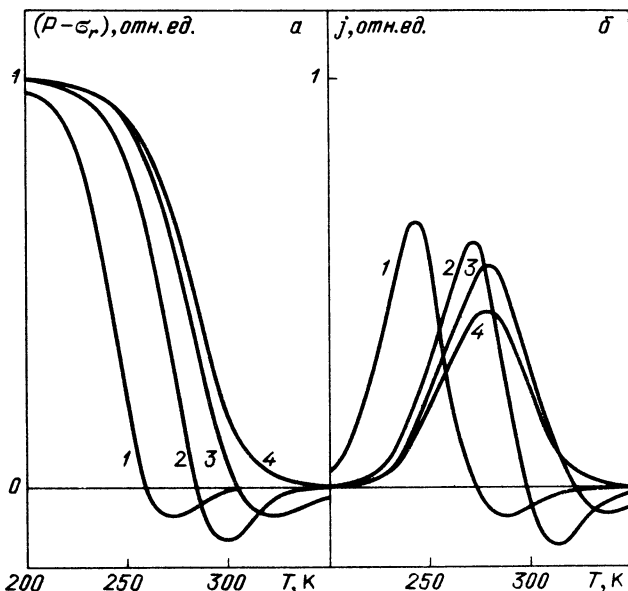


Рис. 4.3. Зависимость суммарной поверхностной плотности заряда (а) и ТСТ КЗ (б) от температуры в случае переполяризации во внутреннем поле ($W = 0,4$ эВ, $\omega_d = 2 \cdot 10^8$ Гц, $\beta = 0,1$ К/с; кривая 1 - $\xi = 0,1$, 2 - 1, 3 - 10, 4 - ∞)

до этого гомозаряда (этому процессу соответствует инверсный гомопик). Аналогичные процессы, в том числе инверсия тока короткого замыкания в системе с воздушными зазорами, были рассмотрены в [113, 115] для изотермических условий.

§ 4.4. ОТЛИЧИТЕЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ РЕЛАКСАЦИИ МАКСВЕЛЛА – ВАГНЕРА В СЛОИСТЫХ И ДРУГИХ ГЕТЕРОГЕННЫХ ОБРАЗЦАХ

Приведенный в § 4.1–4.3 анализ релаксации заряда, обусловленной равновесной проводимостью материала, на простейших примерах двух- и трехслойных систем позволяет тем не менее выявить ряд отличительных особенностей релаксации Максвелла – Вагнера в гетерогенных системах.

Во-первых, если в однородном диэлектрике равновесная проводимость материала не дает вклада в ТСТ КЗ (см. гл. 2, 3), то в гетерогенной системе именно равновесная проводимость образца или отдельных его частей может определять релаксацию заряда в системе и в частности, ТСТ КЗ [395].

Во-вторых, наличие в образце с изолирующими прокладками неоднородного пространственного распределения объемного заряда может приводить к появлению ТСТ КЗ как путем "рассасывания" (самодрейфа во внутреннем поле и диффузии) объемного заряда, так и путем нейтрализации этого заряда за счет равновесной проводимости диэлектрика. Определение механизма, ответственного за появление ТСТ КЗ в указанном объекте, является достаточно сложной задачей, поскольку форма кривых ТСТ КЗ в обоих случаях может быть одинаковой. Тем не менее ответить на этот

вопрос необходимо, поскольку интерпретация экспериментальных данных ТСТ КЗ существенно зависит от выбранной модели релаксации заряда в образце. Экспериментальные приемы, позволяющие в рамках термоактивационной токовой спектроскопии разделить два указанных механизма релаксации объемного заряда, обсуждаются в гл. 8. Кроме того, как отмечалось в [92], существует принципиальная возможность решения вопроса о роли равновесной проводимости диэлектрика в ТСТ КЗ путем измерения пространственного распределения объемного заряда или внутреннего поля в диэлектрике. В случае нейтрализации объемного заряда за счет равновесной проводимости диэлектрика температурная и координатная зависимости плотности объемного заряда в процессе ТСТ КЗ описываются (как это следует из решения уравнения (4.30)) выражением

$$\rho(x, T) = \rho(x, T_0) \exp \left[- \int_{T_0}^T \frac{\omega_\mu}{\beta} \exp \left(- \frac{W_\lambda}{kT'} \right) dT' \right]. \quad (4.50)$$

Таким образом, характерным признаком нейтрализации объемного заряда за счет равновесной проводимости является сохранение в процессе нагрева образца вида пространственного распределения плотности объемного заряда (т.е. отношение $\rho(x, T)/\rho(x, T_0)$ зависит только от температуры и не зависит от координаты). Соответственно должен сохраняться в указанном случае и вид пространственного распределения внутреннего поля в короткозамкнутом диэлектрике. Учитывая то, что в последние годы методы исследования пространственного распределения объемного заряда и внутренних электрических полей в диэлектриках получили значительное развитие [49, 157, 204, 219, 375], указанный прием определения роли равновесной проводимости в ТСТ КЗ уже не представляется сугубо умозрительным.

В-третьих, в гетерогенных системах, в которых поляризация Максвелла – Вагнера сосуществует с другими видами поляризации диэлектрика (например, с дипольной поляризацией), не всегда выполняется условие аддитивности результирующей поляризации. Это происходит из-за того, что различные механизмы релаксации заряда в гетерогенных образцах могут быть взаимосвязаны и взаимообусловлены (см. § 4.2, 4.3). Характерным проявлением такой взаимозависимости разных механизмов релаксации заряда может служить инверсия знака поверхностной плотности заряда в ТСТ КЗ, обсуждавшаяся в § 4.3. Примечательно, что явление инверсии ТСТ КЗ, обусловленное взаимосвязью различных механизмов релаксации заряда, наиболее отчетливо проявляется именно тогда, когда характерные скорости нейтрализации заряда за счет равновесной проводимости и реориентации диполей оказываются сопоставимыми по величине.

Результаты, полученные в § 4.3, свидетельствуют о том, что кривые ТСТ КЗ, обусловленные сосуществованием дипольной поляризации и поляризации Максвелла – Вагнера, в предельных случаях ($\xi \gg 1, \xi \ll 1$) определяют либо параметры диполей (W_d, ω_d), либо параметры равновесной проводимости (W_a, ω_μ). В промежуточном же случае ($\xi \approx 1$) параметры, определяемые из ТСТ КЗ, будут фиктивными (их значения лежат между значениями параметров диполей и диффузионно-дрейфовой релаксации). Предостережь исследователя о возможной фиктивности параметров, получаемых из кривых ТСТ КЗ, может сам факт существования инверсии ТСТ

КЗ. Следует подчеркнуть, что не всякая инверсия ТСТ КЗ свидетельствует о наличии в образце термостимулированной переполаризации во внутреннем поле гетерозаряда (ориентированных диполей). Как отмечалось в § 4.1, 4.3, инверсия ТСТ КЗ может происходить в гетерогенных системах также за счет изменения соотношения проводимостей отдельных слоев при нагреве и за счет существования в образце в исходном состоянии гетеро- и гомозарядов. Эти механизмы инверсии ТСТ КЗ легко выявляются экспериментально: первый — по независимости температуры инверсии от скорости нагревания, второй — путем исключения инжекции зарядов в процессе предварительной поляризации.

В-четвертых, характерной особенностью релаксации Максвелла — Вагнера является зависимость времени релаксации от геометрических размеров гетерогенной системы. Для простейших моделей двух- и трехслойного диэлектрика эта зависимость проявляется через значение фактора закорачивания f . Как показано в § 4.1, и величина пика ТСТ КЗ, и его температурное положение (т.е. эффективный частотный фактор) зависят от f , т.е. от геометрических размеров гетерогенной системы.

Существуют более сложные гетерогенные структуры, к каковым, например, относятся полукристаллические полимеры (проводимость аморфных частей которых выше, чем кристаллических) [239], кристаллы неорганических соединений, в которых дефекты выпадают в осадок из твердого раствора, образуя фазы (фазы Сузуки) повышенной проводимости [282, 284], и др. Предполагая, что в основной матрице системы (с диэлектрической проницаемостью ϵ_1) имеются включения другой фазы (с повышенной проводимостью λ_2 и диэлектрической проницаемостью ϵ_2) эллипсоидной формы, можно показать [298], что время релаксации Максвелла — Вагнера в этом случае определяется формулой

$$\tau = \frac{\epsilon_0 [\epsilon_1(\kappa - 1) - \epsilon_2]}{\lambda_2}, \quad (4.51)$$

где κ — геометрический фактор включений.

Поскольку размеры и форма включений повышенной проводимости в гетерогенной системе могут варьироваться, то релаксация Максвелла — Вагнера в таких системах характеризуется распределением времен релаксации, а точнее — распределением эффективного частотного фактора ТСТ КЗ.

СПЕЦИФИКА ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫХ ТОКОВ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИ НЕРАВНОВЕСНЫХ ОБЪЕКТАХ

§ 5.1. ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫЕ ТОКИ В МАТЕРИАЛЕ С КВАЗИНЕПРЕРЫВНЫМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЛОВУШЕК

В высокоомных полупроводниках и диэлектриках с неупорядоченной (разупорядоченной) структурой процессы переноса и накопления заряда могут контролироваться захватом носителей на локализованные состояния в запрещенной зоне (ловушки), которые распределены по энергии [14, 403]. Если энергетический зазор между соседними по энергетическому положению ловушками δW меньше энергии фононов, соответствующих температуре, при которой эти ловушки опустошаются (т.е. $\delta W < kT_m$), то пики термостимулированных токов для этих ловушек не разделяются по температуре, а сливаются в один общий пик [32, 85]. С позиции термоактивной спектроскопии полезный сигнал от ловушек с такой дискретностью энергетического спектра (т.е. когда $\delta W < kT_m$) равносильно сигналу от ловушек с непрерывным энергетическим распределением.

В этой связи спектр ловушек, удовлетворяющий условию $\delta W < kT_m$, называют квазинепрерывным энергетическим распределением, а для описания термостимулированных процессов пользуются непрерывной функцией распределения ловушек по энергии ($g(W)$) [59, 92]. Рассмотрим особенности термостимулированных токов проводимости и разрядки в однородном высокоомном материале, содержащем квазинепрерывное энергетическое распределение ловушек.

5.1.1. Токи термостимулированной проводимости и разрядки, контролируемые термическим опустошением распределенных по энергии ловушек. Релаксация заряда и электрического поля в высокоомном материале, например, в диэлектрике, описывается в одномерном случае следующей системой уравнений [13, 16, 448]:

$$\frac{\partial \eta(W, x, t)}{\partial t} = \frac{n(x, t) g(W)}{\tau_0 N_t} - \omega_t \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \eta(W, x, t), \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial [n(x, t) + n_t(x, t)]}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} [\mu n(x, t) E(x, t)], \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} [n(x, t) + n_t(x, t)]. \quad (5.3)$$

Здесь ηdW — плотность носителей заряда, захваченных на ловушки (так как $\int_0^{W_g} \eta(W, x, t) dW = n_t(x, t)$, где W_g — ширина запрещенной зоны диэлектрика); $n(x, t)$ и $n_t(x, t)$ — концентрации свободных и локализованных на ловушках носителей заряда; N_t — полная концентрация ловушек; $g(W)$ — функция распределения ловушек по энергии (так как

$\int_0^W g(W) dW = N_t$; τ_0 — время жизни свободных носителей заряда относительно захвата на ловушки; W и ω_t — энергия активации и частотный фактор термического освобождения заряда из ловушек; q и μ — заряд и подвижность свободных носителей; $E(x, t)$ — напряженность электрического поля внутри диэлектрика; $\epsilon\epsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость диэлектрика.

Характер релаксации заряда и соответственно решение уравнений (5.1)–(5.3) существенно зависят от способа предварительного возбуждения образца.

Если образец возбуждается путем инъекции (однородной или неоднородной) избыточной концентрации свободных носителей заряда при начальной температуре T_0 , то при последующем нагреве такого образца (как в закороченном состоянии, так и при приложенном внешнем поле) происходит захват носителей заряда на ловушки, и этот процесс контролирует перенос заряда в образце. В рамках использовавшихся ранее терминов этот случай соответствует сильному перезахвату. При этом в материале может осуществляться как квазиравновесный, так и дисперсионный транспорт носителей заряда (см. следующий пункт параграфа). Другая ситуация возникает, если предварительное возбуждение образца производится при повышенной температуре, при которой ловушки оказываются предельно заполненными внедренным зарядом, а затем образец охлаждается до исходной температуры с сохранением указанного заполнения ловушек, т.е. создается так называемая "замороженная проводимость" [190]. В этом случае повторный захват носителей заряда на ловушки до некоторого времени (температуры) оказывается затруднен и реализуется условие слабого перезахвата. В этой ситуации процесс термостимулированного переноса заряда контролируется термическим опустошением ловушек и уравнение (5.1) можно заменить приближенным уравнением

$$\frac{\partial \eta(W, x, t)}{\partial t} \approx -\omega_t \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \eta(W, x, t). \quad (5.4)$$

Решение уравнения (5.4) для случая линейного нагрева ($T = T_0 + \beta t$, где β — скорость нагревания) имеет вид

$$\eta(W, x, T) = \eta(W, x, T_0) \exp\left[-\int_{T_0}^T \frac{\omega_t}{\beta} \exp\left(-\frac{W}{kT'}\right) dT'\right]. \quad (5.5)$$

Интегрируя (5.5) по энергии в области определения, получим

$$n_t(x, T) = \int_0^{Wg} \eta(W, x, T_0) \exp\left[-\int_{T_0}^T \frac{\omega_t}{\beta} \exp\left(-\frac{W}{kT'}\right) dT'\right] dW. \quad (5.6)$$

Поскольку практически весь внедренный заряд в образце находится в локализованном состоянии ($n \ll n_t$), то система уравнений (5.2), (5.3) в равномерном приближении ($n_t(x, T) = n_t(T)$) преобразуется к виду

$$\frac{dn_t(t)}{dt} = -\frac{q\mu n(t) n_t(t)}{\epsilon\epsilon_0}, \quad (5.7)$$

где n и n_t — концентрация свободных и локализованных носителей заряда в области его локализации.

Из (5.6) и (5.7) следует, что термостимулированный ток проводимости, контролируемый термической делокализацией ловушек, описывается формулой

$$j(T) = \frac{\epsilon\epsilon_0 U_0 \int_0^{W_g} \eta(W, T_0) \omega_t \exp \left[-\frac{W}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_t}{\beta} \exp \left(-\frac{W}{kT'} \right) dT' \right] dW}{\int_0^{W_g} \eta(W, T_0) \exp \left[-\int_{T_0}^T \frac{\omega_t}{\beta} \exp \left(-\frac{W}{kT'} \right) dT' \right] dW} \quad (5.8)$$

В то же время из (5.6) и (5.7) с учетом (2.21) получаем, что термостимулированный ток разрядки для рассматриваемого случая будет описываться выражением вида

$$j(T) = \frac{qr^2}{L} \left(1 - \frac{r}{L} \right) \frac{dn_t}{dt} = \frac{qr^2}{L} \left(1 - \frac{r}{L} \right) \int_0^{W_g} \eta(W, T_0) \omega_t \times \\ \times \exp \left[-\frac{W}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_t}{\beta} \exp \left(-\frac{W}{kT'} \right) dT' \right] dW, \quad (5.9)$$

где r — область локализации заряда.

При выводе формул (5.8) и (5.9) предполагалось, что электроды являются нейтральными. Поскольку в рассматриваемой задаче при начальной температуре имело место предельное заполнение ловушек, то $\eta(W, T_0) \sim \sim g(W)$. В частном случае, когда энергетический спектр ловушек вырождается в один дискретный уровень ловушек (т.е. $g(W) = N_t \delta(W - W_t)$), выражения (5.8) и (5.9) упрощаются и принимают соответственно вид (1.18) и (2.34). Сравнение (5.9) и (2.34) показывает, что ток термостимулированной разрядки диэлектрика с энергетическим распределением ловушек при выполнении условия слабого перезахвата представляет собой сумму элементарных токов разрядки от дискретных уровней ловушек. Этот важный результат, означающий применимость принципа суперпозиции к термостимулированным токам разрядки в диэлектрике с энергетическим распределением ловушек, широко используется в ряде работ (см., например, [92, 224, 277, 420]), однако обычно — без должного обоснования, а иногда даже — в тех случаях, когда этот принцип не выполняется.

Сравнение (5.8) и (1.18) свидетельствует о том, что ток термостимулированной проводимости в диэлектрике с энергетическим распределением ловушек для рассматриваемого случая (слабый перезахват) не является простой суммой элементарных токов проводимости от дискретных уровней [43]. Таким образом, при исследовании квазинепрерывного энергетического распределения ловушек в диэлектрике метод токов термостимулированной разрядки предпочтительнее метода термостимулированной проводимости.

Анализируя метод термостимулированной разрядки диэлектрика с квазинепрерывным энергетическим распределением ловушек, Симмонс

и Тейлор [448] обратили внимание на то, что выражение типа

$$\omega_t \exp \left[-\frac{W}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_t}{\beta} \exp \left(-\frac{W}{kT'} \right) dT' \right]$$

хорошо аппроксимируется δ -функцией, максимум которой приходится на энергию W_m , практически совпадающую с положением квазиуровня Ферми W_f^* . Физически это означает, что при квазинепрерывном энергетическом распределении ловушек при данной температуре T опустошаются лишь те ловушки, которые лежат в области $W_f^* \pm 2kT$. На основании этих рассуждений выражение (5.9) может быть записано в виде

$$j(T) \approx \frac{qr^2}{L} \left(1 - \frac{r}{L} \right) \mathcal{D} g[W_m(T)], \quad (5.10)$$

где \mathcal{D} — площадь δ -функции, слабо зависящая от температуры. Из (5.10) следует, что температурная зависимость термостимулированного тока разрядки может служить образом функции энергетического распределения ловушек (конечно, если ширина этого распределения больше $2kT$). Ось температур, согласно [443, 448], можно преобразовать в ось энергий по формуле

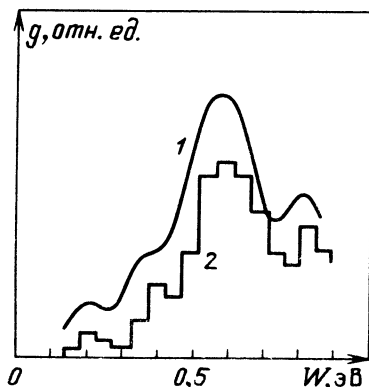
$$W_m = T \left(1,92 \cdot 10^{-4} \lg \frac{\omega_t}{\beta} + 3,2 \cdot 10^{-4} \right) - 0,0155 \quad (5.11)$$

(где значения W_m приведены в эВ, T — в К, ω_t — в с^{-1} , β — в К/с), а ось токов — в ось плотности состояний:

$$g[W_m(T)] = j(T) / \mathcal{D} \frac{qr^2}{L} \left(1 - \frac{r}{L} \right). \quad (5.12)$$

На практике коэффициент пропорциональности в (5.12) не поддается точной оценке, в силу чего описанный выше способ Симмонса (см. подробнее в [450]), позволяет получать из кривой ТСТ КЗ зависимость $g(W)$ обычно в относительных единицах. Другой недостаток способа Симмонса заключается в необходимости определения частотного фактора ловушек каким-либо независимым способом. Кроме того, сам частотный фактор у разных ловушек может быть разным, что затрудняет преобразование шкалы температур в шкалу энергий. Преодолеть указанные недостатки способа Симмонса позволяет метод фракционного нагревания (см. § 8.1). В ряде случаев, однако, способ Симмонса позволяет правильно определять $g(W)$ и дает результаты, согласующиеся с данными фракционного нагревания [43] (рис. 5.1).

Рис. 5.1. Энергетическое распределение ловушек в керамике $\text{Pb}_2\text{Ge}_3\text{O}_8$, определенное из кривых ТСТ КЗ по способу Симмонса (1) и по данным фракционного нагревания (2)



5.1.2. Термостимулированная инжекционная проводимость в режимах квазиравновесного и дисперсионного транспорта. В отличие от п. 5.1.2 рассмотрим теперь случай, когда образец предварительно возбуждается путем однородной инжекции свободных носителей заряда одного знака при начальной температуре T_0 и затем нагревается с постоянным приложенным полем. Начальное условие, соответствующее этому случаю, имеет вид

$$n(x, 0) + n_T(x, 0) = \Delta n_0, \quad (5.13)$$

где Δn_0 — начальная концентрация избыточных носителей заряда. В дальнейшем уровень предварительной инжекции предполагается достаточно низким, так что объемный заряд носителей не искажает однородности поля в образце: $E(x, t) \approx E_0 = V_0/L$, где V_0 — напряжение, приложенное к образцу. В качестве граничного условия выберем отсутствие инжекции из контакта $x = 0$:

$$n(0, t) = 0. \quad (5.14)$$

В соответствии с подходом, описанным в [14], разобьем все ловушки в диэлектрике по энергетической глубине на "мелкие" ($W < W^*(t)$), у которых на данный момент времени установилось детальное равновесие с зоной делокализованных состояний, и на "глубокие" ($W > W^*(t)$), с которых носители заряда к моменту t еще не могут попасть в зону делокализованных состояний за счет термического выброса. В случае линейно возрастающей со временем температуры демаркационный уровень $W^*(t)$ определяется, согласно [16], выражением

$$W^*(t) \int_{W^*(t)/(kT(t))}^{W^*(t)/(kT_0)} \frac{e^x}{x^2} dx = \frac{k\beta}{\omega_T}. \quad (5.15)$$

Зависимость $W^*(t)$, определяемая (5.15), упрощается на двух характерных интервалах времен:

$$W^*(t) = kT(t) \ln(\omega_T t), \quad t \ll \frac{1}{\omega_T} \exp\left(\frac{T_0}{\Delta T}\right), \quad (5.16)$$

$$W^*(t) = kT(t) \ln \frac{\omega_T T(t)}{\beta \ln[\omega_T T(t)/\beta]}, \quad t \gg \frac{1}{\omega_T} \exp\left(\frac{T}{\Delta T}\right), \quad (5.17)$$

где $\Delta T = T(t) - T_0$.

В области энергий $W < W^*(t)$ уравнение (5.1) можно заменить приближенным соотношением

$$\eta(W, x, t) \approx \frac{n(x, t) g(W)}{\tau_0 N_T \omega_T} \exp\left(\frac{W}{kT}\right), \quad (5.18)$$

которое означает существование сильного захвата носителей заряда на "мелкие" ловушки. Выполнение указанного условия принципиально отличается рассматриваемый случай от описанного в п. 5.1.1.

Интегрируя (5.18) по энергии в области определения, получаем

$$n(x, t) = \Theta(t) \int_0^{W^*(t)} \eta(W, x, t) dW, \quad (5.19)$$

где

$$\Theta(t) = \tau_0 \omega_t \left[\int_0^{W^*(t)} \frac{g(W)}{N_t} \exp\left(\frac{W}{kT}\right) dW \right]^{-1}. \quad (5.20)$$

В области энергий $W > W^*(t)$ уравнение (5.1) приобретает вид

$$\frac{\partial \eta(W, x, t)}{\partial t} \approx \frac{n(x, t) g(W)}{\tau_0 N_t}. \quad (5.21)$$

Интегрируя (5.21) по времени, находим

$$\eta(W, x, t) = \frac{g(W)}{\tau_0 N_t} \int_0^t n(x, t') dt'. \quad (5.22)$$

В свою очередь, интегрируя (5.22) по энергии в области от $W^*(t)$ до W_g , имеем

$$\int_{W^*(t)}^{W_g} \eta(W, x, t) dW = \frac{1}{\tau(t)} \int_0^t n(x, t') dt', \quad (5.23)$$

где введено переменное время жизни делокализованных носителей заряда до захвата на "глубокие" ловушки $\tau(t)$:

$$\tau(t) = \tau_0 \left[\int_{W^*(t)}^{W_g} \frac{g(W)}{N_t} dW \right]^{-1}. \quad (5.24)$$

Комбинируя выражения (5.19) и (5.23), получаем

$$\begin{aligned} n_t(x, t) &= \int_0^{W^*(t)} \eta(W, x, t) dW + \int_{W^*(t)}^{W_g} \eta(W, x, t) dW \approx \\ &\approx \frac{n(x, t)}{\Theta(t)} + \frac{1}{\tau(t)} \int_0^t n(x, t') dt'. \end{aligned} \quad (5.25)$$

Из (5.25) следует, что, когда большинство носителей заряда захвачено на "мелкие" ловушки (т.е. реализуется квазиравновесный перенос), имеет место примерное равенство

$$n(x, t) \approx \Theta(t) n_t(x, t). \quad (5.26)$$

Если же наоборот, большинство носителей заряда захвачено на "глубокие" ловушки (дисперсионный перенос), то из (5.25) вытекает другое примерное равенство:

$$n(x, t) \approx \frac{\partial}{\partial t} [\tau(t) n_t(t)]. \quad (5.27)$$

Анализ, проведенный в [257], показывает, что дисперсионный транспорт реализуется при выполнении условия

$$\frac{d\tau}{dt} \ll \Theta(t). \quad (5.28)$$

Используя формулы (5.2), (5.13), (5.14) и (5.26), плотность распределения носителей заряда в квазиравновесном режиме можно записать

следующим образом:

$$n(x, t) + n_t(x, t) = \begin{cases} 0, & 0 \leq x < \mu E_0 \int_0^t \Theta(t') dt', \\ \Delta n_0, & \mu E_0 \int_0^t \Theta(t') dt' \leq x \leq L. \end{cases} \quad (5.29)$$

$$\Delta n_0, \quad \mu E_0 \int_0^t \Theta(t') dt' \leq x \leq L. \quad (5.30)$$

Выражение для тока термостимулированной инжекционной проводимости в квазиравновесном режиме, согласно [16], имеет вид

$$j(T) \approx q\mu\Delta n_0 E_0 \Theta(T) \left[1 - \frac{\mu E_0}{\beta L} \int_{T_0}^T \Theta(T') dT' \right], \quad (5.31)$$

где

$$\Theta(T) = \tau_0 \omega_t \left[\int_0^{W_t} \frac{g(W)}{N_t} \exp\left(\frac{W}{kT}\right) dW \right]^{-1}. \quad (5.32)$$

При выводе (5.31) учитывалось, что в реальных экспериментальных условиях справедливо неравенство $n(x, t) \ll n_t(x, t)$ (т.е. $\Theta(T) \ll 1$). В частном случае, когда в диэлектрике имеется лишь один дискретный энергетический уровень ловушек (т.е. $g(W) = N_t \delta(W - W_t)$), формула (5.31) упрощается и принимает вид

$$j(T) = q\mu\Delta n_0 E_0 \tau_0 \omega_t \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) \left[1 - \frac{\mu E_0 \tau_0 \omega_t}{\beta L} \int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{W_t}{kT'}\right) dT' \right]. \quad (5.33)$$

Выражение (5.33) впервые было получено для квазиравновесной термостимулированной проводимости в диэлектрике с одним сортом ловушек в [302]. Сравнение формул (5.31) и (5.33) с учетом (5.32) показывает, что ток термостимулированной проводимости в квазиравновесном режиме для диэлектрика с энергетическим распределением ловушек не представляет собой простую сумму элементарных токов термостимулированной проводимости от дискретных уровней.

Если в диэлектрике имеется не очень широкое гауссово распределение ловушек по энергии:

$$g(W) = \frac{N_t}{\sqrt{\pi} \Delta W} \exp\left[-\left(\frac{W - W_0}{\Delta W}\right)^2\right], \quad (5.34)$$

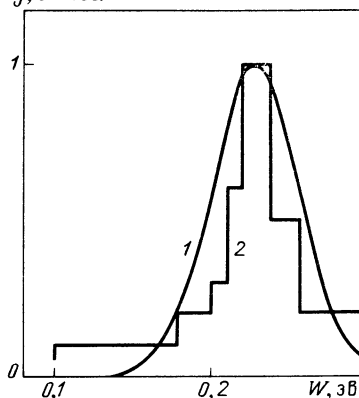
где W_0 и ΔW — наиболее вероятная энергия и энергетическая ширина распределения ($\Delta W \ll W_0$), то из формулы (5.31) получаем выражение для тока квазиравновесной термостимулированной проводимости:

$$j(T) \approx q\mu\Delta n_0 E_0 \tau_0 \omega_t \exp\left[-\frac{W_0}{kT} + \frac{\Delta W^2}{4(kT)^2}\right] \times \\ \times \left\{ 1 - \int_{T_0}^T \frac{q\mu\Delta n_0 \tau_0 \omega_t}{\beta \epsilon \epsilon_0} \exp\left[-\frac{W_0}{kT'} + \frac{\Delta W^2}{4(kT')^2}\right] dT' \right\}. \quad (5.35)$$

Анализ выражения (5.35) показывает, что начальный участок пика тока термостимулированной проводимости в этом случае в координатах

Рис. 5.2. Энергетическое распределение центров захвата в слоях оксида кремния (I – определено по начальному участку пика ТСТ КЗ, 2 – по данным фракционного нагрева)

g , отн.ед.



Аррениуса не является прямой линией, а изгибается, причем угол наклона (эффективная энергия активации) увеличивается с ростом температуры. Аналогичные результаты были получены в [75] для термостимулированных токов разрядки, контролируемой опустошением ловушек. Эффективная энергия активации W_3 , определяемая по наклону начального участка пика тока ТСТ КЗ или ТСТП, в диэлектрике с гауссовым энергетическим распределением ловушек

зависит от температуры образца и определяется формулой

$$W_3(T) = - \frac{d[\ln j(T)]}{d\left(\frac{1}{kT}\right)} = W_0 - \frac{\Delta W^2}{2kT}. \quad (5.36)$$

Соотношение (5.36) позволяет по экспериментальным данным производить оценку параметров энергетического распределения ловушек в рамках модели гауссова распределения). Ширина энергетического распределения, согласно [75], оценивается по формуле

$$\Delta W \approx \sqrt{\frac{2kT_1 T_2}{T_2 - T_1} [W_3(T_2) - W_3(T_1)]}. \quad (5.37)$$

Определив ΔW по формуле (5.37), величину W_0 можно оценить, используя соотношение (5.36). Рисунок 5.2 иллюстрирует возможности описанной методики в оценке параметров квазинепрерывного энергетического распределения ловушек на примере слоев оксида кремния [92].

Если в диэлектрике реализуется дисперсионный режим переноса*) заряда (т.е. выполняется (5.28)), то из (5.2), (5.13), (5.14) и (5.27) получаем

$$n(x, t) + n_t(x, t) \approx \Delta n_0 \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{x}{\mu E_0 \tau(t)} \right] \right\}. \quad (5.38)$$

Используя формулу (5.38), можно получить выражение для ТСТП в

*) Как показывает численное моделирование дисперсионного переноса заряда в диэлектрике с гауссовым энергетическим распределением ловушек [434], дисперсионный режим переноса реализуется, если выполняются условия: $kT < \Delta W$ и $E_0 < < \Delta W / (qa)$, где a – среднее расстояние между центрами захвата.

условиях дисперсионного транспорта [16]:

$$j(T) \approx q\mu\Delta n_0 E_0 \beta \frac{d\tau(T)}{dT}, \quad T \ll T_t, \quad (5.39)$$

$$j(T) \approx -\frac{q\Delta n_0 L^2 \beta}{6\mu E_0} \frac{d}{dT} \left[\frac{1}{\tau(T)} \right], \quad T \gg T_t, \quad (5.40)$$

где T_t — температура, разграничивающая два характерных участка функции $j(T)$. Величина T_t , согласно [16], определяется выражением

$$\tau(T_t) = \frac{L}{\sqrt{6} \mu E_0}. \quad (5.41)$$

Отличительной особенностью кривых ТСТП в дисперсионном режиме (по сравнению с квазиравновесным режимом) является зависимость этого тока от скорости нагревания уже на начальном участке пика (см. (5.39), (5.40)). Эта особенность ТСТП может выступать в качестве экспериментального критерия реализации дисперсионного режима транспорта носителей заряда.

Следует подчеркнуть, что зависимость величины термостимулированного тока от скорости нагревания (при прочих равных условиях) уже на начальном участке пика наблюдалась экспериментально для слоев оксида кремния в [343]. Объяснение этого факта в работе не дается, однако отмечается, что в исследуемом материале имеется квазинепрерывное энергетическое распределение электрически активных дефектов.

Выражение (5.40) с учетом (5.24) можно преобразовать к виду

$$j(T) \approx \frac{q\Delta n_0 L^2 \beta}{6\mu E_0 N_t \tau_0} g[W^*(T)] \frac{dW^*}{dT}, \quad T > T_t. \quad (5.42)$$

Учитывая универсальность функций $W^*(T)$ и dW^*/dT по отношению к конкретному энергетическому распределению ловушек, можно сделать вывод о том, что кривая "дисперсионного" ТСТП на значительном интервале температур прямо отображает энергетическое распределение локализованных состояний по энергии. Таким образом, идея способа Симмонса (о преобразовании шкалы токов в шкалу плотности состояний, а шкалы температур в шкалу энергии) может быть с принципиальными поправками использована и для анализа токов термостимулированной инжекционной проводимости в режиме дисперсионного транспорта.

В заключение параграфа отметим, что в отличие от описанной выше модели ТСТП в режиме дисперсионного транспорта в [414] рассмотрена теория термостимулированного тока в режиме дисперсионного транспорта, когда носители заряда генерируются у одного контакта и затем собираются на другом. Фактически в этой работе рассмотрена модификация времени пролетной методики в неизотермических условиях, которая по своей технической реализации существенно отличается от методик термоактивационной токовой спектроскопии и поэтому в настоящей работе подробно не рассматривается.

**§ 5.2. ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННАЯ РАЗОРИЕНТАЦИЯ ДИПОЛЕЙ,
КВАЗИНЕПРЕРЫВНО РАСПРЕДЕЛЕННЫХ
ПО ВРЕМЕНАМ РЕЛАКСАЦИИ**

В разупорядоченных диэлектриках полярные молекулы или электрически активные дефекты, обладающие дипольными моментами, могут характеризоваться распределением времен релаксации [171, 239]. Если взаимодействием между диполями можно пренебречь, то термоток деполяризации, связанный с разориентацией диполей, представляет собой сумму элементарных термотокков [171]:

$$j(T) = \sum_i j_i(T), \quad (5.43)$$

где $j_i(T)$ — элементарный термоток, обусловленный разориентацией диполей с временем релаксации τ_i . В свою очередь время релаксации диполей определяется двумя (в общем случае независимыми) параметрами — энергией активации W_d и частотным фактором ω_d ориентации (см. формулу (1.64)). В литературе распределение диполей по временам релаксации часто отождествляется с распределением диполей либо по энергии активации, либо по частотному фактору [71, 239, 328, 342, 343, 462, 463]. Такой подход, оправданный в некоторых частных случаях (например, релаксация макроскопических "диполей", обусловленная диффузией ионов в пределах блоков мозаичности [237]; релаксация заряда в гетерогенных системах с дисперсией геометрических размеров включений (см. § 4.4); в случае дипольно-сегментальной релаксации в полимере с распределением сегментов по количеству полярных групп [316] и т.п.), в общем случае является известной идеализацией реальных процессов.

В общем случае разупорядоченный диэлектрик следует рассматривать как объект с двумерным квазинепрерывным распределением диполей как по энергии активации, так и по частотному фактору [51, 90, 92, 323, 477]. Характеристикой такого диэлектрика является двумерная функция распределения диполей $g(W, \omega)$. Следует подчеркнуть, что концепция двумерной функции распределения электрически активных дефектов в неупорядоченных диэлектриках в последние годы все шире используется в термоактивационной спектроскопии таких материалов и находит экспериментальное подтверждение [99, 229, 230, 413].

Рассмотрим особенности токов термостимулированной деполяризации (ТСД) в диэлектрике, характеризующемся двумерной квазинепрерывной функцией распределения диполей $g(W, \omega)$. При выполнении условия (5.43) ток ТСД может быть записан — с учетом (3.45) и (5.43) — в виде

$$j(T) = - \int_0^{\infty} d\omega \int_0^{\infty} \frac{P(W, \omega, E_b, T_b, \tau_b)}{N_0} g(W, \omega) \exp \left[- \frac{W}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega}{\beta} \exp \left(- \frac{W}{kT'} \right) dT' \right] dW, \quad (5.44)$$

где

$$N_0 = \int_0^{\infty} d\omega \int_0^{\infty} g(W, \omega) dW$$

есть общая концентрация диполей, $P(W, \omega, E_b, T_b, \tau_b)$ — функция, учитывающая участие диполей с параметрами W и ω в предварительной поляризации диэлектрика (определяется формулами (3.41) и (3.42)).

Если условия поляризации выбраны таким образом, что диполи с любым набором параметров W и ω (из области значений, определяемой конкретным видом функции $g(W, \omega)$) успевают сориентироваться по полю, т.е. достигается стационарная поляризация диэлектрика, то выражение (5.44) упрощается и принимает вид

$$j(T) = -\frac{P_S(E_b, T_b)}{N_0} \int_0^\infty d\omega \int_0^\infty g(W, \omega) \omega \times \\ \times \exp \left[-\frac{W}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega}{\beta} \exp \left(-\frac{W}{kT'} \right) dT' \right] dW, \quad (5.45)$$

где P_S — равновесная поляризация диэлектрика.

Выражение (5.45) является интегральным преобразованием с ядром $\xi(W, \omega, T)$ вида

$$\xi(W, \omega, T) = \omega \exp \left[-\frac{W}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega}{\beta} \exp \left(-\frac{W}{kT'} \right) dT' \right], \quad (5.46)$$

которое связывает между собой $g(W, \omega)$ и $j(T)$.

Задачей термоактивационной спектроскопии является нахождение $g(W, \omega)$ по экспериментально найденной зависимости $j(T)$. Эту задачу можно решить как численным методом (см. § 6.4, 7.1), так и путем усложнения процедуры измерения (см. гл. 8). В настоящем параграфе методом численного моделирования проведем предварительный анализ специфики токов ТСД в диэлектрике с двумерным распределением диполей по W и ω , с тем чтобы выявить экспериментальные критерии принадлежности исследуемых термостимулированных токов к рассматриваемому случаю, а также определить возможные ошибки при интерпретации экспериментальных данных.

Графическая интерпретация параметров термостимулированной деполяризации в фазовом пространстве (ξ, W, ω) позволила в [92, 99, 323] установить связь между $g(W, \omega)$ и измеряемыми на опыте параметрами — эффективной энергией активации для данной температуры $W_3(T)$, эффективным частотным фактором для этой же температуры $\omega_3(T)$ и плотностью тока ТСД. Первые два параметра могут быть экспериментально найдены при измерении ТСД в режиме фракционного нагревания (см. § 8.1). Последний параметр прямо измеряется при обычной процедуре ТСД, а в случае фракционного нагревания ему соответствует огибающая кривых тока ФТСД. При сопоставлении температурных зависимостей $W_3(T)$, $\omega_3(T)$ и $j(T)$ необходимо обеспечить совпадение эффективной скорости нагревания при фракционном нагреве (см. § 8.1) со скоростью нагревания при обычном линейном нагреве.

Согласно [92, 323],

$$W_3(T) = \frac{\langle W \cdot g(W, \omega) \rangle_T}{\langle g(W, \omega) \rangle_T}, \quad (5.47)$$

$$\omega_3(T) = \frac{\langle \omega \cdot g(W, \omega) \rangle_T}{\langle g(W, \omega) \rangle_T}, \quad (5.48)$$

$$j(T) \sim \langle g(W, \omega) \rangle_T, \quad (5.49)$$

где введены обозначения:

$$\langle g(W, \omega) \rangle_T = \int_0^\infty d\omega \int_0^\infty g(W, \omega) \xi(W, \omega, T) dW, \quad (5.50)$$

$$\langle W \cdot g(W, \omega) \rangle_T = \int_0^\infty d\omega \int_0^\infty W \cdot g(W, \omega) \xi(W, \omega, T) dW, \quad (5.51)$$

$$\langle \omega \cdot g(W, \omega) \rangle_T = \int_0^\infty d\omega \int_0^\infty \omega \cdot g(W, \omega) \xi(W, \omega, T) dW. \quad (5.52)$$

Формулы (5.47)–(5.52) позволяют моделировать экспериментально определяемые параметры $W_3(T)$, $\omega_3(T)$, $j(T)$ для произвольно выбранной функции распределения $g(W, \omega)$. Ограничимся, однако, моделированием указанных параметров ТСД для двумерного гауссова распределения диполей:

$$g(W, \omega) = \frac{N_0}{\pi \cdot \Delta W \cdot \Delta \omega} \exp \left[- \left(\frac{W - W_0}{\Delta W} \right)^2 - \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta \omega} \right)^2 \right]. \quad (5.53)$$

Основанием для такого выбора могут служить следующие обстоятельства. Во-первых, как показано в [220], гауссово энергетическое распределение электрически активных дефектов получается, если учесть случайные неоднородности кристаллической решетки вблизи дефекта. Во-вторых, именно предположение о гауссовом распределении диполей по энергии активации и частотному фактору дает наилучшее согласие с экспериментальными данными ТСД в неупорядоченных диэлектриках [90, 241, 372]. Кроме того, как показано в [246], вид функции распределения при одинаковой "ширине" (дисперсии) этого распределения слабо влияет на вид кривой тока ТСД. Последнее означает, что многие выводы, полученные на примере гауссианы, можно распространить и на другие виды распределений.

На рис. 5.3 и 5.4 приведены результаты численного моделирования параметров ТСД для двумерного гауссова распределения диполей [87, 90, 92, 323]. Основные закономерности температурных зависимостей эффективной энергии активации, эффективного частотного фактора и плотности тока ТСД в диэлектрике с двумерным гауссовым распределением диполей сводятся к следующим:

– сравнение пиков тока ТСД в диэлектрике с дискретными значениями параметров (W_d , ω_d) и в диэлектрике с двумерным гауссовым распределением показывает, что при $W_d = W_0$ и $\omega_d = \omega_0$ положение пиков тока ТСД на шкале температур совпадает, однако ширина пиков во втором случае

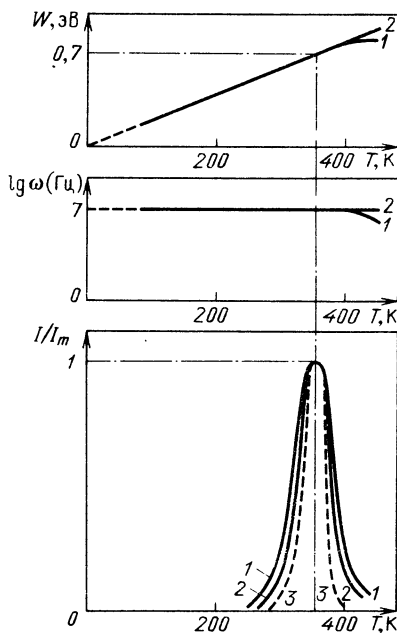
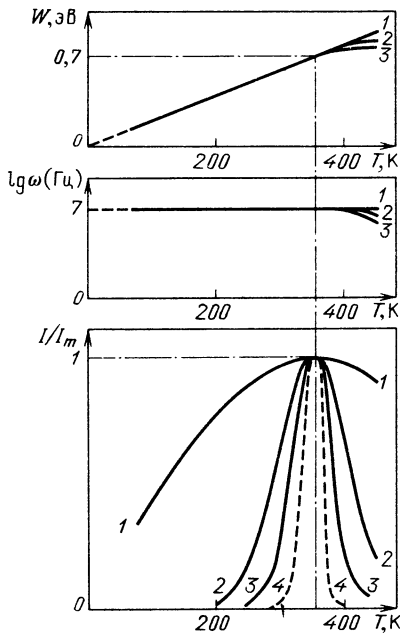


Рис. 5.3. Влияние энергетической ширины двумерного гауссова распределения на температурные зависимости эффективной энергии активации, эффективного частотного фактора и тока ТСД ($1 - \Delta W = 0,70$ эВ, $2 - 0,15$, $3 - 0,07$; $W_0 = 0,70$ эВ; $\omega_0 = \Delta \omega = 10^7$ Гц; $4 - \Delta W = \Delta \omega = 0$; $W_0 = 0,70$ эВ; $\omega_0 = 10^7$ Гц)

Рис. 5.4. Влияние ширины по частотному фактору двумерного гауссова распределения на температурные зависимости эффективной энергии активации, эффективного частотного фактора и тока ТСД ($1 - \Delta \omega = 10^7$ Гц, $2 - 0,25 \cdot 10^7$; $W_0 = 0,70$ эВ; $\Delta W = 0,07$ эВ; $3 - \Delta W = \Delta \omega = 0$; $W_0 = 0,70$ эВ; $\omega_0 = 10^7$ Гц)

(гауссово распределение) больше. При этом энергетическая ширина распределения диполей оказывает большее влияние на ширину пика тока ТСД, чем ширина распределения диполей по частотному фактору;

– температурная зависимость эффективной энергии активации оказывается линейной, а эффективный частотный фактор практически не зависит от температуры, если параметры гауссианы удовлетворяют условию $\Delta W/W_0 \geq \Delta \omega/\omega_0$;

– если параметры двумерной гауссианы удовлетворяют неравенству $\Delta W/W_0 \ll \Delta \omega/\omega_0$, то в отличие от предыдущего случая при температуре выше температуры максимума тока ТСД зависимость $W_3(T)$ выходит на насыщение или даже спадает, а ω_3 начинает уменьшаться с ростом температуры.

Результаты численного моделирования токов ТСД в случае двумерного квазинепрерывного распределения диполей по W и ω позволяют сделать ряд выводов, имеющих важное методическое значение.

Во-первых, как показано в [92], измерение и анализ только температурных зависимостей тока ТСД без привлечения данных фракционного нагрева (т.е. $W_3(T)$ и $\omega_3(T)$) не позволяют однозначно определять, ка-

кая ситуация реализуется в диэлектрике: двумерное квазинепрерывное распределение диполей или один сорт диполей с дискретными значениями W_d и ω_d . Подбором значений параметров W и ω можно добиться практического совпадения кривых тока ТСД для указанных альтернативных гипотез (рис. 5.5). При этом значения параметров W_d и ω_d существенно отличаются от значений W_0 и ω_0 .

Во-вторых, отсутствие температурной зависимости эффективного частотного фактора по данным фракционного нагрева еще не является доказательством существования в диэлектрике одномерного энергетического распределения диполей (при наличии температурной зависимости W_3). Как свидетельствуют результаты моделирования, существуют "вырожденные" двумерные распределения диполей (удовлетворяющие условию $\Delta W/W_0 \geq \Delta \omega/\omega_0$), которые на опыте (т.е. по данным ТСД в режиме фракционного нагрева) проявляют себя как одномерные энергетические распределения. Это обстоятельство может являться одной из причин того, почему долгое время при интерпретации данных ТСД в режиме фракционного нагрева ограничивались одномерной функцией квазинепрерывного распределения электрически активных дефектов по энергии.

Согласованное изменение с ростом температуры значений обоих параметров W_3 и ω_3 (см. рис. 5.3, 5.4) является достаточным условием существования двумерного распределения диполей по энергии и частотному фактору.

Двумерное распределение диполей вида (5.53) означает, что в выбранной модели диэлектрика имеется нормальное распределение диполей по энергии (т.е. отклонение энергии от наиболее вероятного значения подчиняется закону случайных чисел), которое не зависит от распределения этих же диполей по частотному фактору (тоже нормального), и наоборот. Можно допустить — и в некоторых работах это предполагается (см., например, [296, 301, 376, 413]), — что между параметрами диполей W и ω существует функциональная связь. Простейшей моделью, объясняющей возможность такой связи, является модель релаксатора Фрелиха (см. § В. 2) в приближении гармонического осциллятора. В этом случае $\omega = \omega(W)$ и двумерное распределение диполей по W и ω фактически сводится к одномерному распределению по одному из указанных параметров. Отмеченные версии согласованного изменения W_3 и ω_3 независимое распределение по W и ω или наличие функциональной связи $\omega = \omega(W)$ легко

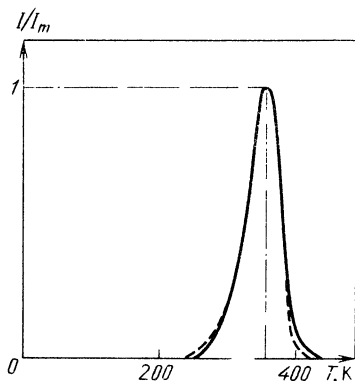


Рис. 5.5. Сопоставление кривых тока ТСД для объекта с дискретными значениями параметров электрически активных дефектов ($W_0 = 0,355$ эВ; $\omega = 10^4$ Гц) (штриховая линия) и объекта с двумерным гауссовым распределением дефектов ($W_0 = 0,70$ эВ; $\Delta W = 0,07$ эВ; $\omega_0 = 10^7$ Гц; $\Delta \omega = 0,25 \cdot 10^7$ Гц) (сплошная линия)

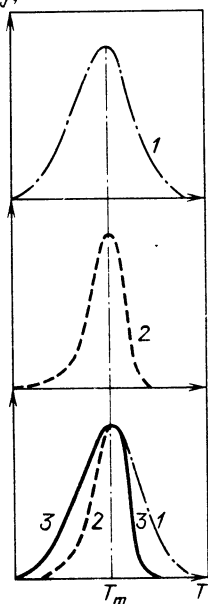
различаются на опыте. В первом случае связь между величинами W_3 и ω_3 , определенная из экспериментальных зависимостей $W_3(T)$ и $\omega_3(T)$, должна заметно изменяться при варьировании условий предварительной поляризации образца (это вытекает из формулы (5.44)), а во втором случае зависимость $W_3(\omega_3)$ должна оставаться неизменной.

§ 5.3. ВЛИЯНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ АКТИВНЫХ ДЕФЕКТОВ НА ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫЕ ТОКИ

В термоактивационной спектроскопии под взаимодействием электрических активных дефектов понимают довольно широкий круг различных физических явлений. Так, в [181] этот термин используется при описании ТСТП в полупроводнике с двумя различными сортами ловушек, опустошающихся в условиях сильного перезахвата. Даже для такой сравнительно простой модели (два дискретных энергетических уровня ловушек с одинаковым большим сечением захвата) результирующий ТСТП, как отмечается в [181], не представляет собой сумму термостимулированных токов, обусловленных каждым уровнем ловушек в отдельности. Влияние повторного захвата проявляется в этом случае в уменьшении низкотемпературного и увеличении высокотемпературного пиков ТСТП.

В [229] приведен еще более любопытный пример взаимодействия двух уровней ловушек. Оказывается, что если даже вероятности опустошения ловушек обоих сортов при температуре максимума термостимулированного тока одинаковы (это может произойти, если один сорт ловушек имеет малые значения энергии активации и частотного фактора, а другой сорт, наоборот, — большие значения этих параметров), то и в этом случае из-за повторного захвата результирующий пик термостимулированного тока не представляет собой сумму элементарных пиков:

j, отн.ед.



низкотемпературная часть результирующего пика ТСТП близка к элементарному пику мелких ловушек, а высокотемпературная — к элементарному пику глубоких ловушек (рис. 5.6).

В общем случае, как отмечается в [229], если изменение концентрации состояний определенного сорта с некоторой энергией активации осложнено другим активационным процессом с другой энергией активации, то кинетику релаксационного процесса невозможно описать в представлениях элементарных релаксаторов. К тому же выводу мы пришли ранее (в § 5.1) при рассмотрении термостимулированной инжекционной проводимости, осуществляющейся в условиях сильного перезахвата. Напротив, когда каждый сорт состояний опустошается независимо от всех остальных

Рис. 5.6. Схематический вид кривых ТСТП, обусловленных: мелкими ловушками с малым частотным фактором (кривая 1); глубокими ловушками с большим частотным фактором (кривая 2); суперпозицией обоих процессов (кривая 3),

$$\omega_1 \exp\left(-\frac{W_1}{kT_m}\right) = \omega_2 \exp\left(-\frac{W_2}{kT_m}\right)$$

результатирующий релаксационный процесс может быть описан в представлениях элементарных релаксаторов [229]. Этому случаю соответствует описанная в § 5.1 термостимулированная разрядка, контролируемая опустошением ловушек (т.е. в случае слабого перезахвата).

Другой вид взаимодействия электрически активных дефектов обусловлен существованием в диэлектрике дальнодействующих электрических полей (макроскопических полей), созданных либо объемным зарядом, либо дипольной поляризацией, либо и тем и другим одновременно. "Дальнодействующее взаимодействие" электрически активных дефектов одного сорта фактически уже было рассмотрено в гл. 2, 3 при решении самосогласованной задачи термостимулированной релаксации заряда и поля в диэлектрике. Случай "дальнодействующего взаимодействия" электрически активных дефектов разной природы (диполей и поверхностного заряда на границе раздела фаз) описан в гл. 4. В [213, 428] рассмотрена специфика термостимулированных токов, обусловленная "дальнодействующим взаимодействием" поверхностного и подвижного объемного зарядов в диэлектрике, если энергетическая глубина центров захвата для этих зарядов различна.

Приведенный перечень механизмов "дальнодействующего взаимодействия" не претендует на полноту. Однако уже этих примеров достаточно, чтобы убедиться в том, что указанный вид взаимодействия электрически активных дефектов существенно усложняет как интерпретацию кривых термостимулированного тока [213], так и правильное определение параметров электрически активных дефектов по этим кривым [181]. Преодолеть отмеченные трудности можно путем варьирования условий предварительного возбуждения (поляризации) образца таким образом, чтобы подавить одну из компонент взаимодействующих электрически активных дефектов. Другой путь решения указанной проблемы очевиден — это использование наряду с методами термоактивационной спектроскопии других, независимых методов исследования [213].

Электрически активные дефекты могут взаимодействовать в материале не только благодаря макроскопическим электрическим полям, но также и посредством короткодействующих сил (диполь-дипольных, диполь-квадрупольных, квадруполь-квадрупольных и т.п. [201]). В настоящее время существуют две наиболее распространенные версии о влиянии "короткодействующего взаимодействия" электрически активных дефектов на кривые термостимулированного тока. Согласно первой версии, это взаимодействие приводит к размытию (уширению) спектра времен релаксации электрически активных дефектов, которое часто трактуется как проявление квазинепрерывного распределения этих дефектов либо по энергии активации, либо по частотному фактору [47, 280, 311, 391, 413, 423, 462, 478, 482]. По второй версии короткодействующее взаимодействие электрически активных дефектов ведет к изменению порядка кинетики релаксационного процесса [367, 465, 466]. В этом случае уравнение, описывающее кинетику релаксационной поляризации, приобретает, согласно [466], вид

$$\frac{dP}{dt} = - \frac{P(t)^m}{P_0^{m-1} \tau_0} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right), \quad (5.54)$$

где m — порядок кинетики, характеризующий короткодействующее взаимодействие электрически активных дефектов ($m = 1$ при отсутствии взаимодействия), P_0 — начальное значение поляризации, W — энергия активации. Параметр τ_0 определяется из выражения для времени релаксации:

$$\tau(t) = \tau_0 \left[\frac{P_0}{P(t)} \right]^{m-1} \exp \left(\frac{W}{kT} \right). \quad (5.55)$$

Из уравнения (5.54) получаем для режима линейного нагревания выражение, описывающее ток ТСД в случае произвольного порядка кинетики:

$$j(T) = -\frac{P_0}{\tau_0} \exp \left(-\frac{W}{kT} \right) \left[1 + \frac{m-1}{\tau_0 \beta} \frac{T}{T_0} \int \exp \left(-\frac{W}{kT'} \right) dT' \right]^{-m/(m-1)}. \quad (5.56)$$

Выражение (5.56), согласно [465, 466], хорошо описывает экспериментально наблюдаемые пики тока ТСД в диэлектрике с дипольной поляризацией. Причем там же установлено, что по мере уменьшения концентрации электрически активных диполей (а следовательно, и степени взаимодействия этих диполей) порядок кинетики, обеспечивающий наилучшее согласие формулы (5.56) и экспериментальных данных, стремится к единице. Следует, однако, подчеркнуть, что анализ только температурной зависимости тока ТСД — без привлечения дополнительной информации о релаксационном процессе (например, температурной зависимости эффективной энергии активации или эффективного частотного фактора) — не позволяет отдать предпочтение одной из указанных двух версий о влиянии короткодействующего взаимодействия дефектов на термостимулированный ток. Этот вывод является следствием анализа термостимулированной релаксации, проведенного в [229]. Так, в этой работе показано, что функции (5.56) для произвольного значения параметра m можно поставить в соответствие вполне определенную функцию распределения элементарных релаксаторов по времени релаксации, которая обеспечит ту же температурную зависимость измеряемой величины. Поэтому для однозначного определения механизма влияния короткодействующего взаимодействия дефектов на термостимулированные токи (в рамках двух указанных версий) необходимо привлечение дополнительной информации, например данных термостимулированной деполяризации в режимах фракционного (см. ниже § 8.1) и самосогласованного (см. § 7.2) нагревания.

При достаточно высоких концентрациях электрически активных дефектов их дальнедействующее и короткодействующее взаимодействия могут приводить к явлению, качественно отличающемуся от ранее рассмотренных. Речь идет об агрегации дефектов, которая приводит к образованию комплексов, имеющих существенно иные кинетические параметры (энергию активации, частотный фактор) и электрическую активность. Так, точечные дефекты, объединяясь, могут образовывать тепловые диполи; диполи в свою очередь стремятся объединиться в кластеры, образуя димеры, тримеры и скопления более высоких порядков [239]. Последние в конце концов вообще могут выпадать из твердого раствора в осадок [280, 297].

Образование кластеров или их осаждение приводит к трансформации спектра термостимулированного тока, благодаря чему термоактивацион-

ная токовая спектроскопия весьма широко и достаточно эффективно используется для изучения процессов комплексообразования дефектов [182, 278, 279, 281, 284, 294, 297, 310, 351, 352, 360, 362, 367, 385, 402, 472, 484]. Пики термостимулированного тока, связанные с релаксацией комплексов дефектов, обладают определенными особенностями, которые позволяют не только устанавливать сам факт ассоциации дефектов, но и определять кинетику этого процесса [282, 472]. В литературе имеется некоторое разногласие по поводу порядка кинетики образования тех или иных комплексов дефектов, определяемого по данным термоактивационной токовой спектроскопии [278, 294, 471]. Указанное разногласие, как показано в [407, 472], вызвано игнорированием того обстоятельства, что наряду с процессом ассоциации дефектов в комплексы может происходить обратный процесс – диссоциация комплексов.

Рассмотрим описанные в [92] основные особенности температурно-временной зависимости концентрации комплексов дефектов на примере ассоциации диполей в димеры с учетом возможной диссоциации последних. Если не учитывать образование более сложных комплексов – тримеров (вероятность этого процесса много меньше вероятности образования димера [239, 279]), то кинетическое уравнение, описывающее процессы ассоциации и диссоциации дефектов, примет вид

$$\frac{dN_d}{dt} = -\nu_{as} N_d^2 \exp\left(-\frac{W_{as}}{kT}\right) + C(T) N_{\kappa}, \quad (5.57)$$

где N_d и N_{κ} – концентрация диполей и комплексов диполей – димеров; ν_{as} и W_{as} – частотный фактор и энергия активации ассоциации диполей; $C(T)$ – вероятность диссоциации димеров на исходные диполи. Между концентрациями диполей и комплексов диполей (димеров) имеется очевидная связь:

$$N_d + 2N_{\kappa} = N_{d0}, \quad (5.58)$$

где N_{d0} – исходная концентрация диполей, характеризовавшая диэлектрик до начала процесса комплексообразования.

На начальных стадиях комплексообразования (при $N_{\kappa} \ll N_d$) зависимости концентрации диполей и димеров от времени и от температуры выдержки диэлектрика описываются приближенными выражениями, вытекающими из (5.57) и (5.58) [92]:

$$N_d(t, T) \approx N_{d0} \left[1 + N_{d0} \nu_{as} \exp\left(-\frac{W_{as}}{kT}\right) t \right]^{-1}, \quad (5.59)$$

$$N_{\kappa}(t, T) \approx \frac{N_{d0}^2 \nu_{as}}{2} \exp\left(-\frac{W_{as}}{kT}\right) t \left[1 + N_{d0} \nu_{as} \exp\left(-\frac{W_{as}}{kT}\right) t \right]^{-1}. \quad (5.60)$$

На заключительных стадиях комплексообразования, когда достигается термодинамическое равновесие, соотношение между концентрациями исходных дефектов и их комплексов определяется согласно [360], законом "действующих масс":

$$\frac{N_d^2}{N_{\kappa}} \sim \exp\left(-\frac{W_{dis}}{kT}\right), \quad (5.61)$$

где W_{dis} – энергия диссоциации димера.

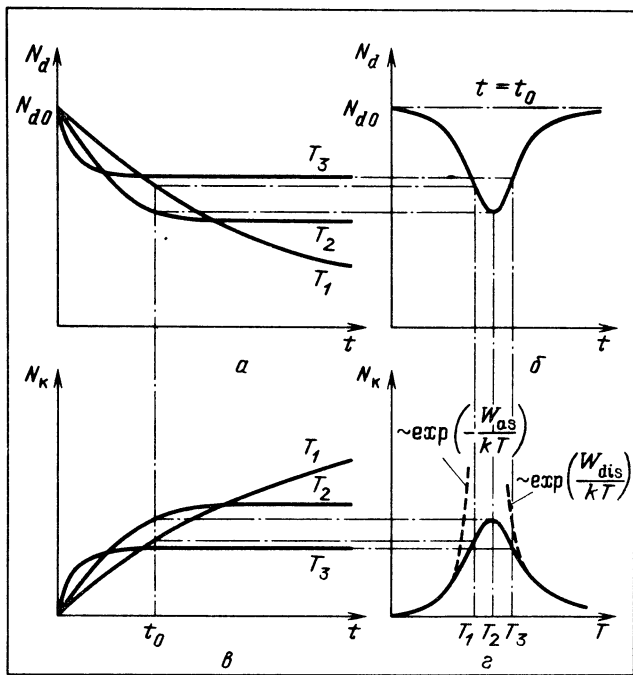


Рис. 5.7. Временные (а, в) и температурные (б, г) зависимости концентрации сходных диполей (а, б) и комплексов диполей (в, г)

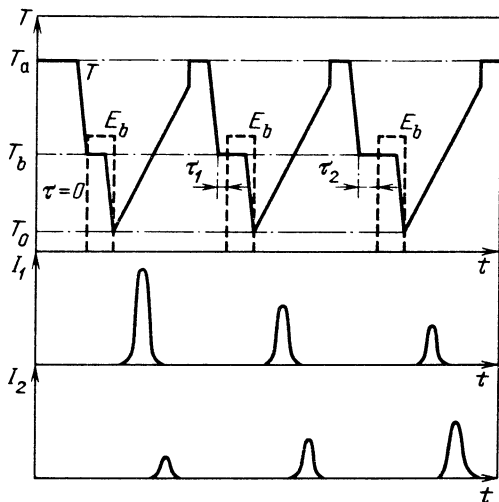
На рис. 5.7 приведены температурно-временные зависимости концентраций диполей и димеров, полученные на основе выражений (5.59)–(5.61). Отличительной особенностью температурных зависимостей концентраций диполей и димеров является их немонотонность. Это происходит потому, что с ростом температуры выдержки диэлектрика, с одной стороны, ускоряется процесс комплексообразования, а с другой – уменьшается равновесная концентрация комплексов.

Поскольку высота, а также площадь под кривой пика тока ТСД пропорциональны концентрации электрически активных дефектов, ответственных за этот пик [92], то, исследуя влияние условий предварительной выдержки диэлектрика на спектр тока ТСД, можно установить следующее.

Если величина пика тока ТСД с ростом времени выдержки образца при температуре поляризации до подачи поляризующего поля (при прочих равных условиях) возрастает, то этот пик обусловлен комплексом дефектов, и, наоборот, если уменьшается, то он обусловлен исходными дефектами, участвующими в комплексообразовании (рис. 5.8).

Если величина пика тока ТСД зависит от времени предварительной выдержки диэлектрика (увеличивается с ростом времени) и возрастает с ростом температуры выдержки (при прочих равных условиях), то это означает, что пик тока ТСД обусловлен комплексами дефектов. Зависимость высоты пика тока ТСД от температуры выдержки (при прочих равных условиях) определяется, согласно [92], соотношением

Рис. 5.8. Схема проведения эксперимента по изучению комплексообразования дефектов в диэлектрике. Перед проведением термической стимуляции (область линейного нагрева) образец подвергался отжигу при температуре T_a и последующей выдержке при температуре T_b . Время выдержки при T_b до подачи поляризирующего поля E_b варьировалось от 0 до τ_2 . Исходным дефектам соответствуют пики I_1 , а комплексам дефектов — пики I_2 . Схема соответствует случаю, когда энергия активации комплексов больше энергии активации исходных дефектов



$j_m \sim \exp [-W_{as}/(kT)]$ и позволяет находить энергию ассоциации дефектов.

Если величина пика тока ТСД практически не зависит от времени предварительной выдержки образца и увеличивается с ростом температуры, при которой эта выдержка осуществляется, то соответствующие этому пику электрически активные дефекты являются исходными компонентами комплексообразования. Напротив, если величина пика тока ТСД при этих условиях уменьшается, то соответствующие электрически активные дефекты являются комплексами. В последнем случае зависимость высоты пика тока ТСД от температуры выдержки позволяет определять энергию диссоциации комплексов дефектов, так как, согласно [92], в этом случае $j_m \sim \exp [W_{dis}/(kT)]$.

Другим признаком существования комплексообразования дефектов в диэлектрике является зависимость величины пиков тока ТСД от предыстории образца, в частности от температуры и времени отжига. Дело в том, что режим отжига диэлектрика влияет на концентрацию собственных дефектов, которые в дальнейшем участвуют в образовании комплексов дефектов [484].

Предсказываемые особенности термостимулированных токов в диэлектрике, в котором происходят процессы ассоциации и диссоциации электрически активных дефектов, наблюдаются на опыте (см. результаты экспериментальных исследований, приведенные в § 10.4).

§ 5.4. ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫЕ РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ТОКИ В ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИ НЕРАВНОВЕСНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ С ПОЛЯРНЫМ НАПРАВЛЕНИЕМ

Эффект сохранения внутреннего электрического поля в течение длительного времени известен для большого ряда кристаллических и аморфных веществ [116]. Традиционно это явление объясняется релаксацией изначально приготовленной поляризации (так называемым электретным эффектом), а сопровождающие эту релаксацию электрические токи отож-

дествляются с временной производной от релаксационной поляризации. В последние годы, однако, получен ряд экспериментальных результатов, интерпретация которых в рамках традиционных представлений оказывается неудовлетворительной. Так, в ряде работ обнаружено существование релаксационных токов в диэлектриках, которые не подвергались предварительной поляризации [354, 437, 452] или предварительно деполяризовались [156, 169]. Кроме того, в некоторых случаях электрическая релаксация в диэлектрике характеризуется временем τ , существенно превышающим максвелловское время [189, 480]. Последнее обстоятельство, как будет показано в дальнейшем, приводит к затруднениям при традиционной интерпретации процесса электрической релаксации в диэлектрике.

Пусть $\tau \gg \tau_\mu$. Тогда на больших временах устанавливается квазистационарное равновесие между омическим (λE) и поляризационным (dp/dt) токами, в результате чего в диэлектрике возникает электрическое поле

$$E = \frac{1}{\lambda} \frac{dP}{dt}. \quad (5.62)$$

Для экспоненциального закона убывания поляризации (с характерным временем τ) получаем из (5.62):

$$E(t) = \frac{1}{\lambda} \frac{P(t)}{\tau} = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \left(\frac{\tau_\mu}{\tau} \right) P(t). \quad (5.63)$$

Главный недостаток такой интерпретации заключается в чрезмерно больших значениях поляризации, необходимых для объяснения наблюдаемых величин E и τ . Вследствие малости отношения τ_μ/τ приходится допускать начальные значения P на уровне $10^{-4} - 10^{-5}$ Кл/см², что намного превосходит спонтанные поляризации многих пироэлектриков [135]. Столь большие значения P не соответствуют действительности, на что обращалось внимание в [94, 116].

В [94] предложена модель долговременной электрической релаксации в диэлектрике, которая является обобщением традиционных моделей электретного эффекта. В основе этой модели лежит представление о релаксационном токе j_r , сопровождающем процессы релаксации в диэлектрике. В отличие от прежних моделей предполагается, что $j_r \neq dP/dt$, т.е. что релаксационный ток и релаксационная поляризация суть независимые величины. Допущение о независимости j_r и P автоматически устраняет трудности прежней теории, поскольку формулы (5.62), (5.63) и вытекающие из них противоречивые оценки P основаны именно на предположении, что $j = dP/dt$.

Обсудим возможную природу релаксационных токов, для которых $j_r \neq dP/dt$. В [21] было показано, что в средах без центра симметрии стационарный или квазистационарный электрический ток может существовать и в отсутствии электрических полей или пространственной неоднородности. Если среда обладает собственным полярным направлением, то для существования тока достаточно ее неравновесности. Только в полном термодинамическом равновесии в соответствии со вторым началом термодинамики ток обращается в нуль. Неравновесность среды не

обязательно должна быть связана с внешним источником, как в случае фотогальванического [21] или электротермического [123] эффекта. В реальной диэлектрике всегда происходят сложные релаксационные процессы, связанные с неравновесностью начального состояния, возникающей в процессе изготовления образца, его отжига, легирования, механической обработки, облучения и т.п. Эти перестройки сопровождаются повышением общей энтропии системы. Как правило, структурные перестройки связаны с преодолением значительных потенциальных барьеров, и поэтому они имеют термоактивационный характер и могут происходить очень медленно. В течение всего времени релаксации неравновесная полярная среда ведет себя как генератор тока. Процесс релаксации приводит не к уничтожению имеющегося разделения зарядов, а к появлению и поддержанию такого разделения.

Общие представления о неравновесных токах, развитые в [21], были конкретизированы в [94, 95, 177], где на простых микроскопических моделях (миграция и аннигиляция избыточных точечных дефектов в кристалле с полярным направлением; разрушение локализованного состояния и асимметричная ионизация электронов при слиянии дефектов) была показана возможность существования релаксационных токов $j_r \neq dP/dt$. Проведенные в [94, 177] оценки показывают, что токи $j_r \sim 10^{-13}$ А/см² могут иметь в реальном кристалле время спада $\tau \geq 1$ год. На базе развиваемых представлений о релаксационном токе можно легко объяснить долговременную электрическую релаксацию в диэлектриках, возникновение электрических токов без предварительной поляризации и после предварительной деполяризации, инверсию знака деполяризационного тока.

Следует отметить, что релаксационные токи могут возникать не только в кристаллах без центра симметрии, но и в центросимметричных средах. В последних полярный рельеф, необходимый для возникновения релаксационных токов, может создаваться после приложения поляризующего поля. При переходе от кристаллов к аморфным средам можно ожидать увеличения уровня неравновесности и более экстремальных характеристик релаксационных токов.

К настоящему времени в литературе предложено несколько моделей сторонних сил в твердых диэлектриках и полупроводниках:

- 1) модель макроскопически неоднородной среды (так называемая концентрационная эдс) [156, 247, 248];
- 2) диффузия примесных ионов и химическое взаимодействие их с компонентами среды [1, 398];
- 3) смещение центра тяжести электронного пакета в результате аннигиляции дефектов в средах без центра симметрии [177];
- 4) аннигиляция пар вакансия — междоузельный атом в средах без центра симметрии [95, 177].

Все перечисленные модели не связаны с изменением в кристаллах спонтанной поляризации, поэтому термостимулированные токи, которые могут возникнуть при нагреве таких объектов, не обусловлены пирозлектрическими явлениями.

Рассмотрим в соответствии с [95] термостимулированные релаксационные токи, которые возникают в диэлектрике под действием сторонних сил последней (из приведенного перечня) модели.

Пусть имеется кубическая кристаллическая решетка, содержащая случайно расположенные точечные дефекты: вакансии и атомы в междоузлиях соответственно в концентрациях N_V и N_I . Будем для определенности считать, что вакансии обладают меньшей энергией активации перескока в соседнее эквивалентное положение, т.е. являются более подвижной компонентой. Благодаря этому междоузельные атомы можно считать неподвижными стоками, а вакансии рассматривать как частицы, блуждающие по решетке. В кристаллах без центра симметрии (т.е. имеющих полярное направление) потенциальные барьеры, которые необходимо преодолеть вакансии для акта рекомбинации с междоузельным атомом из правого и левого положений, оказываются различными. Это различие в энергиях активации может быть связано, согласно [177], с отличием дипольных моментов дефектной и бездефектной ячеек. Если указанное различие энергий активации равно ΔW , то вероятности перескока вакансий из соседнего узла на сток определяются, согласно [95], в предпочтительном направлении соотношением:

$$w_+ = \Omega \exp\left(-\frac{W - \Delta W}{kT}\right), \quad (5.64)$$

а в остальных направлениях — соотношением

$$w = \Omega \exp\left(-\frac{W}{kT}\right), \quad (5.65)$$

где Ω — по порядку величины есть фононные частоты, W — энергия миграции вакансий.

Отвлекаясь от короткого начального этапа релаксации, можно для выбранной модели получить следующее уравнение кинетики [177]:

$$\frac{dN_V}{dt} = -\nu \frac{N_V(N_V + \Delta)}{N_0}, \quad (5.66)$$

где $\nu = \frac{5w w_+}{w_+ + 5w}$; $\Delta = N_I - N_V$ — в рассматриваемой модели постоянная величина; N_0 — полное число узлов в единице объема.

Временная зависимость релаксационного тока, возникающего во внешней закороченной цепи, следующим образом связано с N_V [177]:

$$j_r(t) = \frac{qw\eta N_V(t)}{N_0 a^2} \left[\frac{N_V(t)}{N_0} + \frac{\Delta}{N_0} \right], \quad (5.67)$$

где η — параметр, зависящий от величины $\Delta W/(kT)$ и меняющийся в интервале от 1 до 6; q — заряд вакансии; a — шаг решетки.

Учитывая термоактивационный характер процесса аннигиляции, можно для ряда частных случаев решить систему уравнений (5.64), (5.65) при линейном однородном (для исключения действия термо-ЭДС) нагревании кристалла со скоростью β .

Если $N_I \gg N_V$ или $N_V \gg N_I$, то

$$j_r(T) \approx \frac{q\Omega\eta N_{I0} N_{V0}}{a^2 N_0^2} \exp\left[-\frac{W}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{5\Omega N}{N_0\beta} \exp\left(-\frac{W}{kT'}\right) dT'\right] \quad (5.68)$$

при $\Delta W > 2kT$ (т.е. при $w_+ > 5w$) и

$$j_r(T) \approx \frac{q\Omega\eta N_{I0} N_{V0}}{a^2 N_0^2} \exp\left[-\frac{W}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\Omega N}{N_0\beta} \exp\left(-\frac{W - \Delta W}{kT'}\right) dT'\right] \quad (5.69)$$

при $\Delta W < 2kT$ (т.е. при $w_+ < 5w$).

В выражениях (5.68), (5.69) $N = N_{I0}$ при $N_I \gg N_V$ и $N = N_{V0}$ при $N_V \gg N_I$ (дополнительный индекс 0 обозначает начальную концентрацию).

Если $N_I \approx N_V$ (при этом $N_{I0} \approx N_{V0}$), то

$$j_r(T) \approx \frac{q\Omega\eta N_{I0} N_{V0}}{a^2 N_0^2} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \left[1 + \int_{T_0}^T \frac{5\Omega N_{V0}}{N_0\beta} \exp\left(-\frac{W}{kT'}\right) dT'\right]^{-2} \quad (5.70)$$

при $\Delta W > 2kT$ и

$$j_r(T) \approx \frac{q\Omega\eta N_{I0} N_{V0}}{a^2 N_0^2} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \left[1 + \int_{T_0}^T \frac{\Omega N_{V0}}{N_0\beta} \exp\left(-\frac{W - \Delta W}{kT'}\right) dT'\right]^{-2} \quad (5.71)$$

при $\Delta W < 2kT$.

Выражения (5.68), (5.69) соответствуют кинетике релаксации первого порядка, а выражения (5.70), (5.71) — кинетике второго порядка.

Таким образом, температурные зависимости релаксационных токов обусловленных действием сторонних сил, подобны температурным зависимостям токов термостимулированной деполяризации. Применяя известные методы обработки данных ТСД к кривым термостимулированных релаксационных токов, вызванных действием сторонних сил, можно определить энергию миграции и начальную концентрацию подвижной компоненты заряда (в нашей модели — вакансий).

В отличие от кривых тока ТСД термостимулированные релаксационные токи незлектростатической природы могут наблюдаться у предварительно неполяризованных или деполяризованных образцов (характеризующихся, с одной стороны, отсутствием термодинамического равновесия, с другой наличием полярного направления). Эти свойства релаксационных токов незлектростатической природы могут использоваться для их идентификации и выделения из токов ТСД.

Поскольку термостимулированные релаксационные токи, обусловленные сторонними силами, и токи ТСД могут наблюдаться в кристалле одновременно, то результирующий термостимулированный ток может испытывать инверсию знака (так как направление соответствующих токов задает-

ся в общем случае независимыми свойствами образца — полярным направлением кристалла и направлением поляризации).

В заключение отметим, то рассмотренная конкретная модель термостимулированных токов неэлектростатической природы не претендует на глубину и полноту исследования указанных токов. Однако возможность объяснения ряда необычных особенностей термостимулированных токов на основе частной модели оправдывает, на наш взгляд, использованный подход.

§ 5.5. ОСОБЕННОСТИ ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННОЙ РЕЛАКСАЦИИ ЗАРЯДА В УСЛОВИЯХ ДЕЙСТВИЯ СИЛЬНЫХ СИЛОВЫХ ПОЛЕЙ

Ранее при рассмотрении закономерностей термостимулированных токов мы предполагали, что электрическое поле, ответственное за создание неравновесного состояния диэлектрика (полупроводника), не является сильным, т.е. можно пренебречь эффектами сильного электрического поля (эффекты Пула и Пула—Френкеля). Кроме того, предполагалось, что в образце отсутствуют механические напряжения или их влиянием на термостимулированную релаксацию заряда можно пренебречь. Однако, как будет показано ниже, действие сильных электрических и механических полей в процессе термической стимуляции или при создании неравновесного состояния диэлектрика (полупроводника) может привести к существенным особенностям термостимулированного тока.

5.5.1. Влияние эффектов сильного электрического поля на термостимулированную релаксацию заряда. Начнем рассмотрение указанного вопроса с анализа влияния поляризующего поля на термостимулированные токи, обусловленные реориентацией квазидиполей. Квазидиполи (см. § В.2) образуются в результате смещения слабосвязанных ионов под действием электрического поля из одного положения равновесия в другое, ближайшее положение равновесия. Существует, однако, определенная вероятность того, что слабосвязанный ион перескочит под действием поля в положение равновесия, следующее за ближайшим. Соответственно различают *nn*-диполи и *nnn*-диполи (от начальных букв английских терминов *nearest-neighbor* и *next-nearest-neighbor*). Указанные квазидиполи в общем случае отличаются не только дипольным моментом, но и кинетическими параметрами (энергией активации и частотным фактором). Поэтому на кривых тока ТСД этим диполям соответствуют разные пики.

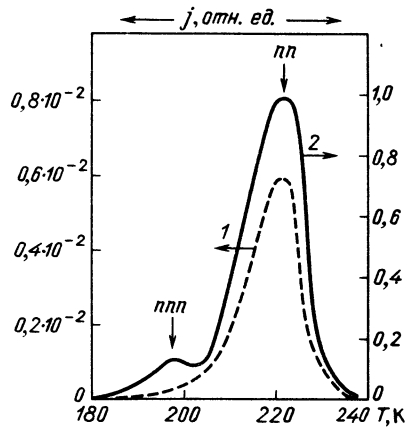
В [416] показано, что увеличение вероятности термоактивируемого перескока иона в положение, следующее за ближайшим, с ростом электрического поля происходит быстрее, чем увеличение вероятности перескока в ближайшее положение равновесия. Таким образом, эффект сильного электрического поля в случае квазидипольной поляризации заключается в изменении соотношения пиков тока ТСД, ответственных за *nn*-диполи и *nnn*-диполи (пик ТСД, связанный с *nnn*-диполями, увеличивается быстрее). Численный анализ, проведенный в [416], показал, что кривая тока ТСД для диэлектрика с квазидипольной поляризацией при слабых поляризующих полях может иметь только один пик (связанный с *nn*-диполями), а при высоких поляризующих полях — два пика (рис. 5.9), один из которых обусловлен, как и прежде, *nn*-диполями, а второй — *nnn*-диполями.

Рис. 5.9. Кривые тока ТСД в кристалле с nn - и nnn -диполями. Расчет проведен для следующих параметров:

$$w_{0nn} = 6,3 \cdot 10^{11} \exp\left(-\frac{0,71}{kT}\right) \text{ с}^{-1};$$

$$w_{0nnn} = 7,4 \cdot 10^{13} \exp\left(-\frac{0,63}{kT}\right) \text{ с}^{-1};$$

$$T_b = 300 \text{ К}; \quad \beta = 0,1 \text{ К} \cdot \text{с}^{-1}; \quad E_b = 0,5 \cdot 10^2 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1} \quad (\text{кривая } 1), \quad 10^4 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1} \quad (2)$$



Это обстоятельство необходимо учитывать при интерпретации экспериментальных данных ТСД в случае, когда полярирующие электрические поля являются достаточно сильными.

Эффекты сильного электрического поля могут проявляться и на ТСТП за счет термополевого опустошения заряженных центров захвата (имеющих притягивающий кулоновский потенциал). В случае, когда концентрация кулоновских центров захвата в диэлектрике не велика, а электрические поля, напротив, достаточно высоки, эффективная энергия активации таких центров, согласно [181, 481], определяется выражением

$$W_э = w_t - \beta_{\text{ПФ}} E^{1/2}, \quad (5.72)$$

где $\beta_{\text{ПФ}} = [q^3/\pi\epsilon\epsilon_0]^{1/2}$ — коэффициент Пула–Френкеля. Выражение (5.72) описывает полевую зависимость эффективной энергии активации заряженных центров захвата в случае так называемого эффекта Пула–Френкеля [130, 181]. При этом температурная зависимость ТСТП, согласно [166], имеет вид

$$j(T) = j_0 \exp\left(-\frac{W_t - \beta_{\text{ПФ}}\sqrt{E}}{kT}\right) \exp\left[-\int_{T_0}^T \frac{\omega_t}{\beta} \exp\left(-\frac{W_t - \beta_{\text{ПФ}}\sqrt{E}}{kT'}\right) dT'\right]. \quad (5.73)$$

При выводе (5.73) предполагалось, что частотный фактор центров захвата (сечение захвата) от величины внешнего электрического поля практически не зависит, что, согласно [181, 202], в некоторых случаях может не выполняться.

Упомянувшееся ранее условие достаточно высоких электрических полей, очевидно, требует расшифровки. Как показано в [340, 353], эффект Пула–Френкеля наблюдается при выполнении условия $\beta_{\text{ПФ}}\sqrt{E} > 2kT$ (оценка для типичных значений параметров дает $E > 10^7$ В/м). Такие электрические поля обычно реализуются в тонких диэлектрических слоях. Поэтому в указанных объектах необходимо учитывать влияние эффекта сильного поля на термостимулированные токи проводимости. Внешним проявлением этого эффекта должно являться смещение максимума ТСТП

в область более низких температур по мере возрастания внешнего электрического поля. Внутренним же проявлением этого эффекта, как уже отмечалось, является уменьшение эффективной энергии активации с ростом приложенного поля.

Эффекты сильного электрического поля, хотя это на первый взгляд и кажется странным, могут проявляться и на термостимулированных токах, измеренных в режиме короткого замыкания. Дело в том, что в процессе зарядки и поляризации диэлектрика в последнем образуются области объемного заряда, которые при последующем закорачивании образца создают локальные внутренние электрические поля. Как показывают исследования [80, 98, 184, 488], величина этих внутренних полей в локальных областях диэлектрика может быть соизмерима с величиной начального поляризующего поля. Поэтому в тех случаях, когда при поляризации используются достаточно высокие электрические поля (это характерно, например, для тонкопленочных структур), при последующей деполяризации в локальных областях диэлектрика могут существовать сильные внутренние электрические поля, а значит, и разыгрываться эффекты сильного электрического поля. Внешним признаком эффекта сильного внутреннего поля является смещение пика ТСТ КЗ в область меньших температур при увеличении степени поляризации (заряжения) образца, например при увеличении поляризующего напряжения (см. [167, 290, 411, 488]).

Проявление эффектов сильного электрического поля в случае ТСТ КЗ существенно отличается от случая ТСТП. Во-первых, это отличие вызвано тем, что величина внутреннего электрического поля при нагреве закороченного образца уменьшается по мере разрушения поляризованного состояния или разрядки диэлектрика (в случае же ТСТП после внутри диэлектрика остается практически постоянным или меняется слабо). Поэтому эффективная энергия активации центров захвата, определяемая в процессе термостимулированной деполяризации или разрядки, должна монотонно возрастать даже в объекте с одним сортом центров захвата, если, конечно, в нем разыгрываются эффекты сильного электрического поля. Во-вторых, поскольку электрическое поле внутри поляризованного (заряженного) короткозамкнутого образца является сугубо неоднородным (см. § В.2), эффективная энергия активации центров захвата за счет эффекта сильного поля оказывается различной для центров захвата, расположенных на разных расстояниях от поверхности диэлектрика. Таким образом, эффект сильного внутреннего электрического поля приводит к фиктивному "размытию" энергетического спектра центров захвата в диэлектрике, что проявляется в расширении пика ТСТ КЗ [167, 224].

Поскольку вероятность термополевого опустошения заряженных центров захвата зависит от величины внутреннего электрического поля, а последнее в свою очередь определяется концентрацией носителей, локализованных на центрах захвата, то расчет термостимулированного тока представляет собой самосогласованную задачу, строгое аналитическое решение которой весьма затруднено. Приближенные расчеты, проведенные в [224] для начального участка ТСТ КЗ в случае эффекта сильного поля, показывают, что наклон начального участка в координатах Аррениуса действительно является монотонно возрастающей функцией температуры образца. Варьируя величину максимального значения внутреннего электри-

ческого поля в образце (например, меняя напряжение поляризации), можно получить полевую зависимость эффективной энергии активации начального участка ТСТ КЗ. Экстраполяция этой зависимости в область слабых полей позволяет, согласно [224], найти невозмущенную энергию активации дискретного центра захвата.

Как отмечалось в § 3.1, ТСТ КЗ в электронейтральном диэлектрике может быть обусловлен пространственной неоднородностью равновесной проводимости диэлектрика, которая возникает в исходно однородном диэлектрике за счет действия эффекта сильного внутреннего электрического поля.

Характерные особенности пиков ТСТ КЗ, обусловленных действием эффекта сильного внутреннего поля, а именно: смещение пика в область более низких температур по мере накопления объемного заряда в диэлектрике и большая ширина пика по сравнению с обычным пиком ТСТ КЗ [92] — могут быть в принципе неверно интерпретированы в рамках других моделей, в которых эффект сильного поля не учитывается. Впрочем, возможна и обратная ситуация, когда экспериментальные данные интерпретируются в рамках модели сильного поля, хотя на самом деле эффект сильного поля не реализуется.

Смещение пика ТСТ КЗ в область более низких температур по мере роста концентрации накопленного заряда может происходить в рамках обычной модели термостимулированного тока разрядки, если реализуется кинетика релаксации второго порядка (см. § 2.1). Большая температурная ширина пика ТСТ КЗ может объясняться наличием в диэлектрике квазинепрерывного энергетического распределения центров захвата (см. § 5.1). Различить указанные модели можно, анализируя наклон начального участка пика ТСТ КЗ в зависимости от степени начального заполнения центров захвата. Так, в модели эффекта сильного поля наклон начального участка пика ТСТ КЗ в координатах Аррениуса будет уменьшаться, в то время как для обычных ТСТ КЗ он не меняется, а в случае квазинепрерывного энергетического распределения центров захвата может даже увеличиваться по мере роста концентрации объемного заряда [92]. Для более надежного разделения моделей эффекта сильного поля и квазинепрерывного энергетического распределения центров захвата следует применять ТСТ КЗ в режиме фракционного нагревания (см. § 8.1).

5.5.2. Влияние пластической деформации и механических напряжений на термостимулированные токи. Анализ литературы позволяет выделить три аспекта влияния механических силовых полей на термостимулированную релаксацию заряда в полупроводниках и диэлектриках.

Во-первых, речь идет о поляризации (заряжении) образца в отсутствие электрического поля в результате предварительной деформации этого образца, т.е. об образовании так называемого механоэлектрического состояния [166, 171]. Механическая обработка (сжатие, растяжение, прокатка и т.п.) полярных диэлектриков приводит к появлению в них ориентационной поляризации [119, 188, 346, 386]. В неполярных же диэлектриках (как, впрочем, и в полярных) механическое воздействие может приводить к зарядению диэлектрика за счет побочных эффектов (разрыв контакта полимер—подложка, инъекция носителей заряда из металлических валков в полимерную пленку и т.п.) [171]. Последующий нагрев механически

обработанных полимеров приводит к появлению термостимулированных токов, которые без механической обработки не появляются [287].

Термостимулированная релаксация заряда в диэлектрике существенно изменяется, если процесс поляризации образца внешним электрическим полем производится одновременно с воздействием механического напряжения [451] или если образец, в котором предварительно тем или иным способом было создано электретное состояние, перед нагревом подвергается механическому воздействию [140, 141]. Указанные комбинации электрического и механического воздействий позволяют усиливать или, наоборот, ослаблять отдельные компоненты релаксационной поляризации диэлектрика и получать дополнительную информацию о природе релаксаторов [451].

Во-вторых, речь идет о том, что пластическая деформация полупроводников и диэлектриков приводит к появлению новых электрически активных дефектов в этих материалах или изменяет параметры электрически активных дефектов, существовавших ранее. Поэтому спектры термостимулированных токов в механически обработанных и необработанных образцах могут существенно различаться.

Образующиеся при пластическом деформировании кремния дислокации вносят в запрещенную зону этого кристалла целую систему уровней и одномерных зон [131, 132, 186, 250]. Обнаруженная в [109, 192] одномерная дислокационная проводимость в кристаллах полупроводника с высокой плотностью дислокаций в принципе может, согласно [250], приводить к появлению дополнительного специфического канала термостимулированной деполяризации. Исследование токов ТСД в пластически деформированных и недеформированных кристаллах кремния позволило установить, что по крайней мере два пика тока ТСД обусловлены дислокациями (см. [250]).

Указанные пики тока ТСД могут быть связаны либо с точечными дефектами, возникающими в процессе пластической деформации, либо с собственно дислокационными уровнями. В последнем случае сечения захвата, определяемые по данным ТСД, не имеют четкого физического смысла, так как, согласно [57], сечение захвата дислокационных уровней сильно зависит от температуры и заряда дислокации. Однако и в этом случае, как отмечалось в [250], полученные значения сечений захвата могут оказаться полезными для оценки вероятности захвата носителей заряда при анализе кинетики электронных переходов в полупроводниковых кристаллах с дислокациями. Особенности термостимулированных токов деполяризации и разрядки в кристаллах кремния, подвергнутых локальной пластической деформации или высокотемпературной обработке после деформации, описаны в [250, 252, 487].

Влияние пластической деформации на термостимулированную релаксацию заряда в ионных кристаллах может быть качественно иным, чем в кристаллах полупроводников. Так, например, исследование токов ТСД в монокристаллах AgCl , подвергнутых пластической деформации, показало, что на кривой ТСД появляется еще один, более низкотемпературный пик, высота которого растет с увеличением степени деформации [251]. При достаточно большой степени деформации в кристаллах AgCl наблюдается только один низкотемпературный пик тока ТСД [251]. Пред-

полагается, что указанные экспериментальные закономерности обусловлены возникновением вблизи дислокационных скоплений областей с повышенной ионной проводимостью, например из-за уменьшения энергии активации миграции собственных точечных дефектов.

Несколько иной характер влияния пластической деформации на спектры ТСД наблюдается в щелочно-галоидных кристаллах [225, 283, 457, 458]. Отличительной особенностью этого влияния для широкого круга щелочно-галоидных кристаллов является изменение величины и температурного положения пика тока ТСД, ответственного за релаксацию Максвелла–Вагнера. Предполагается, что пластическая деформация щелочно-галоидных кристаллов приводит благодаря появлению дополнительного числа дислокаций к изменению геометрических размеров и проводимости высокопроводящих включений в основной матрице кристалла. Разброс значений указанных параметров, а также наличие остаточных механических напряжений в кристаллах должны приводить к квазинепрерывному распределению времен релаксации, характеризующих соответствующий релаксационный процесс [55, 225].

Описанный механизм влияния пластической деформации на максвелл-вагнеровский пик термостимулированного тока, по-видимому, может быть использован и для объяснения аналогичных явлений в полимерах. Однако, в поливинилиденфториде, например, вытяжка полимера влияет на соответствующий пик тока ТСД в результате структурных изменений в аморфных областях полимера и изменения свойств границы раздела аморфное вещество – кристалл, а не за счет относительного изменения содержания различных фаз полимера [489].

И, наконец, в-третьих, речь идет о том, что действие механического напряжения в процессе нагрева образца (внешнее статическое давление; остаточные неоднородные механические напряжения; механические напряжения, возникающие при нагреве жестко закрепленных образцов) может приводить к модификации термостимулированной релаксации заряда.

В ряде работ [315, 366, 438, 439] установлено, что в полимерах спектр тока ТСД, измеренный в условиях действия высокого внешнего давления (до 10^8 Па), изменяется – пики тока ТСД смещаются в область более высоких температур. Исследование сдвига пиков тока ТСД в результате действия внешнего давления позволяет определять активационный объем V^* релаксаторов, т.е. в конечном счете, оценивать микроскопические параметры этих релаксаторов [236].

Механические напряжения в диэлектрике существенно влияют на процесс термостимулированной релаксации подвижных ионов. Учет упругого поля концентрационного происхождения [215, 422] приводит к увеличению вклада "эффективного" диффузионного тока, что в свою очередь приводит к уменьшению величины и к смещению в область меньших температур пика тока ТСД, обусловленного миграцией ионов [205]. Неоднородные механические напряжения диэлектрика по своему действию равносильны включению в цепь дополнительного электрического поля определенного направления. В результате этого (т.е. в результате действия остаточных неоднородных напряжений диэлектрика) пики тока ТСД могут оказаться асимметричными относительно полярности поляризирующего напряжения, что наблюдается экспериментально [397]. Опи-

санный механизм действия неоднородной деформации диэлектрика на токи ТСД с учетом рассуждений, приведенных в § 5.4, по-видимому, может быть использован для объяснения появления "фиктивных" пиков тока ТСД, которые наблюдаются в диэлектрических слоях с локальными механическими напряжениями [37, 333].

Механические напряжения могут возникать в диэлектрике в процессе его нагревания из-за того, что размеры образца при нагревании выдерживаются постоянными [52, 176], а также из-за возможного различия коэффициентов теплового расширения материала диэлектрика и напыленных электродов [165]. Поскольку нагрев является неотъемлемым звеном термоактивационной спектроскопии, необходимо учитывать возможное влияние возникающих механических напряжений на термостимулированную релаксацию заряда. Как показано в [176], нагрев полимерных пленок в изометрических условиях приводит к появлению дополнительного пика тока ТСД по сравнению с нагревом пленок в свободном состоянии. Если нагрев полимерных пленок в изометрических условиях приводит к возникновению значительных механических напряжений, то, согласно [136, 137], происходит деструкция полимера с генерацией носителей заряда. Это в свою очередь вызывает смещение начала термостимулированной релаксации потенциала заряженной полимерной пленки в область более низких температур [52].

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА
ТЕРМОАКТИВАЦИОННОЙ ТОКОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ**

ГЛАВА 6

МЕТОДИКА ЛИНЕЙНОГО НАГРЕВАНИЯ

Ранние работы, в которых использовались методы термоактивационной токовой спектроскопии [112, 313, 327, 483], отличаются применением произвольного режима нагревания исследуемого образца (скорость нагревания обычно уменьшалась со временем). Термоактивационная спектроскопия в этом случае использовалась лишь для качественных исследований и не требовала сложного технического оснащения. Поскольку температурная (временная) зависимость термостимулированного тока, т.е. полезный сигнал, может существенно изменяться при изменении скорости нагревания образца (см. предыдущие главы), то простая логика дискриминирования параметров эксперимента требует фиксирования значения скорости нагревания образца. В последнем случае любые особенности температурной зависимости термостимулированного тока (максимумы, перегибы, полочки и т.п.) связаны уже не с режимом нагревания, а со спецификой энергетического спектра электрически активных дефектов и процесса релаксации заряда в исследуемом объекте.

Методика постоянной скорости нагревания или, иначе, режима линейного нагревания позволила перейти к количественным исследованиям и за короткое время заняла доминирующее положение в арсенале методов термоактивационной спектроскопии. В настоящее время разработан целый набор способов обработки кривых термостимулированного тока, измеренного в режиме линейного нагревания (см. § 6.2). Погрешности этих способов определения параметров электрически активных дефектов по кривым термостимулированного тока как правило, прямо зависят от точности поддержания постоянной скорости нагревания. Таким образом, точность методов термоактивационной спектроскопии оказывается существенно зависящей от технической реализации режима линейного нагревания.

Применение вычислительных средств для обработки экспериментальных данных термоактивационной спектроскопии, в частности решение обратной задачи методом регуляризации [101, 105, 120], позволяет определять энергетический спектр электрически активных дефектов в исследуемом объекте по термостимулированным токам, измеренным при произвольном режиме нагревания. При этом, естественно, необходимо наряду

с измерением тока достаточно точно регистрировать зависимость температуры образца от времени. Таким образом, открывается возможность переноса центра тяжести эксперимента с технического оснащения (в частности, с конструкции терморегулятора) на вычислительные средства и программное обеспечение. Следует, однако, иметь в виду, что на самом деле и в этом случае режим нагревания может быть произвольным лишь в определенных пределах. Важно, чтобы паразитные токи (например, обусловленные термоэдс и т.п.) в процессе нагревания были пренебрежимо малы по сравнению с термостимулированными токами, т.е. с полезным сигналом. Отсюда ясно, что должно существовать ограничение на максимальную текущую скорость нагревания. Согласно [67], неоднородность температуры образца по его толщине определяется формулой (полученной из решения уравнения теплопроводности)

$$\Delta T = \frac{\beta C_p \rho L^2}{8\kappa}, \quad (6.1)$$

где β — скорость нагревания (К/с); c_p — удельная теплоемкость (в ккал/(моль · К)); ρ — плотность (в г/см³); L — толщина (в см); κ — удельная теплопроводность образца (в Вт/см · К). Таким образом, чем выше скорость нагревания образца, тем больше разность температур между его электродами и тем больше ток, обусловленный термоэдс. Формула (6.1) позволяет по известным теплофизическим и термоэлектрическим характеристикам исследуемого объекта оценивать максимально допустимую скорость нагревания образца $\beta_{\text{пред}}$. Значение этой величины необходимо учитывать и при выборе режима линейного нагревания (например, для слоев диоксида кремния толщиной 1 мкм и плотности термостимулированного тока выше 10⁻¹³ А имеем $\beta_{\text{пред}} \geq 1$ К/с).

Несмотря на отмеченные обстоятельства, режим линейного нагревания остается и в настоящее время наиболее популярной методикой термоактивационной токовой спектроскопии. Это объясняется рядом причин. Во-первых, в настоящее время промышленность наладила выпуск высокоточных терморегуляторов, обеспечивающих линейное нагревание в широком диапазоне температур (в СССР — РГТ-1, РГТ-2, ВРТ-3 [138, 187]; в Японии — термический анализатор электретов фирмы "Тоё сейки, Сейсаку-со", Токио [239] и др.). Во-вторых, использование режима линейного нагревания удобно для проверки и сопоставления результатов исследований, проведенных в разных научных коллективах. Можно говорить о том, что режим линейного нагревания является своего рода стандартным режимом. В-третьих, для широкого круга неупорядоченных материалов кривые термостимулированных токов, измеренные в режиме линейного нагревания, путем простого изменения шкал преобразуются в энергетический спектр электрически активных дефектов (см. гл. 5). Таким образом, кривые термостимулированных токов, измеренные при линейном нагревании, наглядно отображают энергетический спектр электрически активных дефектов в исследуемом объекте.

§ 6.1. ТЕХНИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ТЕРМОАКТИВАЦИОННОЙ ТОКОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ В РЕЖИМЕ ЛИНЕЙНОГО НАГРЕВАНИЯ

Функциональная схема установки термоактивационной токовой спектроскопии изображена на рис. 6.1. Основными ее элементами являются:

— измерительная камера (ИК) с исследуемым образцом, которая обеспечивает тепловые потоки, необходимые для осуществления температурного режима, а также требуемые электрические контакты и электрическую изоляцию;

— система автоматического регулирования температуры (САРТ), которая по отклонению регулируемой величины (температуры) от заданного режима формирует регулирующее воздействие ($y(t)$) на исполнительные устройства измерительной камеры;

— измерительная система (ИС), которая обеспечивает измерение и регистрацию слабых термостимулированных токов и при необходимости преобразование полезного сигнала из аналогового вида в цифровой.

6.1.1. Измерительная камера. Измерительная камера предназначена для нагревания, охлаждения и термостатирования исследуемого образца. Указанные операции являются необходимыми элементами теста термоактивационной спектроскопии (см. § В.1).

В настоящее время наиболее широко применяются измерительные камеры двух типов: инерционные термовариационные камеры [223] и малоинерционные вакуумные криостаты [138, 197].

Измерительные камеры первого типа обычно используются для измерения термостимулированных токов при атмосферном давлении и, как правило, только в режиме линейного нагревания от комнатной температуры и выше. Вакуумные криостаты (азотные или гелиевые) позволяют производить измерения термостимулированных токов от более низких температур (температуры жидкого азота (77 К) или кипящего гелия (4,2 К)) и допускают использование не только режима линейного нагревания, но и других режимов (квадратичной скорости нагревания, фракционного нагревания и т.п.).

Поскольку малоинерционные вакуумные криостаты позволяют наиболее полно реализовать возможности термоактивационной токовой спектроскопии, мы ограничимся рассмотрением особенностей устройства именно криостатов на примере азотного малоинерционного криостата [197].

Конструктивно криостат обычно выполнен в виде стальной вакуумной рубашки, являющейся частью вакуумной системы, и внутреннего сосуда криостата. Устройство внутреннего сосуда криостата позволяет распределять тепловые потоки таким образом, что появляется возможность осуществлять при необходимости быстрое нагревание или охлаждение образца.

Принцип работы малоинерционного азотного криостата поясняется упрощенной схемой, приведенной на рис. 6.2. Если электромагнитный дроссель 1 открыть, то уровень жидкого азота в трубе 2 установится на уровне нижнего конца трубки 3. Последний благодаря наличию сиффона 4 и регулировочного винта 5 может регулироваться при наладки установки. Если нижний конец трубки 3 установить так, что к держателю образца 6 по тру-

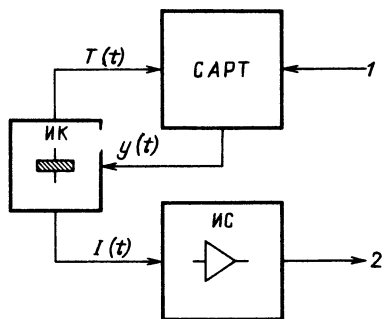


Рис. 6.1. Функциональная схема установки термоактивационной токовой спектроскопии; 1 – ручное управление (программа теста); 2 – спектр ТСТ (энергетический спектр)

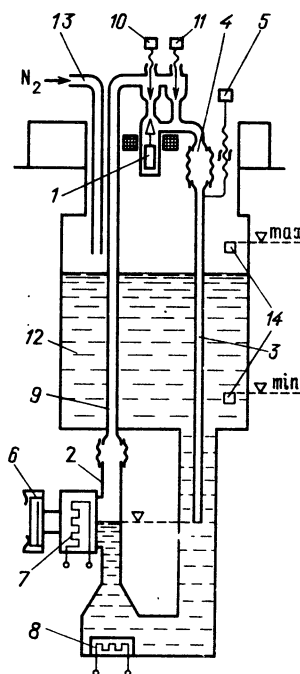


Рис. 6.2. Упрощенная схема малоинерционного криостата

бе 2 подойдет жидкий азот, то температура держателя образца 6 станет близкой к температуре жидкого азота.

Быстрый нагрев держателя образца 6 осуществляется закрытием электромагнитного дросселя 1 и одновременным включением нагревателя образца 7 и испарителя азота 8. При этом образующиеся пары азота создают избыточное давление в трубах 2 и 9 и выталкивают жидкий азот вниз по трубе 2 и полости держателя образца. В результате теплопередача от держателя образца к хладагенту снижается до минимума (последний определяется теплопроводностью трубы 2 и паров азота). Почти вся энергия нагревателя 7 будет поглощаться держателем образца 6, и скорость его нагревания будет максимальной (определяется мощностью нагревателя 7 и теплоемкостью держателя образца 6).

Быстрое охлаждение осуществляется выключением (т.е. открытием) электромагнитного дросселя 1 и отключением нагревателей 7 и 8. Скорость понижения температуры будет определяться в основном положением нижнего конца трубки 3, проходным сечением дросселя 10, теплоемкостью держателя образца 6, а также разностью температур держателя образца и хладагента. В среднем у системы криостат – регулятор скорость быстрого охлаждения и нагревания составляет около 2 К/с [138]. Этот параметр может быть увеличен в 2–3 раза, но, к сожалению, в ущерб точности регулирования (имеется в виду так называемое перерегулирование при выходе на заданный уровень температуры) [138]. Для устранения влияния посторонних тепловых потоков к держателю образца 6 при его термостатировании в районе низких температур служит дроссель 11, при помощи которого обеспечивается необходимый теплообмен между

держателем образца 6 и жидким азотом. Наполнение сосуда 12 жидким азотом производится автоматически через трубку 13 и управляется датчиками уровня азота 14. В криостат введено несколько термодпар, одна из которых служит для управления работой терморегулятора, а остальные — для контроля температуры в различных частях исследуемого образца. Конкретный пример конструкции измерительной ячейки (держатель образца, подводные электроды, датчик температуры, электроизоляция и т.д.) описан в [331].

6.1.2. Система автоматического регулирования температуры (САРТ). Функциональная схема САРТ изображена на рис. 6.3. Принцип работы САРТ заключается в следующем [197]. Температура исследуемого образца 1 измеряется датчиком 2 (термодпарой), который подведен к держателю образца в измерительной камере. В задающем устройстве 3 вырабатывается сигнал, соответствующий необходимому (задаваемому) значению температуры в данный момент времени. Задающее устройство 3 управляется от пульта оператора 4. Выходные сигналы датчика 2 и задающего устройства 3 поступают на сравнивающее устройство 5. Последнее вырабатывает выходной сигнал $x(t)$, знак и величина которого зависят от величины и знака рассогласования сигналов датчика 2 и задающего устройства 3. Выходной сигнал сравнивающего устройства 5 подается на вычислительное устройство 6, которое по определенному закону вырабатывает регулирующее воздействие $y(t)$. Регулирующее воздействие с вычислительного устройства 6 управляет исполнительным устройством 7, которое посредством регулирующих органов 8 (нагреватель образца, электромагнитный дроссель криостата) реализует подвод или отвод теплоты от объекта 1. Корректирующее устройство 9 вносит поправку на непостоянство теплопроводности элементов конструкции измерительной камеры во всем диапазоне рабочих температур. Устройство индикации и блокировок 10 позволяет оператору следить визуально по световому табло за функционированием терморегулятора и блокировать исполнительное устройство 7 при необходимости остановки или изменения тета по команде с пульта оператора 4.

Как известно [147, 223], оптимальным считается терморегулятор, в котором регулирующее воздействие $y(t)$ зависит от отклонения регулируемой величины $x(t)$ по закону

$$y(t) = K_p \left[x(t) + \frac{1}{\Delta t_i} \int x(t) dt + \Delta t_d \frac{dx}{dt} \right], \quad (6.2)$$

где Δt_i — время интегрирования, Δt_d — время дифференцирования, K_p — коэффициент пропорциональности. Поскольку введение производной в закон регулирования предназначено в основном для улучшения динамических качеств системы регулирования (в частности, убыстрения переходных процессов [200]), то при использовании малоинерционных криостатов необходимость регулирования по производной отпадает [138]. Таким образом, в указанном случае используются пропорционально-интегральный закон регулирования. Как показал практический опыт конструирования и разработки малоинерционных криостатов, использование пропорционально-интегрального закона регулирования целесообразно толь-

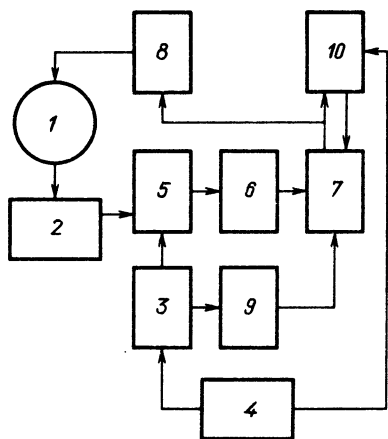
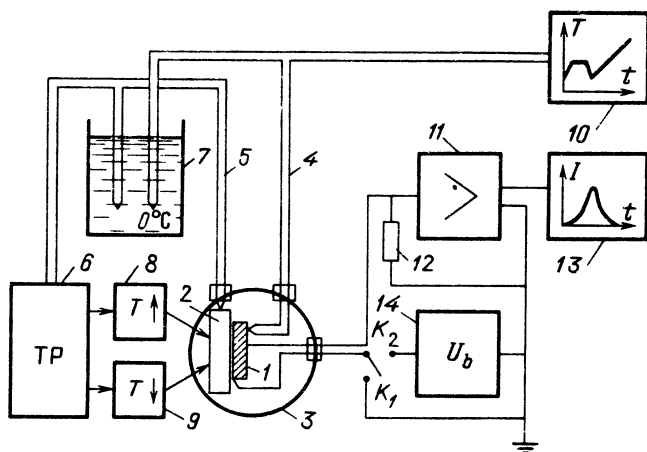


Рис. 6.3. Функциональная схема системы автоматического регулирования температуры (САРТ)

Рис. 6.4. Схема измерительной системы



ко непосредственно при выходе на заданный уровень, а переход с одного уровня на другой следует осуществлять двухпозиционным регулированием [138].

Самым важным (и самым дорогостоящим) узлом САРТ является задающее устройство, которое формирует закон изменения температуры [138]. В настоящее время наиболее удачным считается задающее устройство, в котором используются цифро-аналоговый преобразователь и последующая линейризация термоэлектродвижущей силы термопары — датчика температуры образца [138, 185]. Такое конструктивное решение позволяет задавать любой уровень температуры с шагом 0,1 К, линейно нагревать или охлаждать объект с несколькими фиксированными скоростями и т.д. [138].

6.1.3. Измерительная система. Типичная схема измерительной системы термоактивационной токовой спектроскопии приведена на рис. 6.4. Схема позволяет производить измерения ТСТ КЗ (положение ключа K_1) и ТСТП, ТСП (положение ключа K_2). В положении ключа K_2 также осуществляется предварительная поляризация (возбуждение) образца.

Исследуемый образец 1 при помощи прижимного устройства прикрепляют к держателю образца 2 измерительной камеры 3. Для улучшения теплового контакта между образцом и держателем можно вводить слой силиконового каучука. Регистрацию температуры образца целесообразно производить при помощи термопары 4, которая вводится через специальный паз в держателе и прикасается к образцу со стороны держателя, хотя допускается и прижим конца термопары к внешней стороне образца. Термопара 5 служит для управления терморегулятором 6 и помещается в специальный канал внутри держателя образца 2. Оптимальное положение термопары 5 внутри этого канала подбирается в процессе наладки установки и в дальнейшем фиксируется.

Для предотвращения притока или оттока теплоты через провода термопары желательно применять так называемый тепловой шунт — чувствительный конец термопары длиной около 10 см обматывается вокруг держателя образца. Опорные спаи термопар, изолированные стеклянными трубочками с глицерином, помещаются в дьюар с тающим льдом 7. Температурный режим теста обеспечивается терморегулятором 6, который управляет устройствами нагрева 8 и охлаждения 9, и регистрируется однокоординатным потенциометром 10. Для проведения измерений могут использоваться прижимные, но лучше термокомпрессионные контакты.

Соединение измерительной цепи внутри измерительной камеры с внешней измерительной цепью обычно осуществляется через высокоомные (сопротивление изоляции не хуже 10^{15} Ом) вакуумно плотные выводы, которые экранируются от корпуса криостата. Измерение малых токов производится при помощи электрометрического усилителя 11 (входное сопротивление не менее 10^{15} Ом) по падению напряжения на измерительном сопротивлении 12 (величина которого может меняться декадами вплоть до 10^{12} Ом, но всегда должно оставаться много меньше сопротивления исследуемого образца). Измеряемый термостимулированный ток регистрируется на однокоординатном потенциометре 13 (поскольку используется режим линейного нагревания, то развертка по времени является одновременно и разверткой по температуре). Напряжение, которое необходимо для поляризации или измерения проводимости, подается с источника стабилизированного напряжения 14.

Для ослабления влияния паразитных токов целесообразно все электрические провода экранировать, электрометрическую головку усилителя жестко закреплять на минимально возможном расстоянии от образца и измерение производить в вакууме не хуже $5 \cdot 10^{-5}$ Тор.

6.1.4. Перспективы развития технического оснащения. Существенного улучшения точности регулирования температуры по сравнению с достигнутым уровнем (0,1 К) в ближайшее время не предполагается [138]. Это объясняется, во-первых, отсутствием обоснованной необходимости такого улучшения (погрешности параметров электрически активных дефектов, найденных по кривым термостимулированного тока, определяются, как правило, не инструментальными, а методическими ошибками — см. § 6.2), а во-вторых, тем, что ужесточение точности регулирования вступает в противоречие со все возрастающим требованием расширения рабочего диапазона температур.

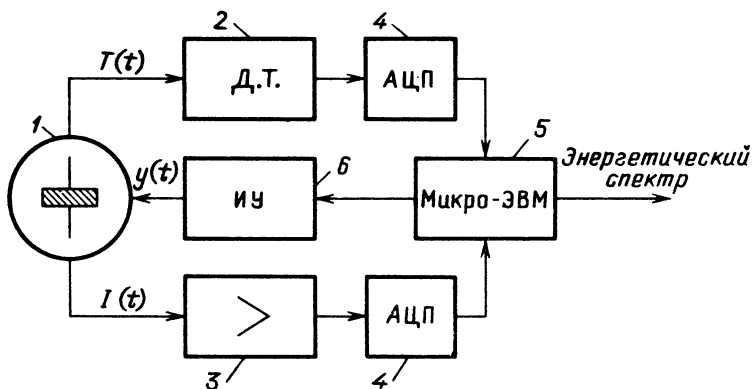


Рис. 6.5. Функциональная схема гибкой автоматизированной установки: 1 – измерительная ячейка с образцом; 2 – датчик температуры (дифференциальная термопара); 3 – электромеханический усилитель с большим динамическим диапазоном; 4 – аналого-цифровые преобразователи; 5 – микро-ЭВМ; 6 – исполнительное устройство нагрева и охлаждения

Применение вычислительных средств при обработке данных термоактивационной токовой спектроскопии, в частности использование метода регуляризации при решении обратной задачи, как уже отмечалось, наоборот, снимает многие жесткие условия, предъявляемые к температурному режиму и точности его воспроизведения. При этом, однако, точность измерения температурного режима, который получается на практике, должна оставаться достаточно высокой (не хуже 0,1 К), а требования к точности измерения термостимулированного тока значительно возрастают (ток должен регистрироваться по крайней мере с тремя значащими разрядами [120]).

Перспективным направлением развития технического обеспечения термоактивационной спектроскопии является замена специализированных электронных устройств в САРТ микропроцессорными устройствами, т.е. создание вместо устройства с "жесткой" логикой программируемого устройства, функциональные возможности которого определяются выполняемой программой и могут быть легко преобразованы путем замены программы [138].

Последовательное применение вычислительных средств (микро-ЭВМ) как для управления измерительной камерой, так и для обработки получаемой информации позволяет: значительно упростить функциональную схему установки (рис. 6.5); увеличить качество представляемой информации (выдавать уже готовый энергетический спектр электрически активных дефектов); повысить гибкость измерительной установки (реализация более сложных тестов, например гиперболического, фракционного или самосогласованного нагревов, и соответствующая обработка экспериментальных данных) и при этом удержать стоимость всей установки на уровне, сопоставимом со стоимостью установки с "жесткой" логикой [65, 138, 253].

§ 6.2. СПОСОБЫ ОБРАБОТКИ ЭЛЕМЕНТАРНОГО ПИКА ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННОГО ТОКА

Приближенные аналитические выражения для термостимулированных токов проводимости, поляризации, разрядки и деполяризации (см. главы 1–4) позволяют установить связь между параметрами электрически активных дефектов и положением, величиной, а также формой соответствующего пика термостимулированного тока. Указанная связь лежит в основе целого набора способов обработки экспериментальных данных термоактивационной спектроскопии, которые обстоятельно рассмотрены в ряде обзоров [153, 306, 371, 399, 409] и монографий [9, 59, 92, 181]. Поэтому ниже ограничимся лишь краткой сводкой сути и погрешностей основных способов определения параметров дефектов по кривым термостимулированного возбуждения.

Существует и другая причина, по которой такому, казалось бы, центральному вопросу количественного метода исследования отводится столь скромное место. Дело в том, что у реальных объектов исследования имеется, как правило, не один сорт дефектов, а целый набор различных дефектов, в результате чего кривая термостимулированного возбуждения представляет собой сложную суперпозицию элементарных пиков. В этом случае способы обработки данных, о которых пойдет речь в настоящем параграфе, уже не могут быть использованы или их применение ведет к большим ошибкам. Существуют методические приемы (например, частичная термоочистка [347]), которые тем не менее позволяют использовать некоторые из описанных ниже способов определения параметров дефектов. Однако радикальное решение указанной проблемы может быть найдено либо путем существенного усложнения режимов предварительного возбуждения и последующей термостимуляции (см. гл. 8), либо путем численного решения обратной задачи термоактивационной спектроскопии, базирующегося на результатах математического моделирования процессов неизотермической релаксации носителей заряда в исследуемом объекте (примеры такого подхода приведены в § 6.4 и 7.1).

6.2.1. Способы определения энергии активации. Исторически первым способом определения энергии активации центров захвата в диэлектрике по кривой "термовысвечивания" явился способ температурного положения пика. Он был предложен Урбахом [473], который на основе экспериментальных данных показал, что энергия активации центров захвата прямо пропорциональна температуре максимума кривой термовысвечивания, т.е. справедливо соотношение

$$W = AkT_m. \quad (6.3)$$

Одна из первых теорий кривых "термовысвечивания", предложенная Рэндаллом и Уилкинсом [418], дала теоретическое обоснование зависимости (6.3) и позволила оценить значение параметра A в (6.3): $A \approx 25$. Более детальное исследование этого способа расчета энергии активации (в том числе применительно к термостимулированным токам) проведенное в [265, 273, 314], позволило установить, что значение коэффициента пропорциональности в (6.3) может варьироваться в довольно широких пределах в зависимости от значений эффективного частотного фактора, скорости нагревания и от порядка кинетики релаксационного процесса.

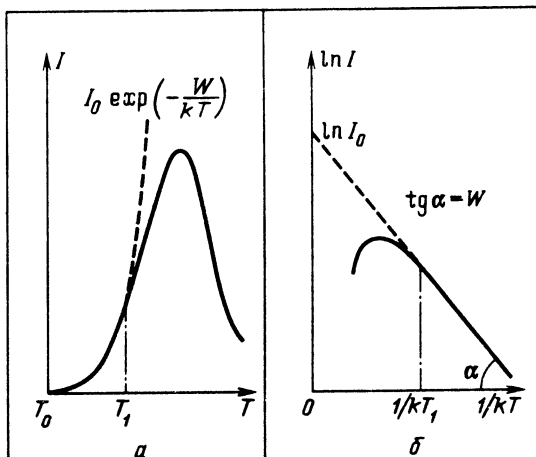


Рис. 6.6. Определение параметров электрически активных дефектов по способу Гарлика – Гибсона ($T_0 \div T_1$ – область начального подъема)

Результаты теоретического исследования термостимулированных токов (см. главы 1 – 4) свидетельствуют о том, что независимо от механизма и порядка кинетики неизотермической релаксации заряда начальный участок термостимулированного тока (при $T \approx T_0$) в координатах Аррениуса $\ln I \left(\frac{1}{kT} \right)$ линеаризуется (рис. 6.6). Наклон прямой, получающийся при построении начального участка пика термостимулированного тока в координатах Аррениуса, позволяет рассчитывать энергию активации:

$$\frac{d \ln I(T)}{d(1/kT)} \approx -W \quad \text{при } T \approx T_0. \quad (6.4)$$

Достоинством описанного способа начального подъема является его независимость от порядка кинетики релаксационного процесса. Способ начального подъема в литературе часто именуется способом Гарлика – Гибсона, так как в работе именно этих авторов [314] он впервые получил свое обоснование. Справедливости ради следует отметить, что указанный способ применялся и в более ранних работах по термоактивационной спектроскопии [9, 418]. В [334] оценена область начального участка пика ($I(T) \leq 0,3 I_m$), в пределах которой способ начального подъема может быть использован с приемлемой точностью.

Условие максимума пиков термостимулированной проводимости*), поляризации, разрядки и деполяризации, как отмечалось ранее (см., фор-

*) Термостимулированная проводимость в случае бимолекулярной кинетики рекомбинации не имеет максимума при слабом перезахвате, а при сильном перезахвате имеет особую форму пика (см. рис. 1.2). Поэтому описываемые далее закономерности на указанный вид термостимулированных токов не распространяются.

мулы (1.14), (1.35), (1.41), (2.49)), может быть представлено в виде

$$\ln \frac{T_m^2}{\beta} = \frac{W}{kT_m} + \ln \frac{W}{k\omega_3} - \ln \left[1 + (m-1) \frac{2kT_m}{W} \right]. \quad (6.5)$$

Таким образом, если пренебречь температурной зависимостью эффективного частотного фактора, а также слабым влиянием третьего члена в правой части (6.5), то из этой формулы вытекает, что зависимость $\ln(T_m^2/\beta)$ от $1/(kT_m)$, полученная при варьировании скорости нагревания, должна быть линейной, а ее наклон определяет энергию активации электрически активных дефектов [347] (рис. 6.7, б). Если ограничиться только двумя скоростями нагревания, то из (6.5) можно получить формулу

$$W = \frac{kT_{m1}T_{m2}}{T_{m1} - T_{m2}} \ln \frac{\beta_1 T_{m2}^2}{\beta_2 T_{m1}^2}. \quad (6.6)$$

Выражение (6.6) было впервые независимо получено Парфиановичем [193], Богуном [262] и Бусом [263], которые являются авторами способа варьирования скорости нагревания. В [50, 433] указанный способ был уточнен путем учета температурной зависимости эффективного частотного фактора.

Модификацией способа варьирования скорости нагревания является способ определения энергии активации по наклону зависимости величины максимума пика термостимулированного тока от температуры этого максимума при различных скоростях нагревания, которая в координатах

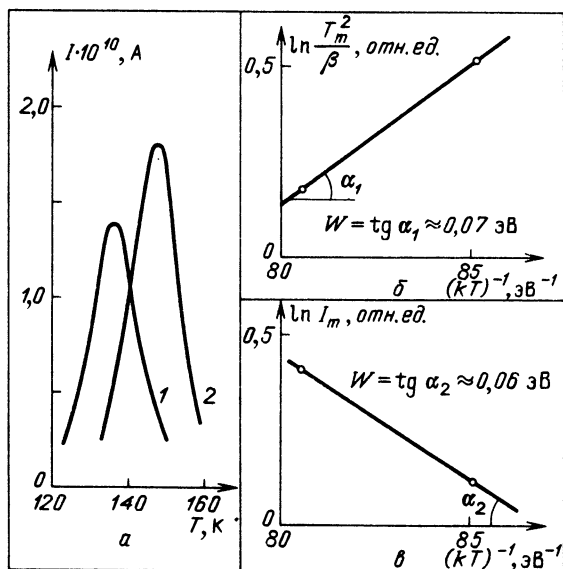


Рис. 6.7. Определение параметров электрически активных дефектов по способу Богуна – Буса – Парфиановича. Кривые 1 и 2 соответствуют разным скоростям нагревания

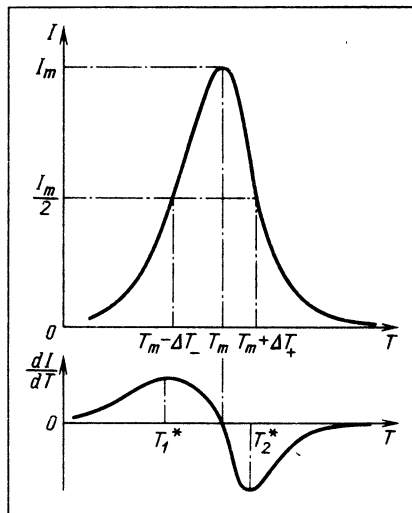


Рис. 6.8. Характерные точки кривой термостимулированного тока

$\ln I_m(1/kT_m)$ линейризуется. Действительно, нетрудно показать, что

$$I_m \sim I_0 \exp(-W/kT_m), \quad (6.7)$$

а следовательно,

$$\frac{d \ln I_m}{d(1/(kT_m))} \approx -W. \quad (6.8)$$

Указанная модификация способа варьирования скорости нагревания получила развитие в [335] и иллюстрируется на рис. 6.7, в.

Энергия активации электрически активных дефектов оказывает влия-

ние не только на температурное положение пика термостимулированного тока, но и на температурную "ширину" этого пика. Таким образом, можно поставить обратную задачу — определения энергии активации дефектов по температурной ширине соответствующего пика термостимулированного возбуждения. Впервые эту задачу применительно к "термовысвечиванию" решил Гроссвейнер [330]. Суть этого способа, получившего название способа парциальной полуширины пика, заключается в следующем. По кривой термостимулированного тока наряду с температурой максимума определяются низкотемпературная (ΔT_-) и высокотемпературная (ΔT_+) полуширины пика, т.е. интервал температур, в пределах которых термостимулированный ток больше или равен половине своего максимального значения (рис. 6.8). Из условия

$$I(T_m - \Delta T_-) = I(T_m + \Delta T_+) = \frac{1}{2} I(T_m) \quad (6.9)$$

можно получить выражение для расчета энергии активации по полуширине пика [409]:

$$W = G_- \frac{kT_m (T_m - \Delta T_-)}{\Delta T_-} = G_+ \frac{kT_m (T_m + \Delta T_+)}{\Delta T_+}, \quad (6.10)$$

где G_- , G_+ — коэффициенты, величины которых зависят от порядка кинетики релаксационного процесса и значения эффективного частотного фактора. Согласно [409], в случае кинетики релаксации первого порядка коэффициент G_- в формуле (6.10) может принимать значения от 1,42 (при $\omega_3 \approx 10^{12} \text{ с}^{-1}$, т.е. слабый перезахват) до 1,5 (при $\omega_3 \approx 10^8 \text{ с}^{-1}$, т.е. сильный перезахват). В ряде работ (см., например [336, 357]) предложены более точные формулы для расчета энергии активации, базирующиеся, однако, на точном знании порядка кинетики релаксационного процесса, который, как правило, заранее неизвестен. Влияние порядка кинетики релаксационного процесса на величину энергии активации, опреде-

ляемую при помощи способа парциальной полуширины пика, наглядно иллюстрирует результаты, полученные Луцником [172] для термостимулированной люминесценции и полностью распространяющиеся на ТСТ КЗ в диэлектрике с неблокирующими электродами. Согласно [172],

$$W = \frac{kT_m^2}{\Delta T_+} \quad (6.11)$$

– при кинетике первого порядка и

$$W = \frac{2kT_m^2}{\Delta T_+} \quad (6.12)$$

– при кинетике второго порядка.

Формулы (6.11), (6.12) свидетельствуют о том, что высокотемпературная полуширина ТСТ КЗ может изменяться в два раза при изменении кинетики релаксационного процесса (этот вывод согласуется с результатами расчета, приведенными на рис. 2.4).

В [380] получил развитие более общий способ определения энергии активации, включающий в себя способ полуширины пика как частный случай. Речь идет об определении энергии активации дефектов по температуре максимума термостимулированного тока и температуре T_n , при которой ток достигает уровня I_m/n . Согласно [380],

$$W = G_n \frac{kT_m T_n}{T_m - T_n}, \quad (6.13)$$

где G_n зависит от величины n и принимает значения в интервале от 0,5 до 2,5 при варьировании n в пределах от 1,1 до 5,0. При $n = 2$ формула (6.13) совпадает с формулой (6.10) и позволяет определить энергию активации с погрешностью, не превышающей 3% (если реализуется кинетика релаксации первого порядка) [380].

Своего рода модификацией способа полуширины пика является предложенный в [371] способ точек перегиба. Этот способ основан на измерении наряду с температурой максимума пика также температур, при которых вторая производная термостимулированного тока по температуре равна нулю (температуры T_1^* , T_2^* – см. рис. 6.8). Согласно [371], энергия активации дефектов может быть определена по формулам

$$W = G_1^* \frac{kT_m T_1^*}{T_m - T_1^*} = G_2^* \frac{kT_m T_2^*}{T_2^* - T_m}, \quad (6.14)$$

где G_1^* , G_2^* – коэффициенты, величины которых зависят от значения эффективного частотного фактора и кинетики релаксационного процесса. Основным преимуществом способа точек перегиба по сравнению со способом полуширины пика является то, что на конечные результаты, получаемые при помощи способа точек перегиба, практически не влияют фоновые токи [18].

Варьирование условий предварительного возбуждения (поляризации) образца может влиять не только на величину пика термостимулированного тока, но и на температурное положение этого пика [59]. По-

следнее обстоятельство объясняется тем, что в случае сильного перезахвата эффективный частотный фактор центров захвата пропорционален начальной концентрации носителей заряда, локализованных на этих ловушках. Следовательно, увеличение степени начального заполнения центров захвата (о чем можно судить по увеличению соответствующего пика термостимулированного тока) должно приводить к уменьшению температуры максимума пика. Если же реализуется слабый перезахват, то температура максимума пика тока не должна зависеть от начального заполнения ловушек [59, 92]. Таким образом, варьируя условия предварительного возбуждения образца, можно по поведению пика тока судить о степени перезахвата носителей на ловушки, а также, согласно [155], определять энергию активации этих ловушек.

Если в диэлектрике реализуются сильный перезахват и бимолекулярная кинетика рекомбинации, то температуры максимумов ТСТП, соответствующие двум различным начальным заполнениям ловушек (n_{t01}, n_{t02}), позволяют рассчитывать энергию активации этих ловушек [155]:

$$W = \frac{k T_{m1} T_{m2}}{T_{m2} - T_{m1}} \ln \frac{n_{t01} T_{m1}^3}{n_{t02} T_{m2}^3}. \quad (6.15)$$

Формула (6.15) лежит в основе способа варьирования степени начального заполнения ловушек применительно к ТСТП. В [233] этот способ распространен на ТСТ КЗ в объекте с кинетикой релаксации второго порядка. Для этого случая, согласно [233],

$$W = \frac{k T_{m1} T_{m2}}{T_{m2} - T_{m1}} \ln \frac{I_{m1} T_{m1}^2}{I_{m2} T_{m2}^2}. \quad (6.16)$$

Для ТСД в случае дипольной поляризации температурная зависимость времени релаксации $\tau(T)$ может быть найдена (если имеет место кинетика релаксации первого порядка) путем интегрирования температурной зависимости термостимулированного тока (рис. 6.9).

Действительно, в указанном случае, согласно (3.42), имеем

$$j(t) = \frac{dP}{dt} = -\frac{P(t)}{\tau(T)}. \quad (6.17)$$

Из (6.17) получаем следующее соотношение между термостимулированным током и временем релаксации:

$$\tau(T) = \frac{1}{j(T)} \int_T^\infty \frac{j(T')}{\beta} dT'. \quad (6.18)$$

Таким образом, учитывая (3.42), получим

$$\ln \tau(T) = \ln \left[\frac{1}{j(T)} \int_T^\infty \frac{j(T')}{\beta} dT' \right] = \frac{W}{kT} - \ln \omega. \quad (6.19)$$

Формула (6.19) лежит в основе предложенного в [274] способа температурной зависимости времени релаксации. Указанный способ может быть распространен и на термостимулированные токи, обусловленные объемно-зарядовой поляризацией, а также на токи

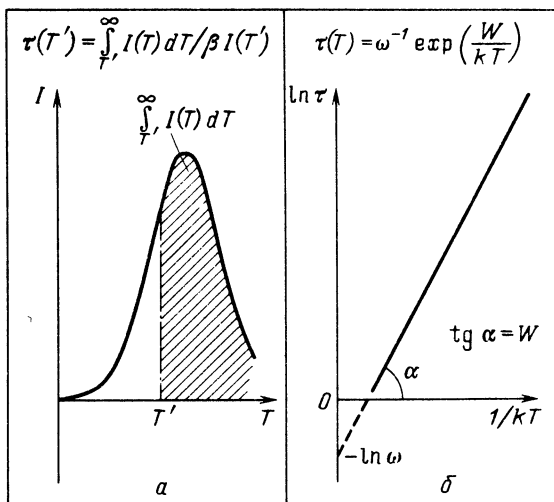


Рис. 6.9. Определение параметров электрически активных дефектов по способу температурной зависимости времени релаксации: а – нахождение температурной зависимости $\tau(T)$; б – определение W и ω по $\tau(T)$

термостимулированной проводимости, если реализуется кинетика релаксации первого порядка. При этом, однако, эффективный частотный фактор, определяемый экспериментально, может весьма сложно интерпретироваться.

6.2.2. Определение других параметров электрически активных дефектов. Важным параметром, который наряду с энергией активации характеризует электрически активные дефекты или процесс неизотермической релаксации заряда, является эффективный частотный фактор ω_3 . Если исключить токи термостимулированной проводимости в объекте с бимолекулярной рекомбинацией носителей заряда, то по температурному положению пиков всех остальных термостимулированных токов (проводимости, поляризации, разрядки и деполяризации) можно определить значение ω_3 , используя формулу (2.49) (если, конечно, предварительно определена энергия активации и порядок кинетики релаксационного процесса). По кривой ТСТП в объекте с бимолекулярной рекомбинацией носителей заряда эффективный частотный фактор может быть, как это следует из (1.21), определен по формуле

$$\omega_3 = \frac{W^2 \beta}{2k^2 T_m^3} \exp\left(\frac{W}{kT_m}\right) \quad (6.20)$$

при обязательном условии, что имеет место сильный перезахват. (В случае же слабого перезахвата эффективный частотный фактор в принципе не может быть найден подобным образом, так как на кривой ТСТП максимум просто отсутствует.)

Какой физический смысл имеет эффективный частотный фактор? Отвлекаясь от упоминавшихся ранее ситуаций, когда ω_3 дает фактивные результаты, суммируем все сведения, полученные по этому вопросу в первых четырех главах. В табл. 6.1 сведены формулы, которые описывают

Таблица 6.1

Метод	Особые условия	Формулы для ω_3	Параметр, однозначно определяемый из ω_3	Формула, определяющая концентрацию заряда	Примечания
	Мономолекулярная кинетика, слабый перезахват	$N_c S_T v_T$	S_T	$n_{T0} = \int_{T^0}^{\infty} \frac{j(T)}{\beta} dt / q \mu E_0 \tau_T$	Формула для n_{T0} впервые получена в [273]
	Дипольная поляризация	ω_d	ω_d	—	Приближенная оценка N_d возможна по (В.6)
	Мономолекулярная кинетика, сильный перезахват	$N_c / (N_T \tau_T)$	$N_T \tau_T$	—	
ТСП	Бимолекулярная кинетика, сильный перезахват	$N_c S_T v_T n_{T0} / N_T$	$S_T n_{T0} / N_T$	—	Площадь под кривой тока неоднозначно связана с концентрацией заряда
	Смешанная кинетика, сильный перезахват	$N_c S_T v_T (n_{T0} + M_T) / N_T$	$S_T (n_{T0} + M_T) / N_T$	—	

Барьеры Шоттки, слабый перзахват	$N_c S_f v_T$	S_f	l — толщина области обеднения
ТСП Барьеры Шоттки, сильный перзахват	$N_c \mu E_0 / (l N_d)$	$\mu / l N_d$	$n_{t0} = \int_{T_0}^{\infty} \frac{j(T)}{\beta} dt / q \left(\frac{l}{2} \right)$
Релаксация Максвелла — Вагнера, изолирующие прокладки	$f \omega \mu$	λ_0	$\sigma_0 = \int_{T_0}^{\infty} \frac{j(T)}{\beta} dt / (1-f)$
Релаксация Максвелла — Вагнера, изолирующие прокладки	$f \omega \mu$	λ_0	σ_0 — поверхностная плотность заряда, f — фактор закорачивания
ТСД Дипольная поляризация	ω_d	ω_d	Формула для N_d впервые получена в [275]
Неблокирующие электроды, слабый перзахват	$N_c S_f v_T$	S_f	$N_d = \frac{3kT_b}{p^2 E_b} \int_{T_0}^{\infty} \frac{j(T)}{\beta} dT$
ТСТ Неблокирующие электроды, сильный перзахват	$q \mu N_c (n_{t0} + M_T) / (\epsilon \epsilon_0 N_T)$	$\mu (n_{t0} + M_T) / N_T$	$n_{t0} = \int_{T_0}^{\infty} \frac{j(T)}{\beta} dt / \frac{qr^2}{2L} \times \left(1 - \frac{r}{L} \right)$

r — толщина области локализации заряда, L — толщина образца

эффективный частотный фактор, определяемый разными методами термоактивационной токовой спектроскопии для различных механизмов и условий релаксации заряда. В этой же таблице приведены физические параметры или их комбинации, которые удается однозначно определять по экспериментально найденным значениям ω_3^*). Из таблицы видно, что ω_3 позволяет в принципе определять значения ряда важных физических величин.

Определенную информацию об электрически активных дефектах несет площадь под кривой термостимулированного тока. Нетрудно убедиться, что как для кинетики релаксации первого порядка, так и для кинетики релаксации второго порядка имеет место следующее соотношение:

$$\int_{T_0}^{\infty} \frac{j(T)}{\beta} dT = \frac{j_0}{\omega_3}, \quad (6.21)$$

где j_0 — предэкспоненциальный множитель в выражении, описывающем начальный участок пика термостимулированного тока. Поскольку величина j_0 пропорциональна концентрации электрически активных дефектов, то, пользуясь выражениями температурных зависимостей термостимулированного тока и формулой (6.21), можно найти формулы для оценки концентрации этих дефектов (см. табл. 6.1). Следует отметить, что в ряде случаев площадь под кривой термостимулированного тока не позволяет однозначно определять концентрацию электрически активных дефектов.

6.2.3. Погрешности различных способов определения энергии активации. При анализе погрешностей описанных выше способов определения энергии активации электрически активных дефектов по термостимулированным токам основное внимание уделим погрешностям, которые вызваны либо неправильным выбором модельных представлений (порядка кинетики релаксационного процесса, значения частотного фактора и т.п.), либо приближенным характером аналитических выражений для термостимулированного тока.

Способ температурного положения пика термостимулированного тока основан на использовании формулы (6.3). Значения коэффициента A в этой формуле, как показывает оценка [265], могут находиться в интервале $15 \div 30$ — в зависимости от величины эффективного частотного фактора (в диапазоне $10^8 \div 10^{12}$ Гц) и кинетики релаксационного процесса. Следовательно, в зависимости от выбора параметров модели значение энергии активации электрически активных дефектов, определяемое по пику термостимулированного тока, может различаться вдвое. Применение способа температурного положения пика к кривой тока ТСД, полученной численным моделированием процесса ТСД в диэлектрике с объемно-зарядовой поляризацией, свидетельствует о том, что систематическая погрешность способа может достигать 100% [100]. Таким образом, способ температурного положения пика может быть использован только для самой грубой оценки энергии активации.

) Расчет параметров, однозначно определяемых по величине ω_3 , в ряде случаев требует знания величин N_C и ν_T . Эти величины могут быть определены следующими численными выражениями: $N_C = 2,5 \cdot 10^{25} (m^/m_0)^{3/2} (T/300)^{3/2} \text{ м}^{-3}$; $\nu_T = 1,17 \cdot 10^5 \times (m_0/m^*)^{1/2} (T/300)^{1/2} \text{ м/с}$, где температура выражена в кельвинах; m^* и m_0 — эффективная масса и свободная масса электрона.

Погрешность способа начального подъема зависит как от инструментального оснащения, так и от параметров объекта исследования, однако, как правило, не превышает 2–3% [81, 181]. Применение данного способа к кривым тока ТСД, полученным путем численного моделирования термостимулированной деполяризации в диэлектрике с объемно-зарядовой поляризацией, показывает, что систематическая погрешность способа не превышает –2%, если выполняется условие $I(T) \leq I_{\max}/6$, и –1%, если ток на начальном участке не превышает $I_{\max}/20$. Недостатком способа является сильная зависимость результатов расчета от тока фона.

Анализ результатов ряда работ [59, 306, 335] показывает, что из-за невоспроизводимости условий возбуждения (поляризации) диэлектрика, инструментальных погрешностей (особенно при измерении температуры образца) и главным образом из-за возможной неправомерности выбранных модельных представлений (слабый или сильный перезахват, кинетика релаксации первого или второго порядка и т.п.) ошибка при определении энергии активации способом варьирования скорости нагревания может достигать 10%. Численное моделирование тока ТСД при разных скоростях нагревания в диэлектрике с объемно-зарядовой поляризацией (рис. 6.10) позволяет оценить величину погрешности соответствующего способа, обусловленного приближенным характером аналитических выражений для тока ТСД. Оценка дает погрешность $\pm 5\%$.

В [195, 306, 336, 367] показано, что в зависимости от порядка кинетики релаксационного процесса значения коэффициентов G_- и G_+ в выражении (6.10), а следовательно, и значение энергии активации, определяемой по этой формуле, могут меняться на 28% для низкотемпературной полуширины и на 100% для высокотемпературной полуширины. Таким образом, ошибка при расчете энергии активации при помощи способа парциальной полуширины пика, обусловленная неверным выбором модельных представлений (кинетика релаксации первого или второго порядка), значительно превышает инструментальную погрешность, которая, согласно [59], находится обычно в интервале 7–15%. Следует отметить, что оценка величины систематической погрешности, вызванной приближенным характером аналитического выражения для термостимулированного тока, дает значение $-(5 \div 10)\%$ для способа низкотемпературной полуширины пика и $-(9 \div 19)\%$ для способа высокотемпературной полуширины [100,

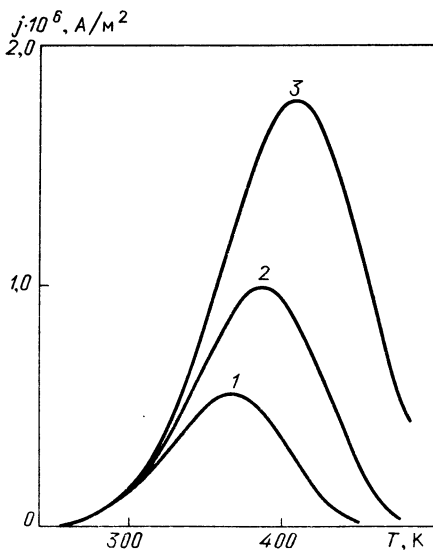


Рис. 6.10. Температурные зависимости тока ТСД, рассчитанные численным методом для различных скоростей нагрева. Кривая 1 — $\beta = 0,05$ К/с, 2 — 0,1, 3 — 0,2; $W = 0,35$ эВ; $\omega_{\mu} = 6,05 \cdot 10^3$ Гц; $U_b = 1,0$ В; $T_b = 438$ К; $\tau_b = 200$ с

324]. Приведенные выше оценки способа полуширины пика в полной мере относятся и к способу точек перегиба.

Способ варьирования степени начального заполнения ловушек применим, как отмечалось в п. 6.2.1, только к объектам, в которых осуществляется сильный перезахват при бимолекулярной кинетике рекомбинации (кинетике релаксации второго порядка). Поэтому погрешностей, связанных с неверным выбором модельных представлений (т.е. возможным неверным выбором порядка кинетики релаксации и степени перезахвата), не может быть в принципе. Применение же способа варьирования степени начального заполнения ловушек к кривым тока ТСД, полученным численным моделированием, свидетельствует о возможности появления погрешности в интервале от -24% до $+35\%$ из-за приближенного характера аналитических выражений для термостимулированного тока [100, 324].

Результаты приведенного выше анализа погрешностей различных способов расчета энергии активации электрически активных дефектов по кривым термостимулированного тока сведены в табл. 6.2. Сопоставление этих результатов свидетельствует, в частности, о том, что инструментальные погрешности рассмотренных способов определения энергии активации, как правило, значительно уступают систематическим погрешностям, обусловленным неверным выбором модельных представлений и приближенным характером аналитических выражений для тока. Используемый в [336, 367] метод определения порядка кинетики релаксационного процесса по величине отношения высокотемпературной полуширины пика к низкотемпературной полуширине или к полной ширине пика не являет-

Т а б л и ц а 6.2

Способ определения энергии активации	Погрешности определения W , %		
	инструментальные	методические, обусловленные:	
		неверным выбором модельных представлений	приближенным характером аналитических выражений
Температурного положения пика	~ 1	~ 100	~ 100
Начального подъема	2-3	-	~ 1
Низкотемпературной парциальной полуширины пика	3-7	28	5-10
Высокотемпературной парциальной полуширины пика	3-7	~ 100	9-19
Варьирование скорости нагревания	5-9	~ 10	~ 5
Варьирование степени начального заполнения	5-9	-	24-35

ся достаточно надежным. Это обусловлено двумя причинами. Во-первых, в реальных объектах имеется, как правило, несколько сортов дефектов и соответственно пиков термостимулированного тока, которые, частично перекрываясь, искажают значения полуширины пика, в то время как предсказываемое различие, например отношения $\Delta T_- / (\Delta T_- + \Delta T_+)$ для кинетики первого и второго порядков, не превышает 20% [367]. Во-вторых, пики термостимулированного тока могут быть обусловлены квазинепрерывным энергетическим распределением электрически активных дефектов, и тогда не только критерии для оценки порядка кинетики релаксационного процесса, но и сами способы определения энергии активации становятся неправомерными. Более надежный метод определения порядка кинетики неизотермического релаксационного процесса описан в § 7.2.

§ 6.3. АНАЛИЗ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДОВ, ОСНОВАННЫХ НА ТЕРМИЧЕСКОЙ СТИМУЛЯЦИИ С ПОСТОЯННОЙ СКОРОСТЬЮ НАГРЕВАНИЯ

При исследовании реальных объектов, в которых имеется несколько сортов электрически активных дефектов, становится актуальным вопрос о разрешающей способности различных методов термоактивационной спектроскопии. В литературе сведения о разрешающей способности указанных методов недостаточны полны, а в некоторых случаях и противоречивы. Подробно рассмотрена лишь разрешающая способность термолюминесценции при мономолекулярной кинетике рекомбинации [9, 172, 173]. В [217] на основе качественных рассуждений сделан вывод о том, что метод ТСТ КЗ обладает более высокой разрешающей способностью, чем метод ТСТП. Этот вывод находит экспериментальное подтверждение в работах [4, 43, 92]. С другой стороны, например, при мономолекулярной кинетике рекомбинации (кинетике релаксации первого порядка) кривые ТСТП и ТСТ КЗ описываются идентичными выражениями (см. главы 1 и 2), а следовательно, должны обладать и одинаковой разрешающей способностью.

Исходя из сказанного мы считаем необходимым провести количественный анализ разрешающей способности токовых методов термоактивационной спектроскопии для различных кинетик релаксации заряда.

Разрешающей способностью R метода термоактивационной спектроскопии, согласно [173], называется отношение

$$R = D/\delta, \quad (6.22)$$

где

$$D = \frac{dT_m}{dW} \quad (6.23)$$

— дисперсия; $\delta = \Delta T_- + \Delta T_+$ — полная полуширина пика термостимулированного тока. Для определения D следует воспользоваться выражениями (1.35), (2.49), описывающими температурное положение максимума термостимулированного тока. Дифференцируя указанные выражения,

получаем

$$D = \frac{T_m [W + kT_m + 2kT_m(m-1)(1 + 2kT_m/W)]}{W[W + 2kT_m + 2kT_m(m-1)(1 + 3kT_m/W)]}, \quad (6.24)$$

где $m = 1$ для кинетики релаксации первого порядка (к этому же случаю относится ТСТП при мономолекулярной рекомбинации), $m = 1/2$ для ТСТП в случае бимолекулярной кинетики рекомбинации при сильном перезахвате (при слабом перезахвате и бимолекулярной кинетике рекомбинации пик ТСТП не наблюдается вообще, т.е. говорить о дисперсии и разрешающей способности в этом случае бессмысленно) и $m = 2$ для кинетики релаксации второго порядка.

Поскольку, как правило, реализуется условие $kT_m \ll W$, то из (6.24) следует, что дисперсии различных методов термоактивационной токовой спектроскопии практически одинаковы, и для фиксированного значения W их значения увеличиваются с ростом T_m , т.е. с уменьшением величины эффективного частотного фактора.

Полуширину пика термостимулированного тока можно оценить из условия (6.9). Для кинетики релаксации первого порядка (мономолекулярной кинетики рекомбинации) имеем

$$\begin{aligned} j_0 \exp \left[-\frac{W}{kT_1} - \int_{T_0}^{T_1} \frac{\omega_3}{\beta} \exp\left(-\frac{W}{kT'}\right) dT' \right] = \\ = \frac{j_0}{2} \exp \left[-\frac{W}{kT_m} - \int_{T_0}^{T_m} \frac{\omega_3}{\beta} \exp\left(-\frac{W}{kT'}\right) dT' \right]. \end{aligned} \quad (6.25)$$

Используя известное разложение интегралов в (6.25) [32, 59], получим после несложных преобразований

$$\frac{W(T_m - T_1)}{kT_1 T_m} = (\ln 2 + 1) - \left(\frac{T_1}{T_m}\right)^2 \exp \left[-\frac{W(T_m - T_1)}{kT_1 T_m} \right]. \quad (6.26)$$

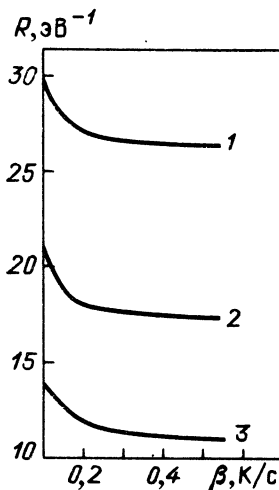
Трансцендентное уравнение (6.26) определяет величину T_1 , а значит, и величину ΔT_- . Используя, например, метод итераций, можно для конкретных значений ω_3 и β (т.е. коэффициента пропорциональности между W и kT_m) определить величину T_1 (т.е. ΔT_-). Так, для $\omega_3 = 10^{12}$ Гц, $\beta = 0,1$ К/с получаем

$$T_1 = \frac{WT_m}{W + 1,42 kT_m}. \quad (6.27)$$

Используя затем формулу (6.11), которая является результатом аналогичных расчетов для высокотемпературной полуширины пика, можно получить выражение для температуры T_2 (удовлетворяющей условиям $j(T_2) = 0,5j(T_m)$, $T_2 > T_m$):

$$T_2 = T_m \left(1 + \frac{kT_m}{W} \right). \quad (6.28)$$

Рис. 6.11. Зависимость разрешающей способности метода термостимулированного тока от скорости нагревания. Кривая 1 соответствует кинетике релаксации первого порядка (мономолекулярной кинетике); 2 – кинетике релаксации второго порядка; 3 – ТСП при бимолекулярной кинетике рекомбинации и сильном перезахвате ($W = 0,15$ эВ; $\omega_3 = 10^3$ с $^{-1}$)



Полная полуширина пика термостимулированного тока в рассматриваемом случае может быть оценена по формуле

$$\delta = T_2 - T_1 = \frac{kT_m^2 (2,42 W + 1,42 kT_m)}{W(W + 1,42 kT_m)} \quad (6.29)$$

Из (6.24) и (6.29) получаем, что методы, основанные на измерении термостимулированных токов, отвечающих кинетике релаксации первого порядка (мономолекулярной кинетике рекомбинации), имеют разрешающую способность, равную

$$R = \frac{(W + kT_m)(W + 1,42 kT_m)}{kT_m (W + 2kT_m)(2,42 W + 1,42 kT_m)} \approx \frac{1}{2,42 kT_m} \quad (6.30)$$

Из (6.30) следует, что через T_m разрешающая способность рассматриваемых методов сложным образом зависит от параметров электрически активных дефектов и от условий эксперимента. В частности, как отмечалось ранее (см. рис. 6.10), уменьшение скорости нагревания образца приводит к уменьшению T_m при прочих равных условиях, а это, согласно (6.30), должно приводить к увеличению разрешающей способности методов. На рис. 6.11 представлены зависимости разрешающей способности методов термоактивационной токовой спектроскопии от скорости нагревания, рассчитанные по (6.30) для $W = 0,15$ эВ. Таким образом, действительно (на это обращалось внимание в [218]) уменьшение скорости нагревания увеличивает разрешающую способность методов. Вместе с тем следует подчеркнуть, что различные методы (ТСП, ТСП, ТСТ КЗ, ТСТД), реализующиеся в условиях кинетики релаксации первого порядка, будут обладать одинаковой разрешающей способностью для заданного значения ω_3 и при прочих равных условиях.

Если в процессе термической стимуляции осуществляется кинетика релаксации заряда второго порядка (методы ТСТ КЗ, ТСТД), то уравнение, задающее полуширину пика тока, принимает вид [32]

$$\frac{W(T_m - T_1)}{kT_m T_1} \approx 3 \ln 2 - 2 \left(\frac{T_1}{T_m} \right)^2 \exp \left[- \frac{W(T_m - T_1)}{kT_m T_1} \right], \quad (6.31)$$

приближенное решение которого дает

$$\Delta T_- = T_m - T_1 \approx \frac{2,07 kT_m^2}{W + 2,07 kT_m} \quad (6.32)$$

Полагая, что $\delta \approx 2\Delta T_-$, можно, используя (6.32) и (6.24), получить для этого случая ($m = 2$)

$$R = \frac{(W + 3kT_m)(W + 2,07kT_m)}{4,15kT_m W(W + 4kT_m)} \approx \frac{1}{4,15kT_m}. \quad (6.33)$$

Таким образом, разрешающая способность таких методов термоактивационной спектроскопии, как ТСТ КЗ и ТСД, в образце, в котором реализуется кинетика релаксации заряда второго порядка, примерно в 1,6 раза ниже, чем в образце с кинетикой релаксации первого порядка (естественно, для тех же значений W , ω_3 и β). Зависимость разрешающей способности от скорости нагревания в этом случае аналогична ранее рассмотренной (см. рис. 6.11).

При опустошении ловушек в условиях сильного перезахвата и бимолекулярной кинетики рекомбинации кривая ТСТП является существенно асимметричной — высокотемпературный спад тока происходит значительно медленнее (см. рис. 1.2). Поэтому полуширина пика ТСТП в этом случае определяется высокотемпературной парциальной полушириной. Используя описанные выше подходы, можно получить

$$\delta = \Delta T_- + \Delta T_+ \approx T_m \left(\frac{2kT_m}{W + 2kT_m} + 0,41 \right). \quad (6.34)$$

Используя формулы (6.24) и (6.34), получим для рассматриваемого случая ($m = 1/2$)

$$R \approx \frac{(W + 2kT_m)^2}{W(W + 3kT_m)(0,41W + 2,82kT_m)} \approx \frac{1}{0,5W}. \quad (6.35)$$

Таким образом, в последнем случае разрешающая способность метода ТСТП сравнительно невелика и слабо зависит от скорости нагревания образца. Сведения о разрешающей способности того или иного метода термоактивационной токовой спектроскопии позволяют оценивать минимальный энергетический интервал между уровнями ловушек, который можно разрешить этими методами. Определение этого интервала как $\Delta W_{\min} = 1/R$ [172, 395] способствует правильной интерпретации сложных, а также размытых спектров.

§ 6.4. ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ДЕФЕКТОВ ПО ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННОМУ ТОКУ, ИЗМЕРЕННОМУ ПРИ ПОСТОЯННОЙ СКОРОСТИ НАГРЕВАНИЯ

Как было показано в гл. 5, для ряда случаев (невзаимодействующие электрически активные дефекты, слабый перезахват и т.д.), выражения, описывающие температурные зависимости ТСТ КЗ и ТСД, удовлетворяют принципу суперпозиции, т.е. представляются в виде элементарных токов. При этом термостимулированный ток может быть записан в рамках двумерной задачи в виде

$$j(T) = \iint g(W, \omega) \xi(W, \omega, T) dW d\omega, \quad (6.36)$$

а в частном одномерном случае — в виде

$$j(T) = \int g(W) \xi(W, T) dW, \quad (6.37)$$

где ξ — ядро интегральных уравнений (6.36), (6.37), определяемое выражением (5.46).

Уравнения (6.36), (6.37) являются интегральными уравнениями Фредгольма первого рода [232]. Общее свойство этого класса уравнений — некорректность по Адамару (см. [232]) — проявляется в том, что малым отклонениям измеряемой функции $j(T)$ могут соответствовать большие отклонения искомым функций $g(W, \omega)$ или $g(W)$ (из-за сглаживающего характера интегрального оператора), а также в том, что для произвольной зависимости $j(T)$ решения (т.е. функции $g(W, \omega)$) может не существовать. Тем не менее для многих прикладных задач уравнение Фредгольма первого рода удается решать (см. [120, 142]).

Рассмотрим пример решения указанной задачи для одномерного энергетического распределения электрически активных дефектов. Пусть экспериментальная зависимость $j(T)$ задана в точках $T_1, T_2, T_3, \dots, T_n$. Область значений энергии разобьем на $m - 1$ частей, соответственно определим m линейно независимых функций $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_m$ вида

$$\xi_i = \omega \exp \left[-\frac{W_i}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega}{\beta} \exp \left(-\frac{W_i}{kT'} \right) dT' \right]. \quad (6.38)$$

Экспериментально измеренной зависимости $j(T_j)$ поставим в соответствие линейную комбинацию функций вида (6.38):

$$I = \mathcal{G}_1 \xi_1 + \mathcal{G}_2 \xi_2 + \dots + \mathcal{G}_m \xi_m \quad (6.39)$$

так, чтобы сумма квадратов отклонений S , возникающих при замене $j(T_j)$ на I в рассматриваемых точках $T_1, T_2, T_3, \dots, T_n$, была наименьшей. В этом случае коэффициенты $\mathcal{G}_1, \mathcal{G}_2, \dots, \mathcal{G}_m$ в выражении (6.39) будут иметь смысл восстановленной функции распределения электрически активных дефектов по энергии активации.

Сумма квадратов отклонений может быть записана в виде

$$S = \sum_{j=1}^n [j(T_j) - \mathcal{G}_1 \xi_1 - \mathcal{G}_2 \xi_2 - \dots - \mathcal{G}_m \xi_m]^2. \quad (6.40)$$

В таком случае условие минимума отклонений принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial \mathcal{G}_k} &= \mathcal{G}_1 \sum_{j=1}^n \xi_k(T_j) \xi_1(T_j) + \dots + \mathcal{G}_m \sum_{j=1}^n \xi_k(T_j) \xi_m(T_j) - \\ &- \sum_{j=1}^n \xi_k(T_j) j(T_j). \end{aligned} \quad (6.41)$$

Решая систему уравнений (6.41) для заданных экспериментальных значений $j(T_j)$ и предварительно вычисленных значений $\xi_i(T_j)$, можно в принципе определить коэффициенты \mathcal{G}_k , т.е. восстановить функцию распределения дефектов по энергии.

Проявлением некорректности рассматриваемой обратной задачи является то, что в общем случае получающаяся система линейных алгебраичес-

ких уравнений (6.40) плохо обусловлена [191]. Для решения таких задач необходимо привлечение дополнительной информации и применение регуляризующих алгоритмов [191].

В рассматриваемой конкретной задаче может быть использован следующий способ регуляризации и введения дополнительной информации. Вместо решения интегрального уравнения (6.37), которое в операторной форме может быть записано в виде

$$\hat{L}g = j, \quad (6.42)$$

где \hat{L} – линейный интегральный оператор, будем решать уравнение вида

$$\hat{L}g^\alpha + \alpha g^\alpha = j, \quad (6.43)$$

где α – параметр регуляризации, g^α – отрегулированное решение.

Из (6.43) искомая функция распределения может быть определена уравнением

$$g^\alpha = (\alpha \hat{e} + \hat{L})^{-1} j; \quad (6.44)$$

здесь \hat{e} – единичная матрица.

Параметр α подбирается в процессе решения тестовых задач при выбранной сетке разбиений по энергии и температуре. Теоремы о соответствии параметра α выбранной сетке W, T доказаны в [66]. Процедура отладки соответствующей программы заключается в следующем. задается тестовая функция распределения электрически активных дефектов (например, в виде суммы двух гауссиан – кривая 1 на рис. 6.12). По формулам (6.37), (5.46) для выбранной функции распределения решается прямая задача – находится температурная зависимость термостимулированного тока (кривая 3 на рис. 6.12). Для проверки устойчивости получаемого конечного решения, а также для определения необходимых тре-

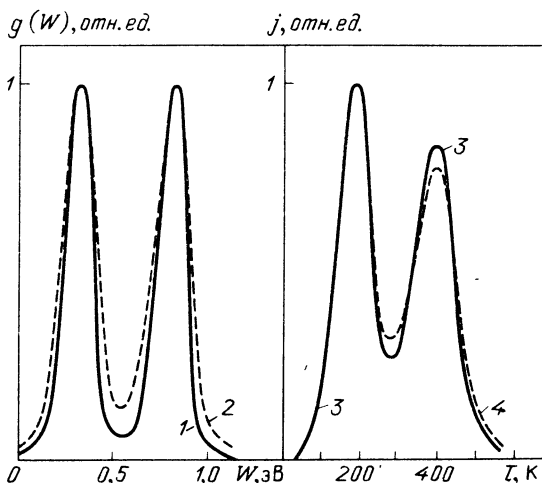


Рис. 6.12. Результаты тестового расчета методом регуляризации. Кривая 1 – тестовая функция распределения; 2 – воспроизведенная функция распределения; 3 – ток ТСТ КЗ, рассчитанный по тестовой функции распределения; 4 – ток, рассчитанный по воспроизведенной функции распределения

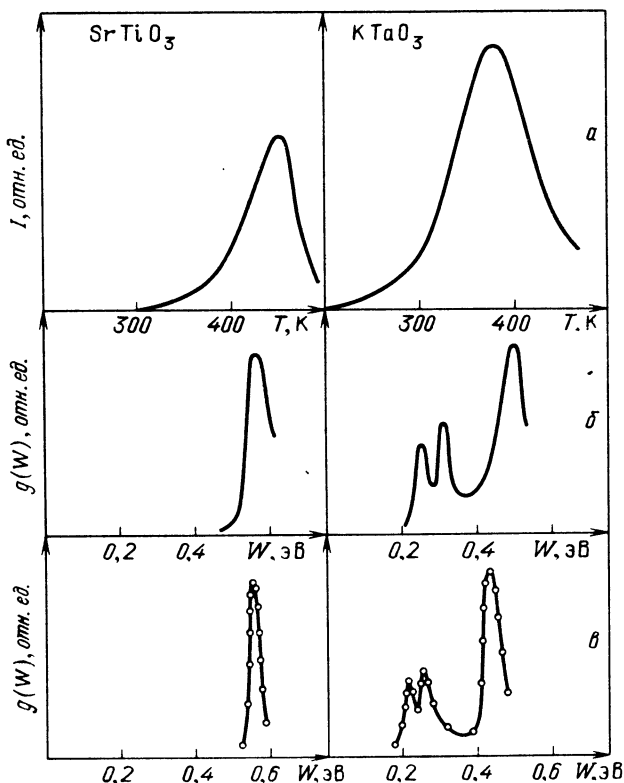


Рис. 6.13. Спектры ТСТ КЗ (а) и энергетические спектры электрически активных дефектов (б, в) в SrTiO_3 и KTaO_3 . Функции распределения по энергии получены методом регуляризации (б) и методом фракционного нагревания (в)

бований к точности измерения тока рассчитанная зависимость $j(T)$ искажалась случайной помехой различных уровней. По вычисленным значениям $j(T)$ (в том числе случайно искаженным) решается обратная задача — находится функция распределения $g^\alpha(W)$ (кривая 2 на рис. 6.12). Параметр α выбирают таким, чтобы функция $g^\alpha(W)$ максимально совпадала с исходной функцией $g(W)$. По восстановленной функции распределения $g^\alpha(W)$ рассчитывается температурная зависимость тока $j^\alpha(W)$ рассчитывается температурная зависимость тока $j^\alpha(T)$ (кривая 4 на рис. 6.12).

Численный эксперимент свидетельствует о том (см. рис. 6.12), что метод регуляризации позволяет воспроизводить функцию распределения $g(W)$ электрически активных дефектов по энергии и обладает определенной устойчивостью к случайным помехам измеряемого тока [105]. Варьирование уровня случайной помехи показало, что для уверенного восстановления $g(W)$ при измерении термостимулированного тока требуется регистрация не менее трех десятичных разрядов (погрешность тока должна быть не более 1%).

На рис. 6.13 приведены результаты экспериментальной апробации метода регуляризации для восстановления функции энергетического распре-

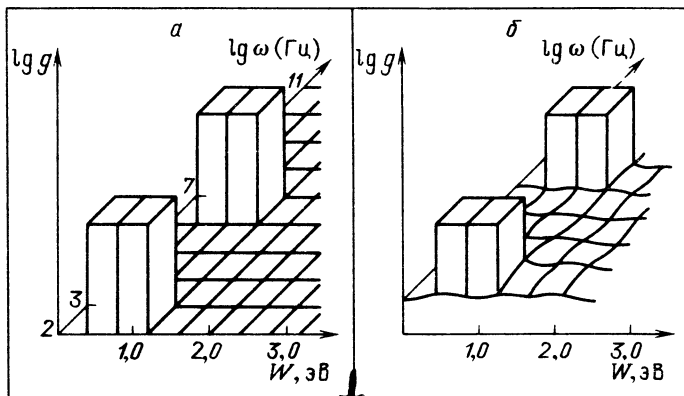


Рис. 6.14. Исходная (а) и восстановленная методом регуляризации (б) двумерные функции распределения (численный эксперимент для уровня шума 0,01 %)

деления электрически активных дефектов по кривым ТСТ КЗ. Результаты численного расчета сравниваются с результатами, полученными методом фракционного нагревания [326]. Сравнение рассчитанных и экспериментальных результатов свидетельствует об их хорошем согласии.

В [101] исследовалась возможность восстановления при помощи метода регуляризации двумерной функции распределения $g(W, \omega)$. Результаты численного эксперимента приведены на рис. 6.14. В частности, при помощи численного эксперимента было установлено, что указанным методом двумерная функция распределения может удовлетворительно восстанавливаться, если термостимулированный ток регистрируется с погрешностью не более 0,01%. Последнее обстоятельство существенно ограничивает возможности применения на практике методики восстановления двумерной функции распределения численным методом.

ГЛАВА 7

МЕТОДИКА НЕЛИНЕЙНОГО МОНОТОННОГО НАГРЕВАНИЯ

§ 7.1. ГИПЕРБОЛИЧЕСКИЙ РЕЖИМ НАГРЕВАНИЯ

7.1.1. Температурные зависимости термостимулированных токов. Идея использования в термоактивационной спектроскопии гиперболического режима нагревания, т.е. нагревания по закону

$$\frac{1}{T(t)} = \frac{1}{T_0} - \alpha t, \quad (7.1)$$

где $\alpha = \text{const}$ (характеристика режима нагревания), возникла достаточно давно [258, 337, 358, 381, 392]. Дело в том, что при использовании обычного, линейного режима нагревания описание температурных зависи-

мостей термостимулированного тока встречает определенные трудности — в этих зависимостях фигурируют интегралы, которые лишь приближенно можно заменить элементарными функциями (см. часть I). Указанные трудности распространяются и на расчет параметров электрически активных дефектов по кривым термостимулированного тока. Если же перейти к гиперболическому режиму нагревания, при котором, как это следует из (7.1),

$$\beta(t) = \alpha T^2(t), \quad (7.2)$$

то выражения, описывающие термостимулированные токи, упрощаются и могут быть представлены через элементарные функции [358]. Рассмотрим вид этих выражений для различных частных случаев.

Если термостимулированная релаксация заряда описывается кинетикой релаксации первого порядка (в частности, реализуется мономолекулярная кинетика рекомбинации), то выражение, описывающее температурную зависимость термостимулированного тока, имеет вид (см. часть I)

$$j(T) = j_0 \exp \left[- \frac{W}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_3}{\beta(t)} \exp \left(- \frac{W}{kT'} \right) dT' \right]. \quad (7.3)$$

В (7.3) подчеркнуто, что скорость нагревания может изменяться со временем. Конкретный вид параметров j_0 и ω_3 зависит от выбранного метода исследования и механизма неизотермической релаксации заряда в образце. Подставив в (7.3) выражение для скорости нагревания (7.2), получим после несложных преобразований

$$j(T) = j_0 \exp \left[- \frac{W}{kT} - \frac{\omega_3 k}{\alpha W} \exp \left(- \frac{W}{kT} \right) \right]. \quad (7.4)$$

При выводе (7.4) сделано предположение, что начальная температура достаточно низка, благодаря чему второй член в показателе экспоненты в (7.4) пренебрежимо мал при этой температуре. Выражение (7.4) действительно имеет более простой вид, чем выражение (7.3) при $\beta = \text{const}$. Нетрудно убедиться, что зависимость (7.4) имеет максимум при выполнении условия

$$\frac{\omega_3 k}{\alpha W} \exp \left(- \frac{W}{kT_m} \right) = 1. \quad (7.5)$$

Соответственно выражение для максимума тока принимает вид

$$j_m = j_0 \exp \left(- \frac{W}{kT_m} - 1 \right) = \frac{j_0 \alpha W}{\omega_3 k e}, \quad (7.6)$$

где $e = 2,718$ — основание натуральных логарифмов.

Если в процессе термической стимуляции реализуется кинетика релаксации второго порядка, то температурная зависимость термостимулированного тока (см. часть I) описывается выражением

$$j(T) = j_0 \exp \left(- \frac{W}{kT} \right) \left[1 + \int_{T_0}^T \frac{\omega_3}{\beta(t)} \exp \left(- \frac{W}{kT'} \right) dT' \right]^{-2}. \quad (7.7)$$

Подставляя (7.2) в (7.7), получим

$$j(T) = j_0 \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \left[1 + \frac{\omega_3 k}{\alpha W} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \right]^{-2} \quad (7.8)$$

Условие максимума тока, описываемого выражением (7.8), так же как и в предыдущем случае, определяется формулой (7.5). Величина пика термостимулированного тока в рассматриваемом случае равна

$$j_m = \frac{j_0 \alpha W}{4 \omega_3 k} \quad (7.9)$$

Таким образом, при гиперболическом нагревании кривые термостимулированного тока, соответствующие кинетике релаксации первого и второго порядков (при прочих равных условиях), имеют максимумы при одной и той же температуре, однако различаются как по высоте, так и по характеру высокотемпературного спада (рис. 7.1).

Если в объекте реализуются бимолекулярная кинетика рекомбинации и слабый перезахват, то, как показано в § 1.1, ТСТП независимо от режима нагревания монотонно нарастает с увеличением температуры (см. формулу (1.18) и кривую 3 на рис. 7.1). Если же при бимолекулярной кинетике рекомбинации реализуется сильный перезахват, то, как показано в [34], в случае гиперболического режима нагревания кривая ТСТП описывается выражением

$$j(T) = j_0 \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \left[1 + \frac{\omega_3 k}{\alpha W} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \right]^{-1} \quad (7.10)$$

Нетрудно убедиться, что кривая ТСТП, описываемая формулой (7.10),

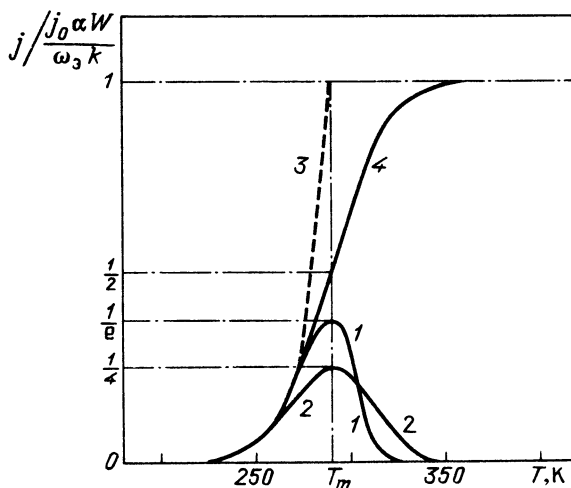


Рис. 7.1. Температурные зависимости термостимулированного тока, рассчитанные для гиперболического режима нагревания ($W = 0,5$ эВ; $\omega_3 = 1,75 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$; $\alpha = 2,4 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$; $\beta(T_m) = 0,2 \text{ К} \cdot \text{с}^{-1}$; $T_m = 290 \text{ К}$).

Кривая 1 — кинетика релаксации первого порядка (формула (7.4)); 2 — то же второго порядка (формула (7.8)); 3 — ТСТП при бимолекулярной кинетике рекомбинации и слабом перезахвате (формула (1.18)); 4 — ТСТП при бимолекулярной кинетике рекомбинации и сильном перезахвате (формула (7.10))

не имеет максимума, а выходит на насыщение в области больших температур (кривая 4 на рис. 7.1). Ток насыщения определяется формулой

$$j_n \approx \frac{j_0 \alpha W}{\omega_3 k}. \quad (7.11)$$

7.1.2. Способы обработки данных и разрешающая способность метода. Из выражений (7.4), (7.8), (7.10) следует, что на начальном участке нарастания термостимулированного тока и при гиперболическом режиме нагревания температурная зависимость тока в координатах Аррениуса линеаризуется, а наклон этой зависимости определяется энергией активации электрически активных дефектов. Таким образом, способ начального подъема применим и в случае гиперболического режима нагревания.

Из формулы (7.5) следует, что температурное положение максимумов термостимулированного тока для обеих кинетик релаксации зависит от темпа нарастания температуры (т.е. от значения α). Задавая два различных значения α и измеряя соответствующие температурные положения пиков термостимулированного тока, можно определить энергию активации процесса по формуле

$$W = \frac{kT_{m1} T_{m2}}{T_{m2} - T_{m1}} \ln \frac{\alpha_2}{\alpha_1}. \quad (7.12)$$

Выражение (7.12) лежит в основе способа варьирования режима нагревания, который был предложен в [289].

Из формулы (6.21), которая справедлива для произвольного режима нагревания, следует, что площадь под кривой термостимулированного тока, измеренного при гиперболическом режиме нагревания связана с эффективным частотным фактором процесса соотношением

$$Q_S = \int_0^{\infty} j(t) dt = \frac{j_0}{\omega_3}. \quad (7.13)$$

Комбинируя формулы (7.6), (7.9) и (7.13), получим

$$W = C \frac{kj_m}{\alpha Q_S}, \quad (7.14)$$

где $C = 2,718$ при кинетике первого порядка и $C = 4$ при кинетике второго порядка. Способ площади пика, основанный на формуле (7.14), использовался в работах [224, 396].

Из выражений (7.4) и (7.6) с учетом (7.5) может быть получено уравнение, определяющее температуру, при которой ток достигает половины своего максимального значения (при кинетике релаксации первого порядка):

$$\ln 2 = \frac{W}{k} \left(\frac{1}{T_{1/2}} - \frac{1}{T_m} \right) - 1 + \exp \left[- \frac{W}{k} \left(\frac{1}{T_{1/2}} - \frac{1}{T_m} \right) \right]. \quad (7.15)$$

Уравнение (7.15), как и следовало ожидать, имеет решение как в случае $T_{1/2} < T_m$, так и в случае $T_{1/2} > T_m$. В первом случае ($T_{-1/2}$)

$$\frac{W}{k} \left(\frac{1}{T_{-1/2}} - \frac{1}{T_m} \right) \approx 1,46, \quad (7.16)$$

а во втором случае ($T_{+1/2}$)

$$\frac{W}{k} \left(\frac{1}{T_m} - \frac{1}{T_{+1/2}} \right) \approx 0,98. \quad (7.17)$$

Формулы (7.16), (7.17) могут быть использованы для определения энергии активации по парциальной полуширине пика. Поскольку, однако, ток обычно регистрируется как функция времени, то выражения (7.16) и (7.17) удобнее представить в виде

$$W = 1,46 \frac{k}{\alpha t_{-1/2}}, \quad (7.18)$$

где $t_{-1/2}$ — время, в течение которого ток нарастает от половины своего максимального значения до максимального значения;

$$W = 0,98 \frac{k}{\alpha t_{+1/2}}, \quad (7.19)$$

где $t_{+1/2}$ — время, в течение которого ток уменьшается от максимального значения до половины этого значения в процессе гиперболического нагревания.

Из формул (7.18), (7.19) легко получить выражение, связывающее энергию активации и общее время, в течение которого ток превышает половину своего максимального значения $t_{1/2}$:

$$W = 2,44 \frac{k}{\alpha t_{1/2}}. \quad (7.20)$$

Выражение (7.20), лежащее в основе способа полуширины пика, было получено в [337].

Аналогичные расчеты, проведенные для случая, когда реализуется кинетика второго порядка, дают следующие соотношения:

$$\frac{W}{k} \left(\frac{1}{T_m} - \frac{1}{T_{-1/2}} \right) \approx \frac{W}{k} \left(\frac{1}{T_{+1/2}} - \frac{1}{T_m} \right) \approx 1,75 \quad (7.21)$$

— для температурных полуширин пика;

$$W \approx 1,75 \frac{k}{\alpha t_{-1/2}} \approx 1,75 \frac{k}{\alpha t_{+1/2}} \quad (7.22)$$

— для временных полуширин пика. Соответственно для полной временной полуширины пика $t_{1/2}$ и энергии активации в случае кинетики релаксации второго порядка имеется соотношение

$$W \approx 3,5 \frac{k}{\alpha t_{1/2}}. \quad (7.23)$$

Сопоставление формул (7.18), (7.19) и (7.22) свидетельствует о том, что при гиперболическом режиме нагревания пик термостимулированного тока асимметричен по шкале времен (относительно времени максимума тока) в случае кинетики релаксации первого порядка, а в случае кинетики релаксации второго порядка — практически симметричен.

Используя формулу (7.5), можно получить выражение для дисперсии:

$$D = \frac{T_m}{W} \left(1 + \frac{kT_m}{W} \right), \quad (7.24)$$

которое справедливо для кинетики релаксации как первого, так и второго порядка. Тогда при помощи формул (7.16), (7.17), (7.21), а также (7.24) получаем выражение для разрешающей способности термостимулированных токов в режиме гиперболического нагревания:

$$R \approx \frac{W + 1,46 kT_m}{2,44 WkT_m} \approx \frac{1}{2,44 kT_m} \quad (7.25)$$

— в случае кинетики релаксации первого порядка;

$$R = \frac{W + kT_m}{3,5 WkT_m} \approx \frac{1}{3,5 kT_m} \quad (7,25')$$

— в случае кинетики релаксации второго порядка.

Таким образом, разрешающая способность термостимулированных токов в режиме гиперболического нагревания при кинетике релаксации первого порядка примерно на 40 % выше, чем при кинетике релаксации второго порядка. Сравнение же методов линейного и гиперболического нагревания показывает, что (при сопоставимых "мгновенных" значениях скорости нагревания в области максимума тока) разрешающие способности указанных методов либо практически равны (для кинетики релаксации первого порядка), либо различаются примерно на 20 % (выше при гиперболическом нагревании).

Варьирование режима гиперболического нагревания (т.е. изменение параметра α) должно отражаться на разрешающей способности метода. Этот вывод следует из анализа формулы (7.5) и выражений для разрешающей способности. Так, например, уменьшение параметра α сопровождается, согласно (7.5), уменьшением T_m при прочих равных условиях, а это в свою очередь ведет к увеличению разрешающей способности метода (см. формулы (7.25), (7.25')).

7.1.3. Численное решение обратной задачи при нелинейном монотонном нагревании. Результаты, полученные в предыдущем пункте, свидетельствуют о том, что пики термостимулированного тока, обусловленные двумя сортами электрически активных дефектов, разделяются (т.е. не сливаются в один общий пик) при гиперболическом нагревании, только если энергии активации этих дефектов различаются (при прочих равных условиях) не менее чем на $2,44 kT$. Таким образом, в неупорядоченных полупроводниках и диэлектриках, в которых, как правило, имеет место квазинепрерывное энергетическое распределение дефектов, описанные выше способы обработки кривых термостимулированного тока оказываются непригодными. Для решения в этом случае обратной задачи, т.е. определения

функции квазинепрерывного распределения электрически активных дефектов по кривой термостимулированного тока, измеренного при гиперболическом режиме нагревания, представляется естественным привлечение численных методов, о которых шла речь в предыдущей главе.

Прежде чем приводить результаты применения метода регуляризации к обработке термостимулированных токов, измеренных для квадратичной скорости нагревания ($\beta(T) = \alpha T^2$), коротко обсудим возможные температурные режимы монотонного нагревания образца. Температурная зависимость скорости нагревания для случая монотонного нарастания температуры может быть формально записана в виде

$$\beta(t) = \frac{dT}{dt} = \alpha T^n(t), \quad (7.26)$$

где $\alpha = \text{const}$, $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

Случай $n = 0$ соответствует режиму линейного нагревания. При $n = 1$ из (7.26) получаем экспоненциальный режим нагревания:

$$T(t) = T_0 \exp(\alpha t), \quad (7.27)$$

который также используется в термоактивационной спектроскопии (см. [224, 396]). При $n = 2$ получаем гиперболический режим нагревания. Для $n = 3$ и более получаются более сложные температурные режимы, которые на практике не используются.

Для выбора наиболее приемлемого (с точки зрения численного решения обратной задачи) режима монотонного нагревания образца проводился следующий численный эксперимент. Задавалась функция квазинепрерывного энергетического распределения электрически активных дефектов (в виде двух гауссиан; рис. 7.2). По заданной функции распределения рассчитывался термостимулированный ток для различных режимов нагревания (7.26). На рассчитанный ток накладывалась случайная помеха (уровень до 10%). Искаженный таким образом сигнал использовался затем для решения обратной задачи методом регуляризации (см. § 6.4). Следует подчеркнуть, что ядро исходного интегрального уравнения для разных режимов нагревания оказывается

разным, причем при $n = 2$ (гиперболический режим нагревания) оно представляется в виде элементарных функций.

Результаты численных расчетов показали, что согласие восстановленной исходной функции распределения зависит от уровня помехи и режима нагревания образ-

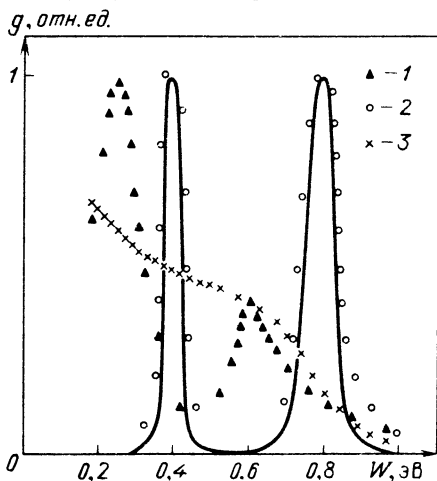


Рис. 7.2. Исходная (сплошная) кривая и восстановленные методом регуляризации функции распределения для различных режимов нагревания. Кривая 1 - $\beta = \alpha T$; 2 - αT^2 ; 3 - αT^3 ; уровень случайной помехи 10%

ца. При этом наиболее устойчивым к уровню помехи оказался именно гиперболический режим нагревания. Так, при уровне помехи 10% только этот режим позволял удовлетворительно восстанавливать исходную функцию распределения (см. рис. 7.2). Таким образом, гиперболический режим нагревания в сочетании с методом численного восстановления функции энергетического распределения электрически активных дефектов может успешно использоваться для исследования неупорядоченных высокоомных материалов

В заключение параграфа отметим, что и при использовании квадратичной скорости нагревания остается в силе ограничение на максимальное значение "мгновенной" скорости, о котором шла речь в гл. 6. Примеры технической реализации гиперболического режима нагревания описаны в [258, 337]. Следует подчеркнуть, что использование микропроцессорных устройств для регулирования температуры образца (см. § 6.1) позволяет одинаково успешно осуществлять как линейный, так и гиперболический режим нагревания.

§ 7.2. МЕТОД ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННОЙ РАЗРЯДКИ В РЕЖИМЕ САМОСОГЛАСОВАННОГО НАГРЕВАНИЯ

Методики термостимулированного тока в режимах линейного и гиперболического нагревания, как отмечалось в гл. 6 и § 7.1, имеют один существенный недостаток: из экспериментальных кривых трудно определить порядок кинетики релаксационного процесса. Поскольку способы расчета параметров электрически активных дефектов по термостимулированным токам зависят от порядка кинетики (см. § 6.2, 7.1), то результаты обработки экспериментальных данных оказываются принципиально неоднозначными. Как показано в § 6.2, ошибка в расчете энергии активации, обусловленная возможным неверным выбором порядка кинетики релаксационного процесса, как правило, значительно превышает инструментальные погрешности. В [359] показано, что, хотя параметры модели объекта однозначно определяют кривую термостимулированного возбуждения, обратное неверно. Под экспериментальные кривые путем соответствующего подбора параметров электрически активных дефектов можно с одинаковым успехом подогнуть теоретические выражения для кинетики релаксации как первого, так и второго порядка. Погрешность определения эффективного частотного фактора из-за неправильного выбора модели (т.е. порядка кинетики релаксационного процесса) может достигать при этом нескольких порядков [440].

Преодолеть указанные трудности позволяет подход, впервые предложенный для фотостимулированной проводимости в [266], а затем примененный к термостимулированной люминесценции в [61, 62, 64, 154, 206] и к термостимулированным токам разрядки и деполяризации в [72, 73, 82, 92, 107]. Речь идет о методе самосогласованного девозбуждения (нагревания), или, иначе, о "методе постоянного сигнала".

7.2.1. Сущность метода самосогласованного нагревания ("метод постоянного сигнала"). Идея метода самосогласованного нагревания заключается в отказе от наперед заданного фиксированного режима девозбуждения (нагревания) образца и переходе к такому девозбуждению, которое

обеспечивало бы постоянный, наперед заданный уровень какого-либо параметра, характеризующего исследуемый релаксационный процесс (выходной сигнал). Информацию о параметрах исследуемых дефектов (центров захвата, диполей), а также о порядке кинетики релаксационного процесса несет в этом случае сам режим девозбуждения, который обеспечивает постоянный уровень выходного сигнала.

Реализация режима девозбуждения, обеспечивающего постоянный уровень выходного сигнала, предполагает наличие системы регулирования, возмущающим воздействием в которой является сам исследуемый релаксационный процесс. Таким образом, можно говорить о самосогласованном режиме девозбуждения, который задается самим образцом (точнее, самим исследуемым процессом в образце).

Необходимым условием реализации метода самосогласованного девозбуждения является пренебрежимая малость компоненты выходного сигнала, не зависящей от режима девозбуждения, по сравнению с компонентой, прямо зависящей от режима девозбуждения. Так, например, в случае термостимулированной проводимости это условие сводится к требованию малости "темнового" тока по сравнению с термостимулированным током, обусловленным опустошением ловушек. Поскольку в случае ТСТ КЗ и ТСД "темновой" ток значительно ослаблен, необходимое условие реализации методики постоянного сигнала применительно к методам ТСТ КЗ и ТСД, как правило, выполняется. В дальнейшем будем обозначать методы ТСТ КЗ и ТСД в режиме самосогласованного нагревания СТСТ. Со значительными оговорками и для ограниченного диапазона температур можно рассматривать применение режима самосогласованного нагревания и для методов ТСТП, ТСП.

Термостимулированные токи разрядки и деполяризации, как было установлено в гл. 2 и 3, описываются выражением (7.3) в случае кинетики релаксации первого порядка и выражением (7.7) в случае кинетики второго порядка. Путем дифференцирования выражений (7.3) и (7.7) и несложных преобразований получим температурные зависимости скорости нагревания, обеспечивающей постоянную величину плотности термостимулированного тока j_1 :

$$\beta(T) = \frac{kT^2 \omega_3}{W} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right). \quad (7.28)$$

— в случае кинетики релаксации первого порядка (КРПП);

$$\beta(T) = \frac{2kT^2 \omega_3}{W} \sqrt{\frac{j}{j_0}} \exp\left(-\frac{W}{2kT}\right) \quad (7.29)$$

— в случае кинетики релаксации второго порядка (КРВП).

Из (7.28), (7.29) следует, что температурная зависимость скорости нагревания, обеспечивающая постоянный уровень выходного сигнала, в

координатах $\ln \frac{\beta(T)}{kT^2} \left(\frac{1}{kT} \right)$ является линейной:

$$\ln \frac{\beta(T)}{kT^2} = \ln \frac{\omega_3}{W} - \frac{W}{kT} \quad (7.30)$$

— в случае КРПП;

$$\ln \frac{\beta(T)}{kT^2} = \ln \frac{2\omega_3}{W} + \frac{1}{2} \ln \frac{j_1}{j_0} - \frac{W}{2kT} \quad (7.31)$$

— в случае КРВП.

Наклон соответствующих прямых определяют W при КРПП и $W/2$ при КРВП, а продолжение этих прямых до пересечения с осью ординат позволяет определять эффективный частотный фактор. Существенным моментом является то, что при КРПП режим нагревания, обеспечивающий постоянный уровень полезного сигнала, не зависит от величины этого уровня, а в случае КРВП зависит. Таким образом, открывается возможность экспериментального определения порядка кинетики термостимулированного процесса и соответственно однозначного определения W и ω_3 .

7.2.2. Режим самосогласованного нагревания для промежуточной кинетики релаксации. До сих пор мы ограничивались анализом режима самосогласованного нагревания объекта, в котором на протяжении всего нагревания осуществляется кинетика релаксации либо первого, либо второго порядка. На практике, однако, в процессе нагревания может происходить изменение порядка кинетики релаксации. Рассмотрим эту ситуацию подробнее, используя подход, описанный в [64] для анализа термостимулированной люминесценции.

Из кинетического уравнения (2.37), лежащего в основе теории ТСТ КЗ в случае промежуточной кинетики релаксации, можно получить два частных уравнения, которые описывают переходы в процессе нагревания от кинетики второго порядка к кинетике первого и наоборот.

Если в объекте реализуются условия $\tau_t \ll \tau_{f0}$ (сильный перезахват) и $n_{t0} > M_t$, то уравнение (2.37) преобразуется к виду

$$\frac{dn_t}{dt} \approx - \frac{\omega_t \tau_t}{\tau_{f0}} \frac{[n_t(t) + M_t] n_t(t)}{n_{t0}} \exp \left(- \frac{W}{kT} \right), \quad (7.32)$$

которое на начальных стадиях нагревания описывает релаксационный процесс с кинетикой второго порядка, а на заключительных стадиях ($n_t(t) < M_t$) — с кинетикой первого порядка. Таким образом, уравнение (7.32) описывает релаксационный процесс, характеризующийся переходом от кинетики второго порядка к кинетике первого порядка.

Уравнение (7.32) формально можно представить в виде

$$\frac{dn_n}{dt} = -\omega_3 n_t(t)^{m(t)} \exp \left(- \frac{W_t}{kT} \right), \quad (7.33)$$

где $m(t)$ — "мгновенный" порядок кинетики. Из сравнения (7.32) и (7.33) имеем

$$m(t) = 1 + \frac{n_t(t)}{n_t(t) + M_t} \quad (7.34)$$

Анализ (7.34) показывает, что, действительно, мгновенный порядок кинетики релаксационного процесса изменяется при нагревании от 2 до 1.

Другая ситуация возникает в объекте, в котором отсутствуют более глубокие ловушки ($M_t = 0$) и первоначально осуществляется слабый перезахват ($\tau_t > \tau_{f0}$). При этом уравнение (2.37) приобретает вид

$$\frac{dn_t}{dt} = - \frac{\omega_t n_t^2(t)}{n_t(t) + \frac{\tau_{f0}}{\tau_t} n_{t0}} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \quad (7.35)$$

В этом случае, как следует из сравнения (7.35) с (7.33), выражение для "мгновенного" порядка кинетики описывается формулой

$$m(t) = 2 - \frac{n_t(t)}{n_t(t) + \frac{\tau_{f0}}{\tau_t} n_{t0}} \quad (7.36)$$

Таким образом, в рассматриваемой ситуации мгновенный порядок кинетики, как это следует из (7.36), изменяется от 1 до 2.

Из уравнений (2.38), (2.21), (2.22) можно получить выражение, описывающее модуль ТСТ КЗ для произвольной кинетики релаксации:

$$j(t) = - \frac{qr^2}{2L} \left(1 - \frac{r}{L}\right) \frac{dn_t}{dt} \quad (7.37)$$

Выражение (7.37) свидетельствует о том, что требование поддержания постоянного уровня выходного сигнала равносильно требованию постоянства значения производной n_t по времени:

$$\frac{dn_t}{dt} = - \frac{j_1}{\frac{qr^2}{2L} \left(1 - \frac{r}{L}\right)} = \text{const.} \quad (7.38)$$

Подставляя (7.38) в (7.32), получаем алгебраическое уравнение относительно $n_t(t)$, решение которого имеет вид

$$n_t = \frac{M_t}{2} \left\{ \left[1 + \frac{8Lj_1\tau_{f0}n_{t0}}{qr^2(1-r/L)M_t^2\tau_t\omega_t} \exp\left(\frac{W}{kT}\right) \right]^{1/2} - 1 \right\} \quad (7.39)$$

Постоянный уровень выходного сигнала j_1 может поддерживаться, начиная с некоторой температуры T_1 . Для рассматриваемого объекта ($\tau_t < \tau_{f0}$, $n_{t0} > M_t$) из (7.39) получаем соотношение, связывающее параметры j_1 и T_1 :

$$\frac{2Lj_1\tau_{f0}n_{t0}}{qr^2(1-r/L)M_t^2\tau_t\omega_t} = \frac{n_t(T_1)}{M_t} \left[\frac{n_t(T_1)}{M_t} + 1 \right] \exp\left(-\frac{W}{kT_1}\right) \quad (7.40)$$

С учетом (7.40) выражение (7.39), описывающее температурную зависимость концентрации локализованного на ловушках заряда при переходе от кинетики второго порядка к кинетике первого порядка (в режиме постоянного выходного сигнала) приобретает вид

$$n_t(T) = \frac{M_t}{2} \left\langle \left\{ 1 + \frac{4 n_t(T_1)}{M_t} \left[\frac{n_t(T_1)}{M_t} + 1 \right] \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \exp\left(-\frac{W_t}{kT_1}\right) \exp\left(\frac{W_t}{kT}\right) \right\}^{1/2} - 1 \right\rangle. \quad (7.41)$$

Температурная зависимость скорости нагревания, обеспечивающей режим постоянного выходного сигнала, может быть определена из соотношения

$$\beta(T) = \left(\frac{dn_t}{dt} \right) / \left(\frac{dn_t}{dT} \right) = - \frac{2 L j_1}{q r^2 \left(1 - \frac{r}{L} \right) \frac{dn_t}{dT}}. \quad (7.42)$$

Дифференцируя (7.41) и подставляя полученный результат в (7.42), найдем выражение для $\beta(T)$:

$$\beta(T) = \frac{kT^2 \omega_3 M_t}{W_t n_{t0}} \left[1 + \frac{4 n_{t0}^2 j_1}{M_t^2 j_0} \exp\left(\frac{W_t}{kT}\right) \right]^{1/2} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right). \quad (7.43)$$

В (7.43) фигурирует параметр j_0 , определенный в § 2.1.

В области низких температур, удовлетворяющих условию

$$T < T_K = W_t / k \ln \frac{M_t^2 j_0}{4 n_{t0}^2 j_1}, \quad (7.44)$$

выражение (7.43) переходит в выражение (7.29), т.е. в этом диапазоне температур реализуется кинетика релаксации второго порядка. Из (7.44) следует, что, чем выше уровень постоянного сигнала, тем шире диапазон температур, в котором релаксационный процесс соответствует кинетике второго порядка.

В области более высоких температур ($T > T_K$) зависимость (7.43) преобразуется к виду

$$\beta(T) = \frac{kT^2 \omega_3'}{W_t} \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right), \quad (7.45)$$

где

$$\omega_3' = \omega_3 \frac{M_t}{n_{t0}} = \omega_t \frac{\tau_t}{\tau_{f0}'} \quad (7.46)$$

— высокотемпературная асимптота эффективного частотного фактора ($\tau_{f0}' = \epsilon \epsilon_0 / (q \mu M_t)$ — время пролета на заключительных стадиях релаксационного процесса). Таким образом, с учетом изменения времени пролета в процессе нагревания формула (7.43) в области высоких темпе-

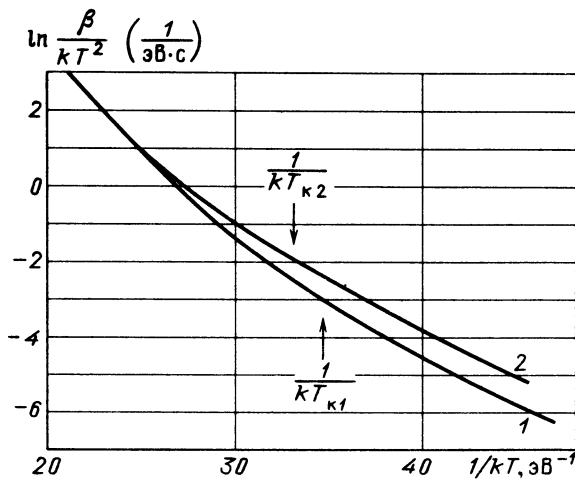


Рис. 7.3. Режимы самосогласованного нагревания, рассчитанные по формуле (7.43), для процесса перехода от кинетики второго порядка к кинетике первого порядка. $W_t = 0,5$ эВ; $\omega_t = 6,8 \cdot 10^7$ Гц; $n_{t0} = 10^{23}$ м $^{-3}$; $M_t = 10^{22}$ м $^{-3}$; $\tau_t = 0,1$ τ $_{f0}$; $j_1 = 0,1j_m$ (кривая 1), $j_1 = 0,2j_m$ (кривая 2), где j_m – амплитуда пика ТСТ КЗ для рассматриваемой модели при нагревании с постоянной скоростью 0,2 К/с

ратур совпадает с ранее полученной формулой (7.28) для кинетики релаксации первого порядка.

На рис. 7.3 приведены результаты расчета температурного режима описываемого выражением (7.43). Как видно из рисунка, для рассматриваемой модели релаксационного процесса график температурного режима в координатах $\ln \frac{\beta}{kT^2} \left(\frac{1}{kT} \right)$ в районе температуры T_k (определяемой соотношением (7.44)) плавно переходит от одной линейной зависимости (описываемой выражением (7.31)) к другой линейной зависимости (соответствующей формуле (7.30)).

Рассмотрим далее ситуацию, когда в процессе нагревания осуществляется переход от кинетики первого порядка к кинетике второго порядка. Подставляя (7.38) в (7.35), получим и для этого случая алгебраическое уравнение относительно n_t , решение которого имеет вид

$$n_t(T) = \frac{\tau_{f0}}{\tau_t} n_{t0} \frac{1 + \sqrt{1 + 2a(T)}}{a(T)}, \quad (7.47)$$

где

$$a(T) = \frac{2\tau_{f0}^2 j_0}{\tau_t^2 j_1} \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right). \quad (7.48)$$

Из формул (7.42) и (7.47) находим выражение, описывающее режим самосогласованного нагревания в рассматриваемом случае:

$$\beta(T) = \frac{2kT^2\omega_t}{W_t} \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) \frac{\sqrt{1 + 2a(T)}}{1 + a(T) + \sqrt{1 + 2a(T)}}. \quad (7.49)$$

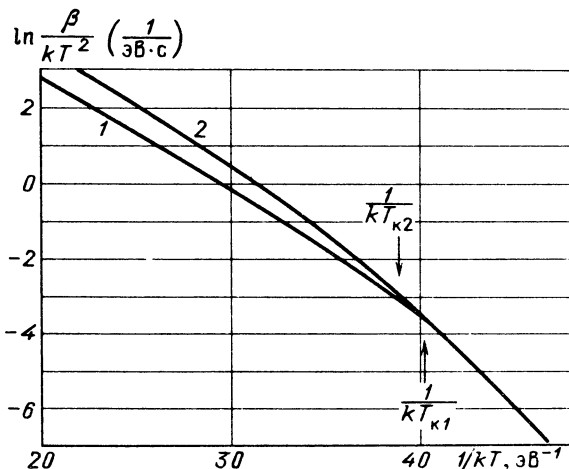


Рис. 7.4. Режимы самосогласованного нагревания, рассчитанные по формуле (7.49), для процесса перехода от кинетики первого порядка к кинетике второго порядка. $W_t = 0,5$ эВ; $\omega_t = 6,8 \cdot 10^6$ Гц; $M_t = 0$; $\tau_t = 10f_0$; j_1, j_2, j_m – то же, что и на рис. 7.3

Анализ выражения (7.49) показывает, что на начальных стадиях нагревания, когда $a(T) \ll 1/2$, т.е. температура образца удовлетворяет условию

$$T < T'_k = W_t / \left[k \ln \left(\frac{4 \tau_{f0}^2 j_0}{\tau_t^2 j_1} \right) \right], \quad (7.50)$$

выражение (7.49) переходит в выражение (7.28) (реализуется кинетика релаксации первого порядка), а при $T > T'_k$ – в выражение (7.29) (реализуется кинетика релаксации второго порядка). На рис. 7.4 приведены результаты расчета режима самосогласованного нагревания, описываемого выражением (7.49).

Рассмотренные соотношения и результаты численных расчетов показывают, что метод самосогласованного нагревания позволяет идентифицировать не только процессы, соответствующие кинетикам первого или второго порядка, но и термостимулированные процессы, обусловленные промежуточной кинетикой релаксации. При этом результаты эксперимента могут быть представлены в легко обозримом наглядном виде.

7.2.3. Особенности экспериментальной реализации метода самосогласованного нагревания. Экспериментальная процедура метода СТСТ сводится к регистрации режимов нагревания, обеспечивающих два или большее число постоянных уровней термостимулированного тока в предварительно одинаковым образом возбужденном (поляризованном) образце. Температурная зависимость скорости нагревания может быть получена либо цифровым, либо графическим дифференцированием зависимости температуры образца от времени.

Для получения достоверных и воспроизводимых результатов измерение СТСТ целесообразно проводить в малоинерционном криостате, оснащенном системой автоматического регулирования температуры. В качестве основы могут быть использованы автоматизированные установки типа 12.Ю.А. Гороховатский

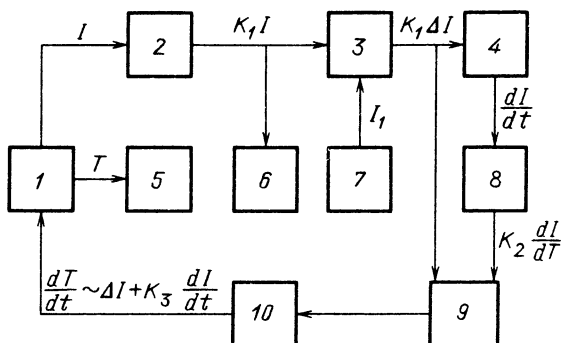


Рис. 7.5. Функциональная схема автоматической системы регулирования режима постоянного сигнала; 1 – чувствительный элемент – регулируемый объект; 2 – электрометрический усилитель; 3 – сравнивающее устройство; 4 – дифференцирующее устройство; 5 – датчик – регистратор температуры; 6 – индикатор уровня выходного сигнала; 7 – задающее устройство постоянного уровня; 8 – развязывающий усилитель; 9 – управляющее устройство; 10 – регулирующее устройство

описанных в § 6.1. Принципиальным отличием автоматизированной установки, обеспечивающей режим самосогласованного нагревания, от установки, реализующей линейный (гиперболический) режим нагревания, является то обстоятельство, что на вход сравнивающего устройства вместо сигнала, пропорционального температуре образца, подается сигнал, пропорциональный термостимулированному току (естественно, предварительно усиленному до уровня сигнала с датчика температуры). Функциональная схема системы автоматизированного обеспечения режима самосогласованного нагревания образца приведена на рис. 7.5. Для улучшения динамических свойств системы (подавления генерации колебаний уровня термостимулированного тока) следует, согласно [200], использовать закон регулирования (6.2), т.е. в отличие от установок линейного нагревания вводить дополнительное регулирование по производной (см. рис. 7.5).

Для определения энергии активации электрически активных дефектов при помощи метода СТСТ необходимо использовать не менее двух значений скорости нагревания ($\beta(T_1)$, $\beta(T_2)$). Разумеется, обе температуры (T_1 и T_2) должны принадлежать одному линейному участку режима нагревания в полулогарифмических координатах $\ln \frac{\beta}{kT^2} \left(\frac{1}{kT} \right)$, который соответствует данному сорту дефектов. Расчет энергии активации проводится по формуле:

$$W_t = \frac{mkT_1T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{\beta(T_2)T_1^2}{\beta(T_1)T_2^2}, \quad (7.51)$$

где m – порядок кинетики релаксационного процесса, определенный предварительно путем варьирования уровня постоянного сигнала. Анализ погрешности определения энергии активации по формуле (7.51) показывает, что она не превышает 8 %, если T_2 отличается от T_1 не менее чем на 10 К, и не превышает 3 % для интервала температур 20 К (при расчете

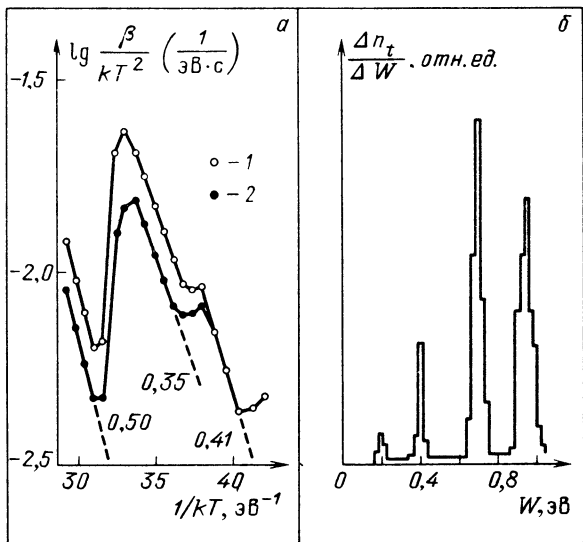


Рис. 7.6. Данные СТСТ (а) и ФТСТ (б) в пленках окиси иттрия. Числа у кривых – значения эффективной энергии активации (в эВ); зависимости 1 и 2 соответствуют различным уровням постоянного сигнала (ТСТ КЗ)

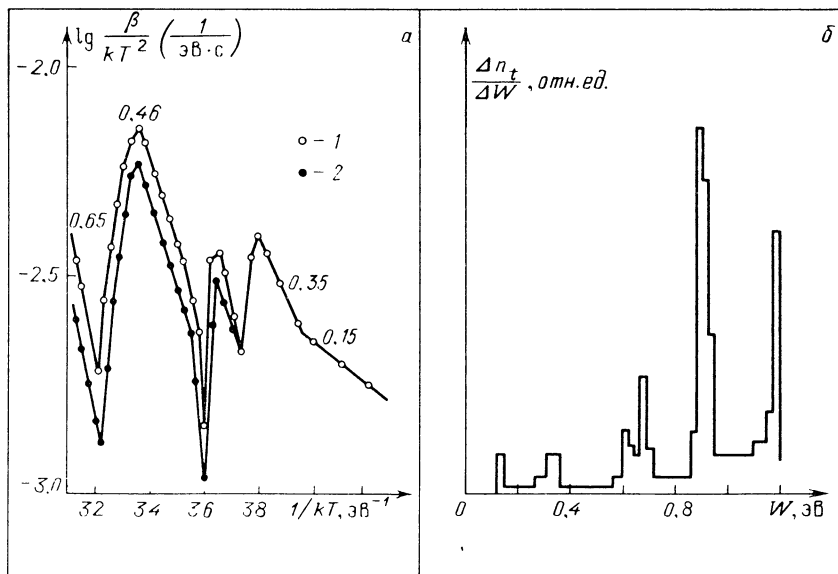


Рис. 7.7. Данные СТСТ (а) и ФТСТ (б) в пленках алюмината неодима. Обозначения – см. рис. 7.6

предполагалось, что абсолютная погрешность определения температуры образца не превышает 0,1 К).

На рис. 7.6 и 7.7 приведены температурные режимы, обеспечивающие два постоянных уровня термостимулированного тока разрядки (деполяризации) в окиси иттрия и моноалюминате неодима соответственно. Для обоих материалов наблюдается ряд линейных участков в координатах $\ln \frac{\beta}{kT^2} \left(\frac{1}{kT} \right)$. При этом положение некоторых из этих участков

не зависит от уровня постоянного сигнала (т.е. реализуется кинетика первого порядка), а некоторых участков зависит. В последнем случае смещение линейных участков вдоль оси ординат при изменении уровня постоянного сигнала находится в полном соответствии с формулой (7.31), т.е. реализуется кинетика релаксации второго порядка. Энергии активации дефектов, определенные при помощи метода постоянного сигнала, совпадают в пределах погрешностей с положениями максимумов энергетического спектра состояний, найденного в этих же материалах при помощи метода фракционного нагревания (см. рис. 7.6, 7.7).

Таким образом, подводя итоги сказанному, можно заключить, что метод самосогласованного нагревания хотя и является в плане технической реализации более сложным, чем метод линейного нагревания, однако обладает существенно большей информативностью и однозначностью интерпретации экспериментальных данных.

ГЛАВА 8

МЕТОДИКА ТЕРМИЧЕСКИХ ПРОБ

Методы термоактивационной токовой спектроскопии, основанные на использовании режимов монотонного нагревания (линейного, гиперболического, самосогласованного), имеют ряд общих недостатков. Так, все эти методы характеризуются относительно низкой разрешающей способностью по энергии активации, сложностью и неоднозначностью определения вида и параметров квазинепрерывного энергетического распределения электрически активных дефектов и т.д. Отмеченные недостатки особенно проявляются при исследовании полупроводников и диэлектриков с неупорядоченной структурой.

В целях уменьшения неоднозначности интерпретации экспериментальных данных и повышения информативности термоактивационной токовой спектроскопии применительно к указанным объектам получали развитие методика термических проб [467, 476, 492]. Эта методика основана на сопоставлении термостимулированных токов в объекте, в котором функция энергетического распределения электрически активных дефектов, участвующих в формировании термостимулированного тока, целенаправленно изменяется термическим путем. В научной литературе эта процедура часто называется "анализом релаксационных карт" [260, 261, 427]. Изменение функции распределения дефектов, вовлекаемых в процесс термо-

стимулированной релаксации, может быть достигнуто либо путем поэтапного термического разрушения возбужденного (поляризованного) состояния за счет немоного нагрева [92, 297], либо путем варьирования условий предварительного возбуждения (поляризации) объекта исследований [91, 288]. В первом случае речь идет о методе фракционного нагрева, а во втором случае — о методе термостимулированных токов фракционно возбужденного объекта (ТСТ ФВ). Рассмотрим эти методы подробнее.

§ 8.1. МЕТОД ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫХ ТОКОВ В РЕЖИМЕ ФРАКЦИОННОГО НАГРЕВАНИЯ (ФТСТ)

Метод фракционного нагрева является, по существу, последовательным развитием методики частичной термоочистки — режим линейного нагрева заменяется на режим пилообразного нагрева (рис. 8.1). При этом максимальная температура каждого последующего "зуба пилы" (фракции) отличается на определенную постоянную величину от максимальной температуры предыдущего "зуба". Эта разница максимальных температур двух соседних фракций называется шагом фракции (δT), в то время как диапазон изменения температур в пределах одной фракции называется глубиной осцилляции температуры (ΔT). В отличие от методики частичной термоочистки количество циклов нагревание — охлаждение в методе фракционного нагрева исчисляется уже не единицами, а многими десятками. При этом существенно, что параметры циклов δT , ΔT не меняются в течение всего процесса фракционного нагрева. Тем самым исключается влияние субъективного фактора на экспериментальные данные.

Поскольку при фракционном нагревании кривая термостимулированного тока разбивается на семейство начальных участков, то, естественно, в основе обработки данных ФТСТ лежит способ начального подъема, который к тому же (см. § 6.2) не требует знания порядка кинетики релаксационного процесса.

Метод фракционного нагрева впервые был предложен Гобрехтом и Хофманом применительно к термостимулированной люминесценции

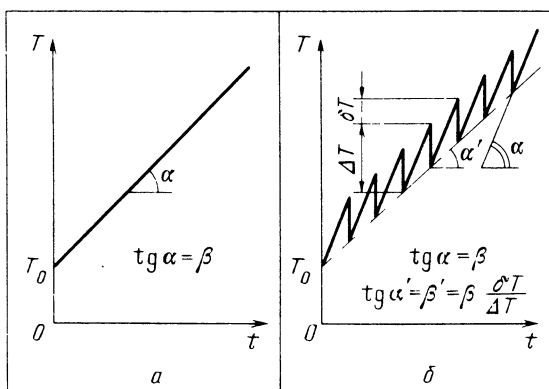


Рис. 8.1. Режимы линейного (а) и фракционного (б) нагрева; β — скорость нагрева; ΔT — глубина осцилляции температуры; δT — шаг фракции; β' — эффективная скорость нагрева

[317–320]. В дальнейшем этот метод наше применение также при исследовании ТСТП [121, 122, 170], ТСТ КЗ, ТСД [42, 43, 73, 78, 81, 83–85, 90, 92, 184, 233, 264, 295, 304, 322, 323, 326, 379, 404, 405, 455] и ТСЭЭ [208, 426].

8.1.1. Техническая реализация фракционного нагревания. Элементарная оценка показывает, что только для непосредственного измерения ФТСТ в диапазоне температур от -196°C (температура жидкого азота) до 350°C требуется не менее 8 ч ($\Delta T = 50^{\circ}\text{C}$, $\delta T = 5^{\circ}\text{C}$, скорость нагревания $0,2\text{ K/c}$, скорость охлаждения 2 K/c , число фракций 100). При этом каждые 5 мин в адрес терморегулятора и измерительной системы должны поступать 5 – 6 команд для реализации режима измерения ФТСТ. Очевидно, что такие условия эксперимента могут осуществляться на практике только в полностью автоматизированном режиме.

Автоматическое устройство, обеспечивающее режим фракционного нагревания, может быть сконструировано на базе системы автоматизированного регулирования температуры, описанной в § 6.1, путем введения дополнительных блоков (реле времени – РВ, задатчика опорного уровня – ЗОУ, блокирующе-запускающее устройство – БЗУ) и соответствующей коммутации (рис. 8.2).

Режим фракционного нагревания может осуществляться следующим образом. Тактовые импульсы со скважностью, определяемой скоростью нагревания в пределах фракции, поступают с блока "Часы" на блок ЗСУ (задатчик сбрасываемого уровня). Каждому тактовому импульсу на входе ЗСУ соответствует ступенчатое увеличение сигнала на выходе, соответствующее в милливольтках минимальному изменению температуры (обычно $0,1\text{ K}$). В ЗСУ учитывается нелинейность температурной зависимости термо-эдс измерительной термопары. Сигнал с блока ЗСУ в виде нарастающего напряжения поступает в блок СУ (сравнивающее устройство), в который также поступает сигнал с измерителя температуры "Т". Сигнал

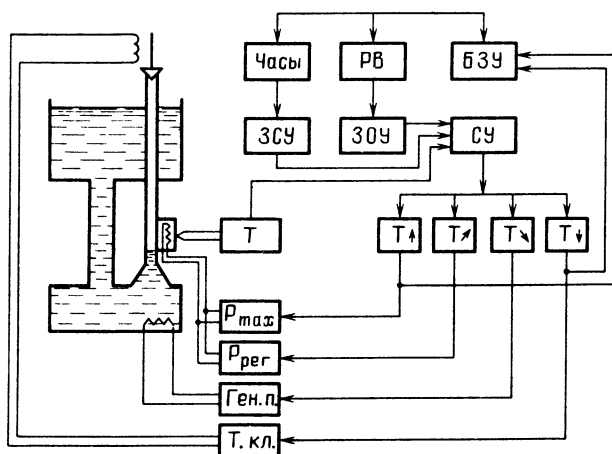


Рис. 8.2. Функциональная схема устройства, обеспечивающего режим фракционного нагревания

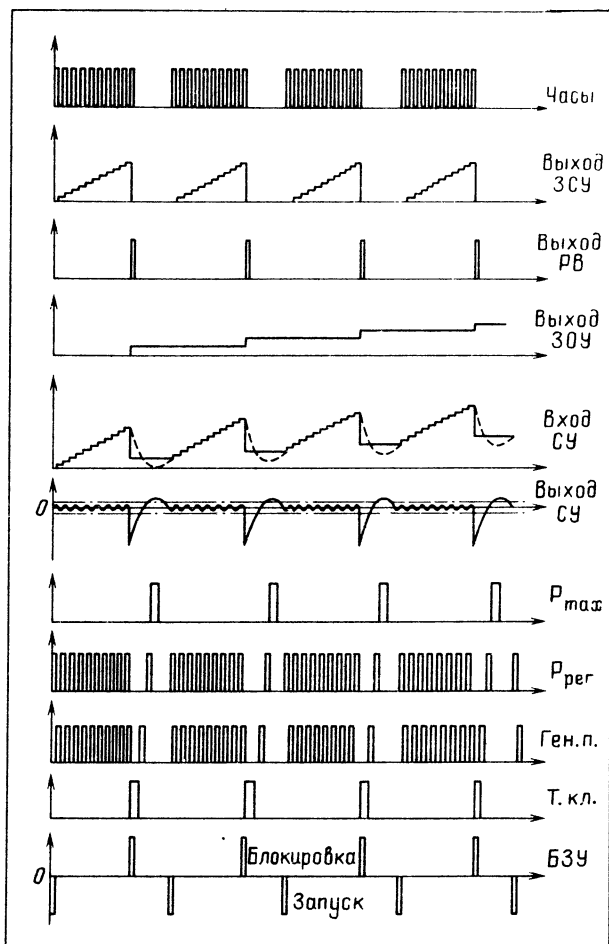


Рис. 8.3. Эпюры сигналов различных блоков устройства фракционного нагрева

рассогласования с СУ поступает на триггеры Шмидта "Т↑", "Т↓", "Т↗", "Т↘", которые в зависимости от величины и полярности сигнала рассогласования включают исполнительные устройства:

- "Т↑", "Т↓" - экстренный нагрев (блок "P_{max}") или экстренное охлаждение (блок "Т.кл."), если сигнал рассогласования превышает норму (обычно 3 ÷ 5 К);

- "Т↗", "Т↘" - медленный нагрев (блок ("P_{рег}")) или охлаждение (блок генератора паров - "Ген.п."), если сигнал рассогласования меньше нормы.

Глубину осцилляции температуры, или, иначе, длительность фракции, обеспечивает блок РВ. При срабатывании РВ блок БЗУ выключает блок "Часы" (при этом линейное нагревание прекращается), сбрасывает сигнал с выхода блока ЗСУ и одновременно изменяет опорное напряжение на выходе блока ЗОУ. Из-за появившегося большого сигнала рассогласования

происходит включение экстренного охлаждения, которое, однако, осуществляется уже до новой опорной температуры, отличающейся от предыдущей на величину шага фракции. После достижения опорной температуры, которое определяется по обратному фронту сигнала управления блоком "P_{max}" (см. диаграмму на рис. 8.3), блок БЗУ вновь запускает "Часы" и РВ. Таким образом, цикл повторяется.

8.1.2. Способы обработки данных ФТСТ. Для обработки данных термоактивационной спектроскопии, измеренных в режиме фракционного нагревания, используются способы Кресвелла – Перлмана [295], Гобрехта – Хофмана [317 – 320] и Тале – Гайлитиса [63, 228, 459].

Суть способа Кресвелла – Перлмана, который, кстати, был предложен для обработки данных ФТСТ, заключается в построении и анализе температурной зависимости эффективной энергии активации. При этом каждой средней (или максимальной) температуре фракции ставится в соответствие эффективная энергия активации релаксационного процесса, определяемая по наклону температурной зависимости термостимулированного тока в координатах Аррениуса (рис. 8.4). Считается, что в энергетическом спектре состояний электрически активных дефектов исследуемого объекта представлены только те значения энергии, для которых наблюдаются "полочки" на температурной зависимости эффективной энергии активации (т.е. энергии W_1 и W_2 на рис. 8.4). Способ Кресвелла – Перлмана применим к объектам, в которых имеется набор дискретных или квазидискретных энергетических уровней электрически активных дефектов.

Способ Гобрехта – Хофмана был предложен для обработки данных фракционной термостимулированной люминесценции и лишь позднее с определенной коррекцией был применен к ФТСТ [78]. В соответствии с этим способом по экспериментальным данным строится зависимость выделившегося при нагревании заряда (определяемого для данной фракции путем суммирования площадей под кривыми термостимулированного тока для данной и всех предыдущих фракций) от эффективной энергии активации релаксационного процесса $Q(W_3)$. Дифференцируя полученную таким образом зависимость $Q(W_3)$ по энергии, можно получить энергетический спектр состояний электрически активных дефектов (см.

рис. 8.4). Для электронных процессов зависимость $\frac{dQ}{dW}(W)$, строго говоря, отображает не функцию распределения центров захвата, а функцию мгновенного заполнения центров захвата. Следует также отметить, что экспериментально определяемая зависимость $\frac{dQ}{dW}(W)$ позволяет нахо-

дить $g(W)$ (или функцию мгновенного заполнения ловушек) лишь в относительных единицах, поскольку, согласно данным § 6.2, коэффициент пропорциональности между концентрацией электрически активных дефектов и площадью под кривой ТСТ КЗ зависит от конкретного вида пространственного распределения заряда (которое, как правило, неизвестно).

Способ Тале – Гайлитиса также был предложен для обработки данных фракционной термостимулированной люминесценции, а затем адаптирован к ФТСТ в [85, 122, 134]. В основе этого способа лежат следующие соображения. Пусть исследуемый объект имеет энергетическое рас-

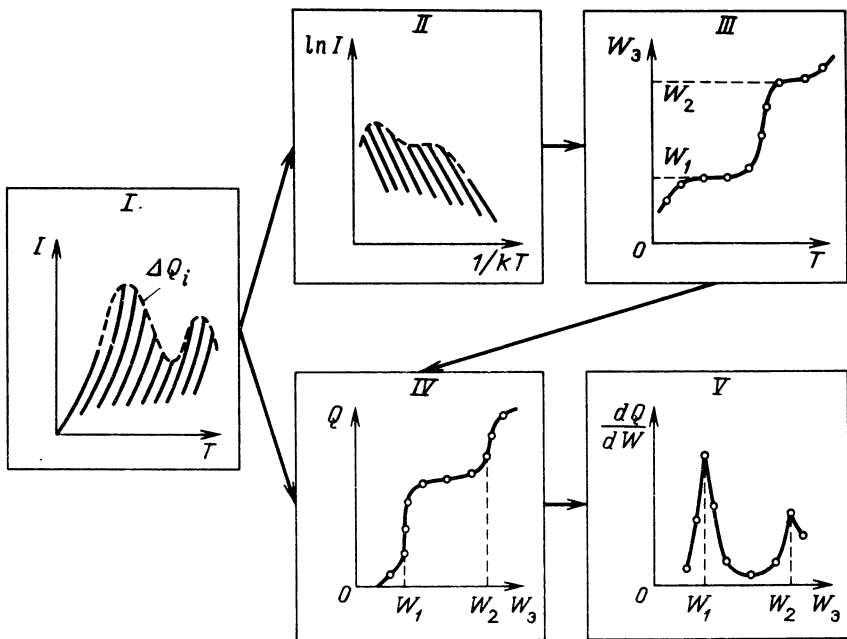


Рис. 8.4. Основные этапы обработки данных ФТСТ по способу Кресвелла-Перлмана (I-III) и по способу Гобрехта-Хофмана (I-V)

пределение электрически активных дефектов, описываемое функцией распределения $g(W)$. В этом случае зависимость выделившегося заряда от эффективной энергии активации может быть определена соотношением

$$Q(W_3) \sim \int_0^{W_3} g(W) dW. \quad (8.1)$$

С другой стороны, температурная зависимость выделившегося заряда может быть определена выражением

$$Q(T) \sim \int_{T_0}^T \frac{j(T')}{\beta'} dT', \quad (8.2)$$

где $j(T)$ — термостимулированный ток, измеренный при скорости нагревания $\beta' = \beta \frac{\delta T}{\Delta T}$ — эффективной скорости фракционного нагревания (см. рис. 8.1.)^{*}.

Сопоставление зависимостей (8.1) и (8.2) в виде

$$Q[W_3(T)] \sim \int_{T_0}^{T(W)} g[W(T')] \frac{dW}{dT}(T') dT' \sim \int_{T_0}^T \frac{j(T')}{\beta'} dT' \quad (8.3)$$

^{*} Причина использования эффективной скорости нагревания β' при измерении термостимулированных токов в целях сопоставления их с данными ФТСТ объясняется в п. 8.1.3.

позволяет установить следующее соотношение между $g(W)$ и измеряемыми величинами [85, 122]:

$$g(W) \sim \frac{j[T(W)]}{\frac{dW}{dT}(W)}. \quad (8.4)$$

Фигурирующие в выражении (8.4) экспериментальные величины получаются следующим образом: $j[T(W)]$ — путем перевода термостимулированного тока со шкалы температур на шкалу энергий по найденной экспериментально зависимости $W_3(T)$, а $\frac{dW}{dT}(W)$ — путем дифференцирования этой зависимости.

На рис. 8.5 приведен пример использования способа Тале — Гайлитиса для обработки данных ФТСТ в пленках двуокиси кремния. Сопоставление результатов обработки данных ФТСТ в пленках окиси иттрия, легированных скандием, при помощи способов Гобрехта — Хофмана и Тале — Гайлитиса (рис. 8.6) свидетельствует об их хорошем согласии.

Анализ выражения (8.4) показывает, что если температурная зависимость эффективной энергии активации имеет ярко выраженные "полочки" (т.е. имеются интервалы температур, в пределах которых эффективная энергия активации практически не меняется), то функция энергетического распределения электрически активных дефектов должна иметь вид дельта-функции. Таким образом, выражение (8.4) является своеобразным теоретическим обоснованием применимости способа Кресвелла — Перлмана для объекта с дискретным (квазидискретным) энергетическим спектром электрически активных дефектов.

С другой стороны, в объекте с широким энергетическим распределением электрически активных дефектов, для которого характерна квазилинейная зависимость эффективной энергии активации от температуры (см. гл. 5), между функцией распределения по энергии активации и термостимулированным током (после преобразования шкалы температур в шкалу энергий), согласно (8.4), имеется прямая связь (поскольку $\frac{dW}{dT} \approx \text{const}$). Этот вывод подтверждает применимость способа Симмонса

(см. § 5.1) для объекта с широким энергетическим распределением дефектов. В отличие от способа Симмонса способ Тале — Гайлитиса использует не расчетную (построенную на основе той или иной модели исследуемого объекта), а экспериментальную зависимость $W_3(T)$, т.е. является более достоверным. Кроме того, способ Тале — Гайлитиса не имеет ограничений на ширину энергетического распределения дефектов — он применим для любого распределения.

Метод ФТСТ может быть использован и для исследования распределения электрически активных дефектов по частотному фактору. Если имеет место распределение дефектов только по частотному фактору (одномерная функция распределения $g(\omega)$), то продолжение для каждой фракции линейных участков термостимулированного тока в координатах Аррениуса до пересечения с осью ординат позволяет находить вели-

$g(W)$, атн. ед.

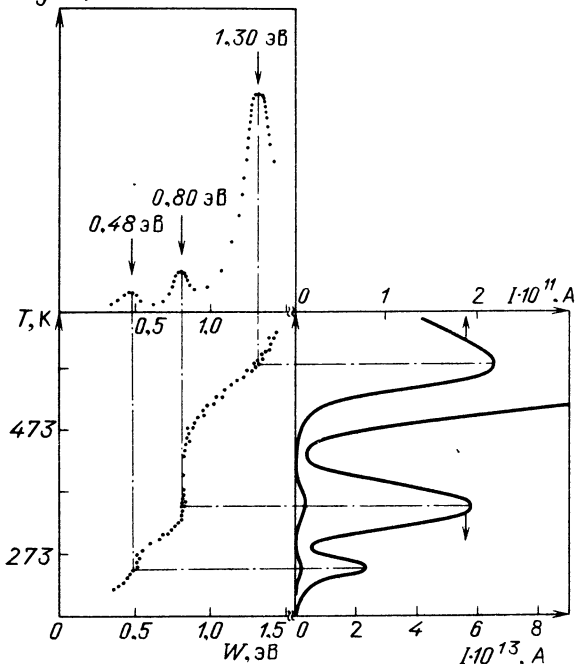


Рис. 8.5. Обработка данных ФТСТ в пленках двуоксида кремния при помощи способа Тале-Гайлитиса

$g(W)$, атн. ед.

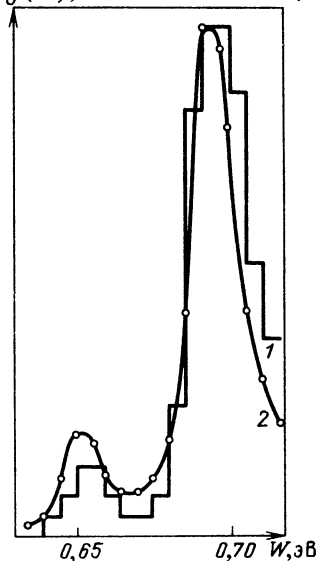


Рис. 8.6. Сопоставление результатов обработки данных ФТСТ: 1 – по способу Гобрехта-Хофмана; 2 – по способу Тале-Гайлитиса (для пленок окиси иттрия с примесью скандия)

чину, пропорциональную $\omega_3 i n_{t0i}$ (поскольку $j_0 \sim \omega_3 n_{t0}$; см. гл. 2). Рассчитывая отдельно (по площади под кривыми термостимулированного тока от i -й фракции и до температуры, при которой происходит полное опустошение центров захвата или разориентация диполей) температурную зависимость $n_{t0}(T_i)$, можно тем самым установить (в относительных единицах) температурную зависимость эффективного частотного фактора $\omega_3(T)$. Если функция $g(\omega)$ имеет явно выраженный максимум, то, как показывает численное моделирование [92, 323], эффективный частотный фактор удовлетворяет условию:

$$\omega_3(T_m) = \frac{W_t \beta'}{k T_m^2} \exp\left(\frac{W_t}{k T_m}\right), \quad (8.5)$$

где T_m – температура максимума термостимулированного тока, измеренного при нагревании с постоянной скоростью, равной β' – эффективной скорости фракционного нагревания. Таким образом, существует возможность по данным ФТСТ определять зависимость $\omega_3(T)$ в абсолютных единицах.

В [92] показано, что функция распределения электрически активных дефектов по частотному фактору может быть найдена из

$$g(\omega) \sim j[T(\omega)] \left/ \frac{d\omega_3}{dT}(\omega) \right. \quad (8.6)$$

Вид зависимости (8.6) и способ ее экспериментального получения аналогичны ранее рассмотренной зависимости (8.4) и способу расчета по ней функции энергетического распределения.

Если электрически активные дефекты характеризуются функцией распределения $g(W, \omega)$, то, как показано в [92], температурная зависимость эффективного частотного фактора по данным ФТСТ может быть определена с помощью соотношения

$$\omega_3(T_i) \sim \exp \left[\frac{W_3(T_i)}{kT_i} \right], \quad (8.7)$$

где T_i — максимальная температура i -й фракции.

Таким образом, в общем случае (электрически активные дефекты квазинепрерывно распределены по W и ω) обработка данных ФТСТ позволяет находить зависимость $W_3(T)$ в абсолютных единицах и $\omega_3(T)$ в относительных единицах. Используя полученные в гл. 5 соотношения между $g(W, \omega)$ и зависимостями $W_3(T)$, $\omega_3(T)$ и $j(T)$ можно методом математического моделирования (путем подгонки теоретических зависимостей под экспериментальные) определять двумерную функцию распределения электрически активных дефектов (примеры такого подхода описаны в гл. 10).

Методы математического моделирования могут успешно применяться и при обработке данных ФТСТ для объекта с аномальным поведением температурной зависимости эффективной энергии активации, когда на отдельных температурных участках $dW_3/dT < 0$. В этом случае предполагается проводить многократное рекуррентное вычисление зависимостей $j(T)$, $W_3(T)$ для корректируемых функций распределения до тех пор, пока не будет достигнуто согласия с экспериментальными данными ФТСТ [208].

8.1.3. Выбор оптимального режима фракционного нагревания. При использовании метода ФТСТ возникает проблема выбора значений шага фракций и глубины осцилляции температуры. Этот выбор должен обеспечивать, с одной стороны, минимальную погрешность определения параметров электрически активных дефектов, а с другой — максимальную разрешающую способность метода. Кроме того, выбранный температурный режим должен быть приемлемым с точки зрения применимости используемых модельных представлений.

При планировании оптимального эксперимента часто используют метод минимизации функции потерь, которую определяют в виде линейной комбинации потерь из-за недостаточно точного определения исследуемых параметров и из-за неточного выбора модели [240]. Применительно к ФТСТ метод минимизации функции потерь эксперимента был впервые использован в [81, 92]. Основным результатом этих работ является вывод о существовании оптимального режима фракционного нагревания (параметры δT_0 и ΔT_0). При $\Delta T < \Delta T_0$ и $\delta T < \delta T_0$ потери

эксперимента обусловлены инструментальными погрешностями измерения W , а при $\Delta T > \Delta T_0$ и $\delta T > \delta T_0$ — нарушением применимости используемых модельных представлений. Следует подчеркнуть, что параметры оптимального режима фракционного нагревания зависят как от технической реализации метода, так и от характеристик исследуемого объекта.

Приведенные оценки показывают, что при оптимальном режиме нагревания погрешность определения эффективной энергии активации не превышает нескольких процентов, а минимально разрешимое энергетическое расстояние между уровнями дефектов составляет $2 \div 3\%$. Используя результаты § 6.3, можно оценить минимальное энергетическое разрешение метода линейного нагревания для рассматриваемого объекта. Сравнение показывает, что метод ФТСТ при оптимальном режиме фракционного нагревания имеет в $4 \div 6$ раз большую разрешающую способность, чем метод ТСТ КЗ в режиме линейного нагревания [92]. Этот вывод согласуется с результатом соответствующего анализа разрешающей способности метода фракционного термовысвечивания [226].

8.1.4. Анализ однозначности интерпретации данных метода ФТСТ. В основе метода ФТСТ лежит предположение об отсутствии или по крайней мере о слабом взаимодействии электрически активных дефектов. Только в этом случае частичное опустошение центров захвата или частичная разориентация полярных дефектов, являющаяся обязательным элементом метода фракционного нагревания, не приводит к изменению энергетического спектра остальных электрически активных дефектов, участвующих в формировании термостимулированного тока. При выполнении указанного условия метод ФТСТ позволяет однозначно определить функцию одномерного распределения электрически активных дефектов либо по энергии активации, либо по частотному фактору (см. п. 8.1.2).

Если в исследуемом объекте имеет место двумерное квазинепрерывное распределение электрически активных дефектов по энергии активации и по частотному фактору, то метод ФТСТ в некоторых случаях позволяет устанавливать сам факт наличия такого двумерного распределения (если экспериментально установлено одновременное изменение эффективной энергии активации и эффективного частотного фактора релаксационного процесса по мере нагревания образца). Отсутствие изменения эффективного частотного фактора в процессе нагревания образца, как отмечалось в § 5.2, еще не является достаточным условием существования в образце одномерного (энергетического) распределения дефектов. Многократное рекуррентное вычисление зависимостей $j(T)$, $W_3(T)$ и $\omega_3(T)$ по формулам, приведенным в § 5.2, для корректируемых функций распределения до тех пор, пока не будет достигнуто согласие с соответствующими экспериментальными зависимостями — вот путь получения наиболее достоверной информации по данным ФТСТ в этом случае.

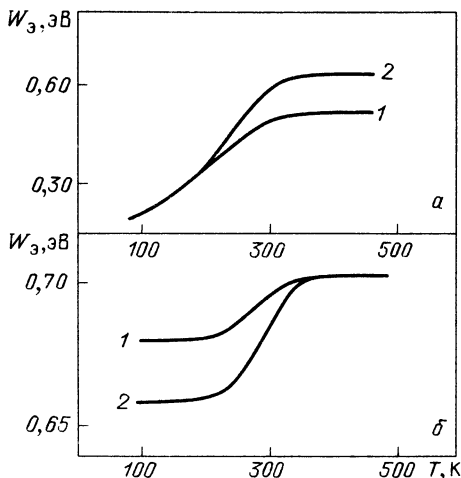
Метод ФТСТ в сочетании с варьированием условий предварительного возбуждения (поляризации) образца позволяет разграничить две возможные гипотезы одновременного изменения эффективной энергии активации и эффективного частотного фактора при нагревании — либо

наличие функциональной связи между W_3 и ω_3 (например, $\omega_3 \sim W_3^3$, если осуществляются спонтанные переходы носителей заряда между зоной и локализованными состояниями [206]), либо наличие двумерного распределения дефектов по W и ω , при котором распределение по энергии не зависит от распределения по частотному фактору, и наоборот. В первом случае зависимость $\omega_3 = \omega_3(W_3)$, получаемая из экспериментальных данных $W_3(T)$ и $\omega_3(T)$, изменяться при варьировании условий предварительного возбуждения (поляризации) образца не должна, а во втором случае должна. Последнее обстоятельство становится понятным, если воспользоваться описанной в [92] графической интерпретацией термостимулированного процесса на двумерной области (W, ω) .

Если термостимулированные токи обусловлены электронными процессами и взаимодействие дефектов существует, но сводится к повторному захвату носителей заряда на ловушки (см. § 5.3), то метод ФТСТ может достаточно успешно применяться и в этом случае. При этом, однако, стандартная обработка данных ФТСТ (см. п. 8.1.2) позволяет определить не функцию энергетического распределения ловушек, а функцию "мгновенного" заполнения этих ловушек в процессе нагревания. В этом случае сопоставление концентраций различных состояний по спектру, получаемому при помощи ФТСТ, может приводить к неверным оценкам. Тем не менее, исследуя динамику изменения функции "мгновенного" заполнения при варьировании условий эксперимента, можно сделать определенные выводы о соотношении концентраций ловушек с различными энергиями активации.

Еще одним фактором, который может влиять на интерпретацию данных ФТСТ, является эффект сильного внутреннего электрического поля (см. § 5.5). В этом случае дискретному уровню ловушек по данным ФТСТ соответствует не фиксированное значение энергии активации, а монотонное нарастание последней по мере нагревания образца. Другими словами, эффект сильного внутреннего электрического поля приводит к фиктивному уширению пиков плотности состояний, рассчитываемых по данным ФТСТ. Таким образом, широкие пики плотности состояний, определяемые при помощи метода ФТСТ, могут иметь двоякое толкование — это либо изменение эффективной энергии активации дискретных ловушек за счет действия сильного внутреннего электрического поля, разрушающегося при нагревании, либо наличие в образце в исходном состоянии квазинепрерывного энергетического распределения центров захвата. Для разграничения двух указанных гипотез при интерпретации данных ФТСТ можно воспользоваться предложенной в [83] методикой варьирования температуры поляризации. На рис. 8.7 показаны результаты расчета температурной зависимости эффективной энергии активации для двух различных температур поляризации как для объекта, в котором имеется квазинепрерывное энергетическое распределение ловушек (рис. 8.7,а), так и для объекта, внутри которого разыгрываются эффекты сильного электрического поля (рис. 8.7,б). Видно, что варьирование температуры поляризации позволяет разделить два указанных случая: температурные зависимости эффективной энергии активации, соответствующие двум различным температурам поляризации, сходятся в области низких температур, если в образце имеется

Рис. 8.7. Температурные зависимости эффективной энергии активации: *a* – в случае квазинепрерывного энергетического распределения центров захвата ($W_0 = 0,4$ эВ; $\Delta W = 0,1$ эВ; $\omega = 10^{11}$ Гц; $\beta' = 0,2$ К/с); *б* – в случае эффекта сильного внутреннего поля ($W_T = 0,7$ эВ; $\omega = 10^9$ Гц; $\beta' = 0,2$ К). Кривые 2 соответствуют большим значениям температуры поляризации, чем кривые 1



квазинепрерывное энергетическое распределение ловушек, и, напротив, в области высоких температур, если в образце имеет место эффект сильного поля. Примеры использования описанной выше методики варьирования температуры поляризации образца для разделения действия эффекта сильного поля и квазинепрерывного энергетического распределения ловушек приведены в гл. 10.

Как отмечалось в гл. 4, интерпретация термостимулированных токов может производиться как в рамках модели "рассасывания" объемного заряда, так и в рамках модели нейтрализации объемного заряда за счет равновесной проводимости. Метод ФТСТ позволяет экспериментально проверить необходимое условие доминирования механизма нейтрализации объемного заряда. Таким условием является совпадение температурной зависимости эффективной энергии активации, определяемой по данным ФТСТ, с температурной зависимостью энергии активации равновесной проводимости [88]. При помощи метода ФТСТ, как отмечалось в [83], можно обнаружить смену механизмов электрической релаксации (рассасывания на нейтрализацию или наоборот).

В заключение параграфа отметим, что ценой более высокой трудоемкости и технически более сложной оснащенности эксперимента метод ФТСТ по сравнению с методами термостимулированного тока в режиме монотонного нагревания позволяет получать более обширную и однозначную информацию об исследуемом объекте. Вместе с тем необходимо учитывать один принципиальный недостаток метода ФТСТ – его применение к объектам с повышенной тепловой инерцией ограничено из-за интегрирования образцом закона изменения температуры, задаваемого образцедержателем, а также из-за появления значительных фоновых токов термоэдс. В связи с этим при исследовании электрофизических процессов в таких объектах целесообразно применять метод термостимулированных токов фракционно возбужденного (поляризованного) образца (см. следующий параграф), который свободен от указанных недостатков метода ФТСТ, а по информативности к нему приближается.

§ 8.2. МЕТОД ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫХ ТОКОВ ФРАКЦИОННО ВОЗБУЖДЕННОГО ОБРАЗЦА

Изменение исходной функции энергетического распределения электрически активных дефектов, вовлекаемых в процесс термостимулированной релаксации, может быть достигнуто, согласно [475, 476], варьированием времени предварительного возбуждения (поляризации) образца при прочих равных условиях. Так, например, если пик термостимулированного тока обусловлен энергетическим распределением диполей, то его форма и температурное положение должны изменяться при варьировании времени поляризации (так как быстро и медленно реагирующие диполи, т.е. имеющие малую или большую энергию активации, по-разному включаются в процесс поляризации). Строго говоря, этот вывод следует из формулы (5.44), анализ которой показывает, что увеличение времени поляризации должно приводить к смещению пика термостимулированного тока в область более высоких температур. Если же за пик термостимулированного тока отвечают диполи одного сорта, то форма и положение этого пика не должны зависеть от времени поляризации при прочих равных условиях. Описанная методика разделения дискретного и квазинепрерывного энергетического спектров диполей является качественной, а ее применение к объекту с объемно-зарядовой поляризацией является проблематичным. Последнее объясняется тем, что в диэлектрике с одним сортом подвижных носителей заряда увеличение степени заполнения центров захвата (которое происходит при увеличении времени поляризации) может приводить к смещению пика термостимулированного тока в область меньших температур (см. гл. 2). Поэтому в диэлектрике с набором (по энергии активации) центров захвата для носителей заряда увеличение времени поляризации может в принципе приводить как к увеличению, так и к уменьшению температуры максимума термостимулированного тока.

Выявить наличие распределения времени релаксации в диэлектрике можно, изменяя по специально выбранной программе напряжение поляризации как при постоянной температуре [415], так и при монотонном охлаждении [474]. В последнем случае образец поляризуется короткими импульсами напряжения, в результате чего в процесс поляризации вовлекаются только отдельные группы диполей с вполне определенными временами релаксации. Благодаря указанной процедуре в диэлектрике с распределением времени релаксации пик термостимулированного тока расщепляется на множество частично перекрывающихся пиков. Описанная методика установления факта наличия распределения диполей в диэлектрике по временам релаксации, так же как и предыдущая, может использоваться только для качественных исследований.

В работе [342] была высказана идея использования семейства кривых термостимулированного тока (при линейном нагревании), полученного путем варьирования температуры поляризации для нахождения функции энергетического распределения электрически активных дефектов в диэлектрике. Каждое последовательное увеличение температуры поляризации при прочих равных условиях должно приводить к дополнительному вовлечению в процесс поляризации диэлектрика очередной порции электрически активных дефектов с большей энергией активации.

Возникает вопрос о том, как же обрабатывать такое семейство кривых термостимулированного тока, чтобы получить в конечном случае функцию распределения дефектов по энергии активации?

Предложенный в [342] прием обработки данных основан на неявном предположении, что краткосрочная ($\tau_b \sim 10^1$ с) поляризация образца включает в релаксационный процесс лишь электрически активные дефекты с примерно одинаковой энергией активации. Такое предположение вряд ли является верным, поскольку, по всей видимости, в процессе поляризации будут вовлекаться также все электрически активные дефекты, имеющие меньшие значения энергии активации. Увеличение температуры поляризации ведет к последовательному включению все новых и новых электрически активных дефектов в поляризацию образца. Если взаимодействием электрически активных дефектов можно пренебречь, то указанная последовательность поляризованных состояний может рассматриваться как различные стадии аддитивной поляризации. Рассмотрим подробнее эту разновидность метода фракционной поляризации объекта, описанную в [91, 324].

8.2.1. Термостимулированная деполяризация аддитивно поляризованного (ТСД АП) диэлектрика. Пусть исследуемый диэлектрик содержит электрически активные дефекты, характеризующиеся квазинепрерывным энергетическим распределением $g(W)$. При температуре поляризации T_b в процесс поляризации вовлекаются все дефекты, у которых энергия активации меньше или равна некоторой граничной энергии: $W^* = W^*(T_b)$. Тогда зависимость величины заряда, определяемого по площади под кривой термостимулированного тока, от T_b может быть определена соотношением

$$Q(T_b) = \int_0^{W^*(T_b)} g(W) dW. \quad (8.8)$$

Граничная энергия, соответствующая каждой температуре поляризации, может быть определена по температурному положению элементарного пика термостимулированного тока T_m^* , который получается путем вычитания из тока для данной T_b тока, соответствующего предыдущей температуре поляризации. Если взаимодействие между электрически активными дефектами пренебрежимо мало и разница между двумя последовательными значениями температуры поляризации много меньше самой температуры поляризации (т.е. дополнительно вовлекаемые в поляризацию электрически активные дефекты при очередном увеличении T_b практически все имеют энергию активации в малой окрестности $W^*(T_b)$), то справедливо соотношение

$$W^*(T_b) = AkT_m^*(T_b), \quad (8.9)$$

где $T_m^*(T_b)$ — температура максимума элементарного пика термостимулированного тока, соответствующего T_b ; A — множитель, слабо зависящий от частотного фактора электрически активных дефектов.

Величина множителя A в (8.9) экспериментально может быть найдена из соотношения между энергией активации и температурой максимума пика термостимулированного тока, соответствующего наимень-

шей T_b . Значение энергии активации для этого пика определяется по способу начального подъема с учетом замечаний, высказанных в § 5.1.

Полагая, что частотные факторы исследуемых электрически активных дефектов различаются не очень сильно, из формул (8.8) и (8.9) получаем

$$\frac{dQ}{dT_b}(T_b) \sim g[W(T_b)] Ak \frac{dT_m^*}{dT_b}(T_b). \quad (8.10)$$

Преобразуя шкалу температур поляризации с помощью (8.9) в шкалу энергий активации, имеем из (8.10)

$$g(W) \sim \frac{dQ}{dT_b}(W) / \frac{dT_m^*}{dT_b}(W). \quad (8.11)$$

Формула (8.11) позволяет по экспериментальным данным находить функцию энергетического распределения дефектов. Описанное правило обработки семейства кривых термостимулированного тока для диэлектрика, поляризованного при различных T_b , поясняется схемой операций и внутренних связей, изображенной на рис. 8.8.

На рис. 8.9 приведено семейство кривых термостимулированного тока (тока ТСД) в слоях монооксида кремния для различных температур поляризации [75]. На рис. 8.10 изображены соответствующие элементарные пики тока ТСД, полученные графическим путем из экспериментальных кривых, приведенных на рис. 8.9. Результаты обработки экспериментальных данных по методике ТСД АП согласуются с аналогичными результатами, полученными при помощи метода фракционного нагревания (рис. 8.11).

Анализ сделанных допущений и существа описанной экспериментальной методики позволяет сделать вывод, что по информативности эта методика приближается к методу ФТСТ. Количество экспериментальных точек на кривой $g(W)$, полученной при помощи метода ТСТ АП, будет совпадать с количеством экспериментальных точек, полученных по данным ФТСТ, если разница между двумя последовательными значениями T_b будет равна шагу фракции. Следует, однако, отметить, что время, затрачиваемое на экспериментальное исследование $g(W)$ по методу ТСД АП, будет в этом случае примерно в $(T_k - T_0)/\Delta T$ раз больше, чем при использовании для этой цели метода ФТСТ (здесь $T_k - T_0$ — весь интервал исследуемых температур, ΔT — глубина осцилляции температуры в методе ФТСТ). Техническая реализация метода ТСД АП значительно проще, чем метода ФТСТ — отпадает потребность в малоинерционном криостате, малых толщинах исследуемого диэлектрика, а также в специальном терморегуляторе для обеспечения пилообразного режима нагревания.

Принципиальным недостатком метода ТСД АП является то, что он применим только для объектов исследования, в которых можно пренебречь взаимодействием изучаемых электрически активных дефектов. В известной степени свободен от указанного ограничения области применения метод термостимулированной деполяризации селективно поляризованного диэлектрика.

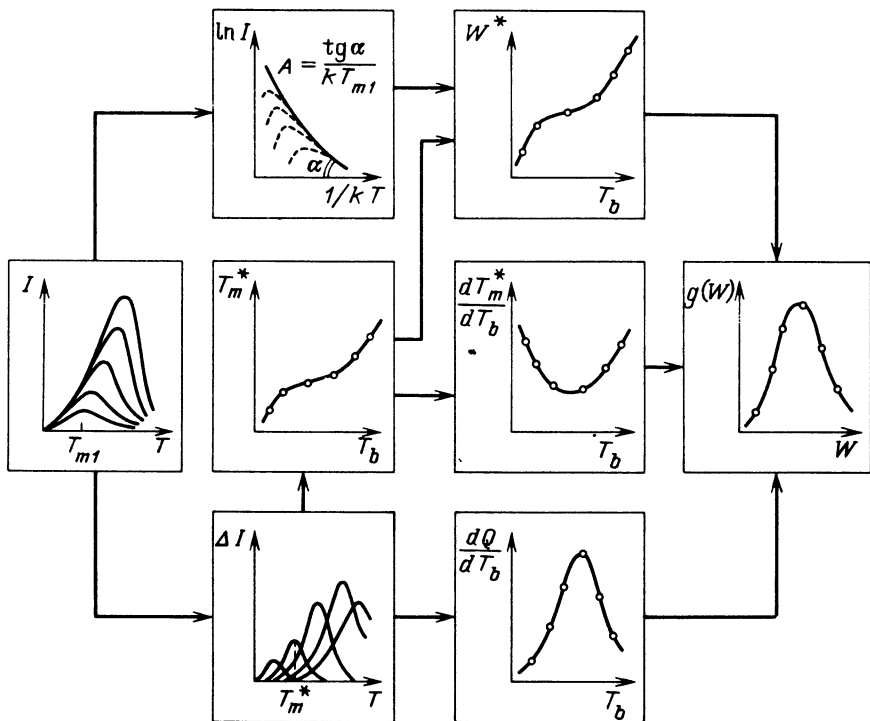


Рис. 8.8. Схема основных этапов обработки данных семейства кривых ТСД, полученных при варьировании температуры поляризации (стрелки поясняют внутренние связи между отдельными операциями обработки данных)

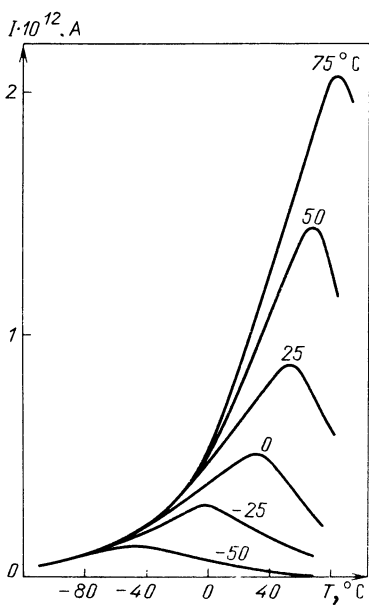


Рис. 8.9. Семейство кривых тока ТСД для аморфных пленок монооксида кремния. Числа у кривых – значения T_b ($^\circ C$)

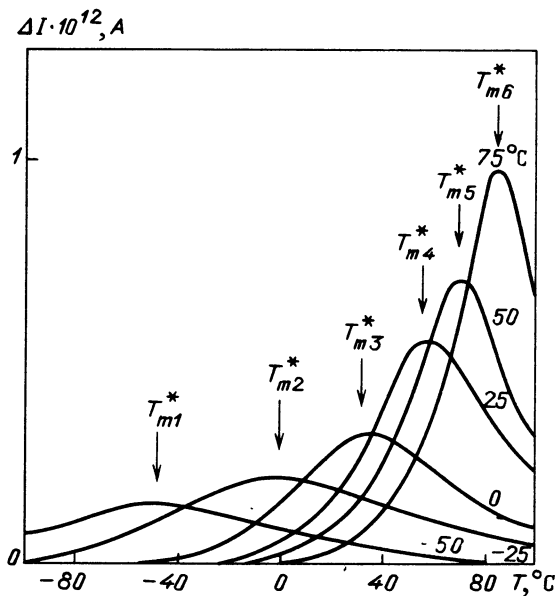


Рис.8.10. Семейство элементарных пиков тока ТСД в пленках монооксида кремния, полученных графическим вычитанием из семейства кривых тока ТСД для разных температур поляризации и тех же, что и на рис. 8,9, значениях T_b

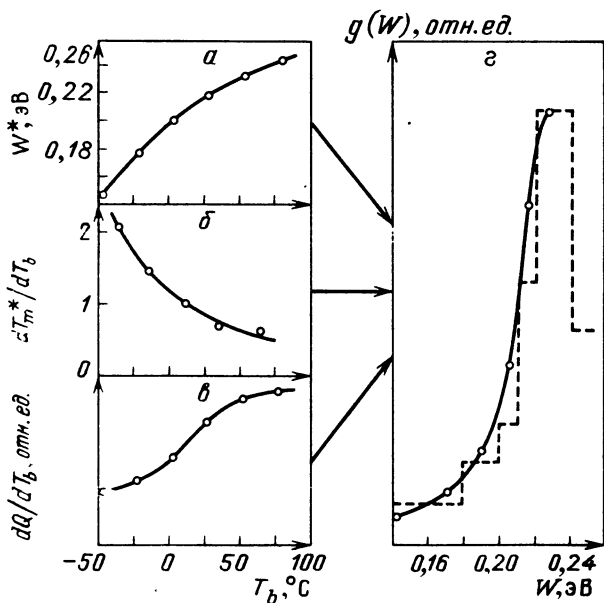


Рис. 8.11. Результаты обработки семейства кривых ТСД, полученных при различных T_b в пленках монооксида кремния: а, б, в – промежуточные этапы обработки данных, г – окончательный результат. Штриховыми линиями изображены данные ФТСТ

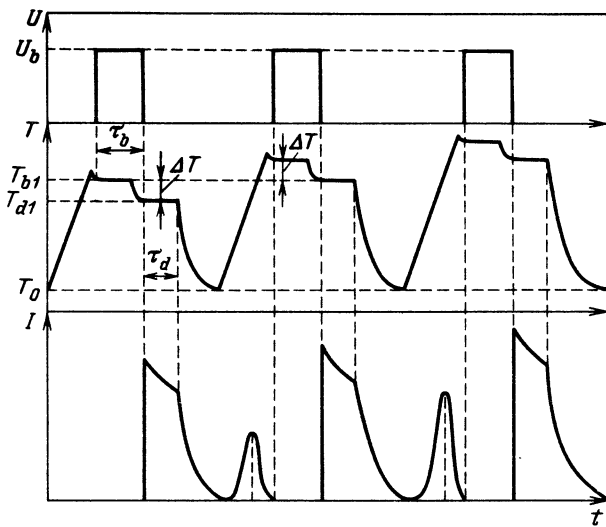


Рис. 8.12. Эпюры напряжения, температуры и тока метода ТСД СП. U_b , T_b и τ_b – напряжение, температура и время поляризации; T_d и τ_d – температура и время предварительной деполяризации; ΔT – шаг изменения температур поляризации и деполяризации

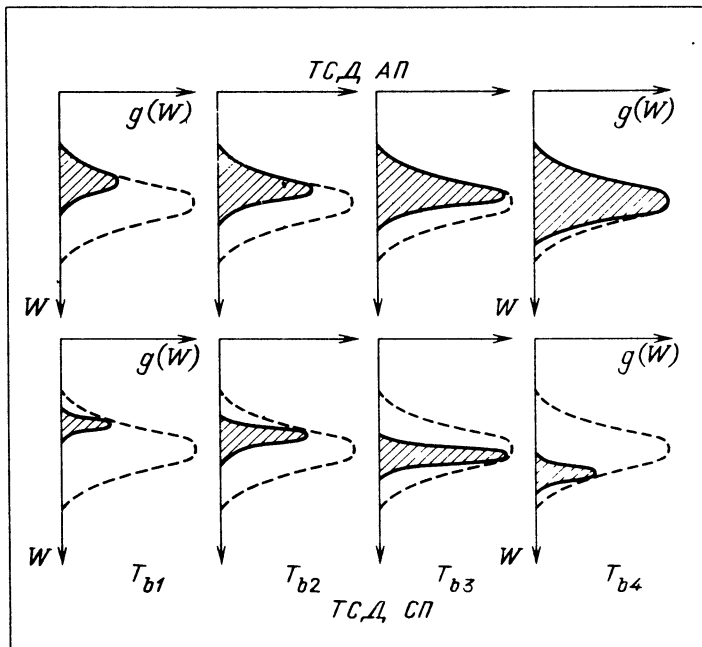


Рис. 8.13. Энергетический спектр электрически активных дефектов, вовлекаемых в ТСД АП и ТСД СП при различных температурах поляризации. Штриховыми линиями обозначено энергетическое распределение всех дефектов; заштриховано – энергетическое распределение дефектов, вовлекаемых в релаксационный процесс; $T_{b1} < T_{b2} < T_{b3} < T_{b4}$

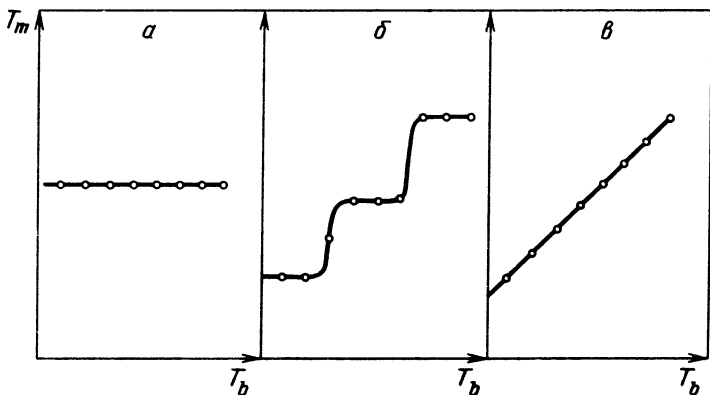


Рис. 8.14. Зависимость температуры максимумов тока ТСД СП от температуры поляризации: *a* – дискретный энергетический уровень дефектов; *б* – набор дискретных энергетических уровней; *в* – квазинепрерывное энергетическое распределение

8.2.2. Термостимулированная деполяризация селективно поляризованного диэлектрика (ТСД СП). Метод термостимулированной деполяризации селективно поляризованного диэлектрика был предложен Лакабанне и Шатэнном [288, 369, 370]. Селективная поляризация достигается путем предварительной поляризации образца (в течение времени τ_b) при некоторой температуре T_{b1} , последующего его охлаждения с приложенным полем до температуры T_{d1} (обычно T_d отличается от T_b всего на несколько градусов) и затем деполяризации при T_{d1} в течение некоторого времени τ_d . При деполяризации внешнее электрическое поле отключается, а образец закорачивается. В дальнейшем образец охлаждается до начальной температуры T_0 , после чего проводится его линейное нагревание с регистрацией термостимулированного тока деполяризации. Для получения информации об энергетическом спектре электрически активных дефектов следует многократно повторить описанные операции, каждый раз увеличивая с определенным шагом температуры T_b и T_d . Рис. 8.12 иллюстрирует процедуру метода ТСД СП.

Благодаря включению дополнительной (по сравнению с методом ТСД АП) операции частичной деполяризации образца (перед последующим линейным нагреванием) удастся существенно сузить интервал энергий активации дефектов, которые участвуют в формировании термостимулированного тока при линейном нагревании (рис. 8.13). В связи с этим регистрируемые пики тока ТСД могут удовлетворительно описываться моделью дискретного энергетического уровня дефектов, и к ним могут быть применены известные способы обработки данных (см. § 6.2). Определив энергию активации, частотный фактор и величину выделившегося заряда (по площади под кривой тока) для каждого пика термостимулированного тока, можно оценить вид функции распределения дефектов по энергии активации (частотному фактору), т.е. зависимость $Q(W)$ или $Q(\omega)$ или по крайней мере диапазон энергий (частотных факторов), в пределах которого эти дефекты распределены.

Процедура селективного возбуждения образца перед последующим линейным нагреванием и ее многократное повторение (каждый раз при более высокой температуре возбуждения) позволяют, согласно [383, 384], легко разделять следующие случаи: один дискретный уровень дефектов, набор дискретных уровней дефектов и квазинепрерывное энергетическое распределение дефектов. Для этого достаточно построить зависимость температуры максимумов пиков от температуры возбуждения (рис. 8.14). Таким образом можно выявить количество различных релаксационных процессов и затем путем численного моделирования (подгоняя расчетные кривые под экспериментальные) найти параметры электрически активных дефектов [383]. Если в объекте имеется достаточно широкое распределение по энергии активации (частотному фактору), то, как показали результаты численного моделирования [492], экспериментально определенные по данным ТСД СП зависимости $Q(W)$ или $Q(\omega)$ правильно отражают соответствующую функцию распределения дефектов ($g(W)$ или $g(\omega)$).

Построение на основе данных ТСД СП карты релаксационных процессов, т.е. семейства температурных зависимостей времени релаксации (определяемого по площади под кривой термостимулированного тока; см. § 6.2), позволяет наглядно выявить выполнение "компенсационного закона" и определить его характерные параметры [261, 345, 370, 427].

В заключение параграфа отметим, что различные модификации метода термостимулированных токов фракционно возбужденного образца являются весьма мощным и популярным инструментом исследования неупорядоченных материалов и, в первую очередь, полимеров [285, 308, 309, 311, 312, 321, 344, 356, 363, 491].

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННОЙ РЕЛАКСАЦИИ ЗАРЯДА
В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ НЕОРГАНИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ**

В двух последующих главах представлены результаты исследования термостимулированных электронных и ионных процессов в ряде неорганических высокоомных материалов. Назначение приведенных экспериментальных данных заключается прежде всего в иллюстрации возможностей термоактивационной токовой спектроскопии на примере соединений, которые в силу особенностей строения обладают сложными спектрами локализованных энергетических состояний. Вместе с этим детальная информация об энергетической структуре центров захвата в большом числе перспективных кристаллических и аморфных материалов может представить самостоятельный интерес.

Г Л А В А 9

**ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫЕ ТОКИ
В СВИНЕЦОСодержащих соединениях
С ПОЗИЦИОННОЙ НЕУПОРЯДОЧЕННОСТЬЮ РЕШЕТКИ**

В последнее время внимание исследователей привлекает специфическая группа кристаллических соединений, в которых разупорядочены одна или две атомные подрешетки. Это свойство, названное позиционной неупорядоченностью, обусловлено особенностями заполнения атомами вакантных состояний в узлах решетки. Один тип позиционной неупорядоченности возникает при условии, что число вакантных состояний превышает число атомов. Например, в иодиде серебра два иона серебра в каждой элементарной ячейке могут размещаться в 42 разных позициях [454]. Позиционный беспорядок другого типа реализуется в виде структур, где разупорядочены две подрешетки, а другие остаются жесткими. Например, в $ZnSnAs_2$ со структурой цинковой обманки разупорядочены атомы Zn и Sn [408].

Типичными представителями соединений с позиционной неупорядоченностью являются многочисленные оксиды и висмутаты свинца. Эти

соединения широко используются для создания на их основе фотоэлектронных полупроводниковых приемников излучения, а также в качестве носителей передающих телевизионных трубок типа "плюмбикон" [143, 144, 300].

Исследование оптических, фотоэлектрических и электрофизических свойств высокоомных свинецсодержащих соединений [26–29, 143] свидетельствует о важной роли в этих явлениях процессов захвата носителей заряда на энергетические уровни в запрещенной зоне. Детальное изучение спектра ловушек методом термоактивационной спектроскопии способствует выяснению механизма большого числа электронных явлений в указанных материалах.

§ 9.1. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЛОВУШЕК В РЬО

Термоактивационные методы исследования локальных состояний позволяют с очень высокой чувствительностью исследовать спектр ловушек и их заполнение. При этом обнаруживается, что практически каждый образец свинецсодержащего соединения обладает своим квазииндивидуальным спектром термостимулированных токов, который зависит от предварительной технологической обработки и условий эксперимента. Вместе с тем каждое соединение, например PbO , имеет общие для всех образцов черты кривых ТСТП и ТСТ КЗ, в пределах которых и происходит варьирование экспериментальных характеристик термостимулированного тока от образца к образцу [10, 30, 31].

Сказанное может проиллюстрировать рис. 9.1, где представлены спектры ТСТП трех образцов, два из которых (кривые 2 и 3) принадлежат одной партии, полученной гидротермальным методом, а третий (кривая 1) выращен из расплава. Кривые сняты при одинаковых экспериментальных условиях. С учетом логарифмического масштаба по оси ординат видно, что по концентрации заполненных ловушек все три образца достаточно сильно различаются. Вместе с тем следует отметить хорошо воспроизводимую общность экспериментальных кривых. Свидетельством этого является также приведенная на рис. 9.1 штриховая кривая I' , которая отражает результат повторного измерения ТСТП на том же образце, что и кривая 1.

Из рис. 9.1 видно, что монокристаллы PbO характеризуются широким спектром термостимулированных токов со слабо выраженными максимумами. Такая форма ТСТП может быть обусловлена рядом причин: макроскопической неоднородностью полупроводника в связи с сосуществованием низкоомных и высокоомных областей [179]; наложением нескольких максимумов от близко расположенных дискретных уровней и их существенным перекрытием из-за сравнительно малой разрешающей способности метода ТСТП; квазинепрерывностью энергетического спектра ловушек. Выяснение природы широких максимумов ТСТП в монокристаллах PbO проводилось путем их термической расчистки, а также путем сопоставления со спектром ТСТ КЗ в этом материале.

На рис. 9.2 представлены результаты измерения ТСТП в режиме последовательной термической расчистки максимумов термостимули-

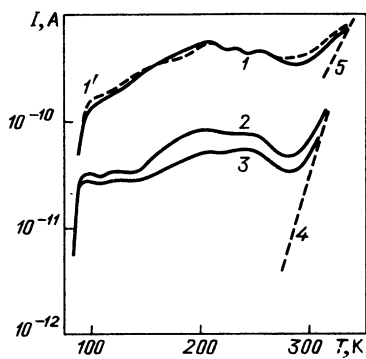


Рис. 9.1

Рис. 9.1. Термостимулированная проводимость в монокристаллах PbO, выращенных из расплава (кривые 1 и 1') и гидротермальным способом (кривые 2 и 3) (кривые 4 и 5 – температурные зависимости темнового тока)

Рис. 9.2. Термическая расчистка кривой ТСТП в монокристалле PbO. Цифры у кривых обозначают энергию активации (в эВ), соответствующую данным участкам кривых

Рис. 9.3. ТСТП (кривые 1 и 2; кривая 2 получена при меньшей степени заполнения) и ТСТ КЗ (кривая 3) в монокристалле PbO

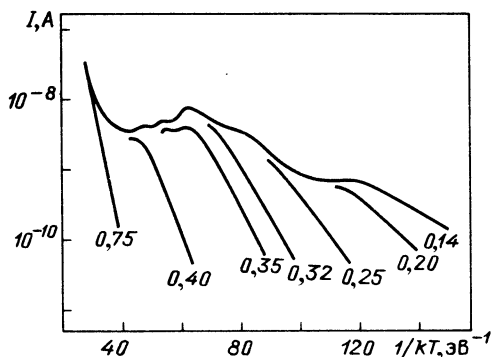


Рис. 9.2

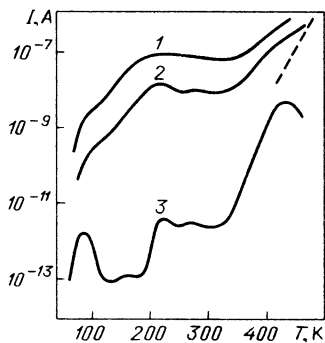


Рис. 9.3

рованного тока. Видно, что соседние кривые в пределах одного широкого максимума ТСТП различаются наклоном, что может свидетельствовать в пользу квазинепрерывного энергетического спектра ловушек, ответственных за этот максимум, хотя и не исключает версию о наборе квазидискретных энергетических уровней.

Эволюция спектра ТСТП при снижении степени заполнения ловушек в PbO представлена на рис. 9.3, из которого видно, что широкий максимум в области $150 \div 250$ К расщепляется на три более узких, однако по-прежнему сильно перекрывающихся максимума. Кривые ТСТ КЗ, полученные на тех же образцах PbO (см. рис. 9.3), указывают на существование тонкой структуры в энергетическом спектре ловушек, а также позволяют более уверенно (по сравнению с ТСТП) установить факт существования глубоких ловушек (с энергией активации $0,50 \div 0,70$ эВ), ответственных за высокотемпературный пик термостимулированного тока. Особенности поведения максимумов ТСТ КЗ при их термической расчистке, а также данные, полученные при фракционном нагревании образцов PbO, позволяют заключить, что в указанном материале имеются: квазидискретный энергетический уровень ловушек с $W_t = 0,16 \pm \pm 0,01$ эВ ($T_m \approx 90$ К); квазинепрерывное энергетическое распределение в диапазоне энергий $0,20 \div 0,25$ эВ; группа квазидискретных уровней с энергиями $0,28 \pm 0,01$, $0,35 \pm 0,01$, $0,40 \pm 0,02$ эВ (отвечающих за широкий максимум тока в районе $150 \div 250$ К); квазинепрерывное энер-

Таблица 9.1

W_t , эВ	Условия предварительного возбуждения образца				
	$\lambda_1 = 600$ нм, $t = 60$ с	$\lambda_2 = 430$ нм, $t = 60$ с	Белый свет, 10^3 лк		
			$t = 0,5$ с	$t = 60$ с	$t = 1800$ с
0,16	0,002	0,001	0,01	0,08	0,1
0,35	0,02	0,01	0,02	0,09	0,1
0,5–0,7	0,03	0,03	0,05	0,10	0,2

гетическое распределение ловушек в интервале энергий $0,50 \div 0,70$ эВ (высокотемпературный пик ТСТ КЗ). Проведенное в [39] исследование кинетики релаксационных процессов в PbO показало, что ТСТП, обусловленные ловушками с энергиями $0,16 \pm 0,01$ и $0,20 \div 0,25$ эВ, осуществляются при мономолекулярной кинетике рекомбинации; ТСТП, связанные с квазидискретными уровнями $0,28 \pm 0,01$, $0,35 \pm 0,01$, $0,40 \pm 0,02$ эВ, — при смешанной кинетике рекомбинации; а ТСТП (ТСТ КЗ), соответствующие энергии активации $0,50 \div 0,70$ эВ, — при бимолекулярной кинетике (кинетике релаксации второго порядка).

Учитывая характер кинетики релаксационных процессов, можно по кривым ТСТП (ТСТ КЗ), используя формулы, приведенные в табл. 6.1, а также значения подвижности носителей заряда, определенные независимым образом, оценить степень заполнения ловушек при различных условиях возбуждения образцов. Результаты такой оценки для трех характерных энергетических уровней (полос) в PbO приведены в табл. 9.1. Из таблицы следует, что в PbO осуществляется слабое заполнение ловушек независимо от условий возбуждения образца. В то же время степень заполнения уровней прилипания возрастает с увеличением энергии активации, что согласуется с представлениями статистики электронов.

В заключение параграфа отметим, что в монокристаллах PbO ловушки в основном имеют квазидискретный энергетический спектр. Однако некоторые области этого спектра имеют квазинепрерывную энергетическую структуру. Существование таких квазинепрерывных полос является нетипичным для монокристаллических полупроводников и может быть связано с влиянием позиционной неупорядоченности решетки PbO.

§ 9.2. ВЛИЯНИЕ РАЗУПОРЯДОЧЕННОСТИ КИСЛОРОДНОЙ ПОДРЕШЕТКИ НА СПЕКТР ЛОКАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ В PbO

В литературе о кристаллохимических и электрофизических свойствах окисно-свинцовых полупроводников существует определенное противоречие. С одной стороны, высказана гипотеза о преобладании роли ближнего порядка и подрешетки свинца в структуре и свойствах его оксидов [144]. Эта гипотеза поддерживается согласованностью спектров поглощения кристаллов PbO с электронными переходами при возбуждении молекул

PbO и незначительным изменением свинцовой подрешетки при полиморфных энантиотропных переходах типа $PbO_T \leftrightarrow PbO_O$ (тетрагональная и орторомбическая модификации монокристалла) и $PbO \leftrightarrow Pb_3O_4$. С другой стороны, несмотря на близость подрешетки свинца, оксиды свинца существенно различаются по своим оптическим и фотоэлектрическим свойствам, а эксперименты свидетельствуют о том, что в формировании полупроводниковых свойств PbO важную роль играет кислород [26, 143]. В работах, посвященных этим вопросам, влияние кислорода на свойства PbO связывается обычно с образованием в запрещенной зоне этого соединения определенных активных центров. Однако представляется, что такой вывод не может быть однозначным, поскольку большинство экспериментов проводилось на поликристаллических слоях, керамиках и порошках, в которых наличие межкристаллических барьеров, разупорядоченных переходных областей вблизи поверхности кристаллитов и т.п. вуалирует специфическую роль кислорода, которую можно ожидать, исходя из позиционной неупорядоченности его подрешетки.

Для исследования влияния кислорода на спектр ловушек и фотоэлектрические свойства монокристаллов PbO орторомбической и тетрагональной модификации, а также для установления соответствующей корреляции (между спектром ловушек и фотоэлектрическими свойствами) использовались методы термоактивационной токовой спектроскопии в сочетании с методом фотопроводимости. Для стабилизации монокристаллов PbO и предотвращения фазового перехода в процессе эксперимента исследуемые образцы легировались висмутом (до 10^{-3} ат.%), что, однако, не приводило к сколь-либо существенному различию электрических свойств легированных кристаллов по сравнению с нелегированными. В связи с тем что оксид свинца допускает значительное отклонение стехиометрии по кислороду (до 0,2 ат.%) [144]), изменение состояния кислородной подрешетки осуществлялось путем специального отжига образцов в атмосфере кислорода.

На рис. 9.4 представлено спектральное распределение фотопроводимости (СРФ) монокристаллов PbO_O (кривые 1 и 1') и PbO_T (кривые 2 и 2'). Кривые 1' и 2' получены для образцов, отожженных в кислороде при атмосферном давлении и температуре 800 К (для PbO_O) и 600 К (для PbO_T). Дифференциальный гравиметрический анализ показал значительное (до 0,15 ат.%) поглощение соединением PbO кислорода в результате отжига. Из рис. 9.4 видно, что отжиг в кислороде по-разному влияет на СРФ кристаллов PbO_O и PbO_T . Так, в PbO_T наблюдается сдвиг края СРФ в длинноволновую область. При этом фотоэлектрическая ширина запрещенной зоны, определенная методом Мосса, уменьшается с 1,92 до 1,88 эВ. Подобное поведение характерно и для поликристаллических образцов.

В PbO_O СРФ изменяется в результате отжига иначе. Во-первых, появляется полоса примесной фотопроводимости в области $600 \div 650$ нм. Во-вторых, несколько повышается чувствительность в коротковолновой части спектра. Однако край основной полосы fotocувствительности при отжиге в кислороде практически не меняется. Полоса примесной фотопроводимости не связана непосредственно с воздействием кислорода, а обусловлена частичным полиморфным переходом $PbO_O \leftrightarrow PbO_T$. Микроскопические наблюдения показали, что в стабилизированных висмутом моно-

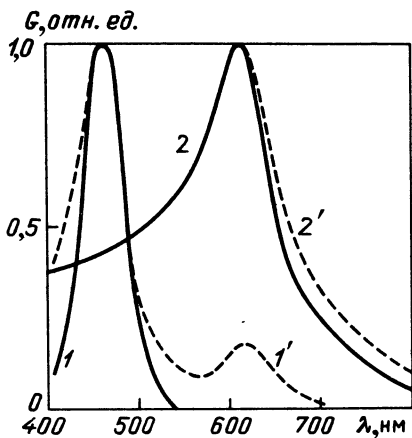


Рис. 9.4

Рис. 9.4. Спектральное распределение фотопроводимости монокристаллов PbO_0 (кривые 1, 1') и PbO_T (2, 2') до отжига (кривые (1, 2)) и после отжига (1', 2')

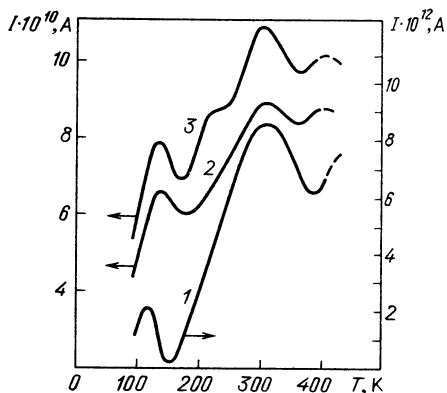


Рис. 9.5

Рис. 9.5. Влияние отжига в кислороде на ТСП в монокристаллах PbO_0 : 1 – без отжига; 2 и 3 – отжиг при 800 К

Рис. 9.6. Кривые ТСП в монокристалле PbO_T : 1 – без отжига; 2 – после отжига в кислороде при 600 К

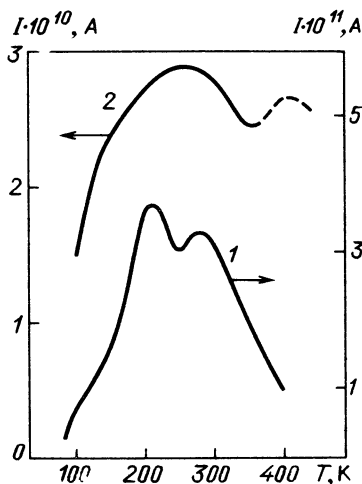


Рис. 9.6.

кристаллах PbO_0 тетрагональная фаза появляется в виде отдельных точечных поверхностных вкраплений. Если же монокристалл PbO_0 не стабилизирован висмутом, то нагрев приводит к полной перестройке поверхности PbO_0 в PbO_T .

Столь же по-разному влияет отжиг в кислороде на спектр локальных состояний, который определяется методом ТСП. Так, для монокристаллов PbO_0 до отжига характерен интенсивный максимум ТСП при 310 К и плохо разрешаемый из-за роста темновой проводимости более высокотемпературный максимум в районе 400 К (кривая 1 на рис. 9.5). Кроме того, наблюдается максимум ТСП примерно при 110 К, который на 2–3 порядка меньше высокотемпературных. Однако после отжига в кислороде

этот максимум резко возрастает и становится соизмеримым с высокотемпературными, величина которых, напротив, при этом изменяется незначительно (кривая 2 на рис. 9.5). Если предварительное возбуждение образца производить белым светом или светом из области дополнительного максимума фоточувствительности PbO_o , то после отжига на кривой ТСТП появляется дополнительный максимум тока в районе 220 К (кривая 3 на рис. 9.5), который с учетом данных по фотопроводимости и микроскопических наблюдений можно связать с процессом захвата носителей заряда в образующихся при отжиге зернах тетрагонального оксида свинца.

На кривых ТСТП в PbO_T до отжига выделяются два максимума тока — в районе 210 и 260 К (рис. 9.6, кривая 1). Однако после отжига в кислороде спектр ТСТП в этом материале существенно изменяется — появляется один широкий максимум тока значительно большей величины. Аналогичный эффект наблюдается и на поликристаллических образцах PbO_T . Термическая расщипка этого максимума свидетельствует о том, что он обусловлен квазинепрерывным энергетическим распределением ловушек. Исследование оптического поглощения в PbO_T показало, что отжиг этого соединения в кислороде ведет к расширению экспоненциального участка в области длинноволнового края поглощения.

Приведенные экспериментальные результаты можно объяснить следующим образом. Как известно [268, 269], валентная зона PbO_o полностью определяется гибридизацией $6S$ - и $6P$ -электронных орбиталей свинца. Эта же гибридизация с незначительным участием $2S$ - и $2P$ -орбиталей кислорода определяет и зону проводимости. Иными словами, кислород не играет определяющей роли в образовании оптически и электрически активных зон PbO_o , поэтому в данной модификации PbO позиционная неупорядоченность кислородной подрешетки не оказывает существенного влияния на размытие края зон и соответственно спектра ловушек. В этом случае избыточный кислород действительно может создавать примесные уровни в запрещенной зоне PbO_o . Такими уровнями, вероятно, и обусловлен низкотемпературный (резко возрастающий после отжига в кислороде) максимум ТСТП. Энергия активации этого уровня составляет $\sim 0,16$ эВ, что близко к оценке значения энергии возбуждения кислорода в решетке PbO по водородоподобной модели (кислород, обладая электронным средством $\sim 2,2$ эВ, при диэлектрической проницаемости PbO $\epsilon \approx 15 \div 28$ [144] может образовать акцепторный уровень с энергией активации $0,08 \div 0,15$ эВ). Некоторое увеличение фоточувствительности в коротковолновой части спектра можно объяснить структурной сенсibilизацией и уменьшением при отжиге в кислороде поверхностных рекомбинационных центров, в качестве которых в PbO_o могут выступать кислородные вакансии [144].

В отличие от орторомбической окиси свинца в PbO_T $2S$ - и $2P$ -состояния кислорода в равной степени с орбиталями свинца образуют как валентную зону, так и зону проводимости полупроводника. Поэтому разупорядочение кислородной подрешетки приводит к размытию краев зон, следствием чего и могут являться сдвиг края СРФ, а также появление квазинепрерывного энергетического спектра ловушек. При этом следует подчеркнуть, что максимум ТСТП может быть обусловлен ловушками, не имеющими кислородного происхождения. Поскольку вклад кислородных орбиталей в образо-

вание валентной зоны и зоны проводимости в PbO_T приблизительно одинаков, то размывание краев этих зон должно приводить к автокомпенсации полупроводника и, как следствие, к квазисобственной проводимости, которая и наблюдается в тетрагональных и полиморфных образцах PbO [144].

Таким образом, можно заключить, что кислород в орторомбическом оксиде свинца создает активные акцепторные уровни, а в тетрагональной модификации непосредственно влияет на величину и форму "хвостов" плотности электронных состояний.

§ 9.3. ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫЕ ТОКИ В Pb_3O_4

Определенным аналогом тетрагонального монооксида свинца может служить тетрагональный сурик Pb_3O_4 , который также характеризуется позиционной разупорядоченностью кислородной подрешетки. В связи с этим исследование уровней прилипания в Pb_3O_4 , имея самостоятельный интерес, позволяет проследить такие же закономерности в структуре спектра локальных состояний, которые были отмечены и в PbO (см. § 9.1). Эксперименты проводились как на монокристаллах, так и на пленках (толщиной ~ 60 мкм) фотопроводящего сурика [40, 41].

На рис. 9.7 приведен спектр ТСТП в монокристалле Pb_3O_4 . Температурная зависимость термостимулированного тока имеет сложный вид, однако на ней выделяется ряд достаточно четких максимумов ($T_{m1} \approx 220$ К, $T_{m2} \approx 250$ К, $T_{m3} \approx 285$ К). Варьируя условия эксперимента (скорость нагревания, степень начального заполнения ловушек), можно оценить энергию активации соответствующих ловушек по температурному положению максимумов тока. Максимум ТСТП при температуре ~ 220 К имеет характерную асимметрию низкотемпературной и высокотемпературной полуширин пика, что, согласно § 6.2, свидетельствует о мономолекулярной кинетике рекомбинации и сильном перезахвате. Очевидно, что для всего низкотемпературного участка ТСТП ($T < 220$ К) тоже должна осуществляться мономолекулярная кинетика рекомбинации.

В дополнение к этим общим соображениям проводилась аппроксимация экспериментальной кривой теоретической зависимостью, рассчитанной численно для наиболее вероятных моделей спектра ловушек с использованием полученных на опыте параметров. Расчет производился только на том участке ТСТП, на котором достаточно хорошо выражены максимумы. Численное моделирование экспериментальных кривых ТСТП (штриховые линии на рис. 9.7) показало, что значительная часть спектра ТСТП в монокристаллах Pb_3O_4 связана с опустошением квазидискретных уровней прилипания. Наибольшее согласие экспериментальной и теоретической зависимостей ТСТП в области $T > 220$ К достигается, если предположить следующее: пику $T_{m1} \approx 220$ К соответствуют ловушки с энергией активации $0,47 \pm 0,02$ эВ, опустошающиеся в условиях мономолекулярной кинетики рекомбинации; пику $T_{m2} \approx 250$ К — ловушки с энергией активации $0,52 \pm 0,01$ эВ, опустошающиеся в условиях смешанной кинетики рекомбинации; пику T_{m3} — ловушки с энергией активации $0,61 \pm 0,03$ эВ, опустошающиеся в условиях бимолекулярной кинетики рекомбинации. В области низких энергий активации следует ожидать сравнительно широкое

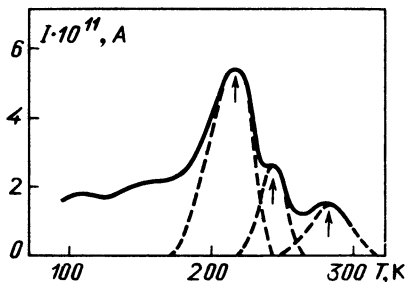


Рис. 9.7. ТСП в монокристалле Pb_3O_4 . Штриховые кривые получены расчетом на ЭВМ моноэнергетических моделей

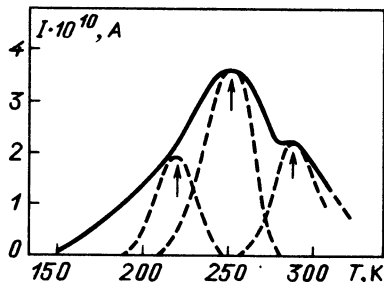


Рис. 9.8. ТСП в пленках Pb_3O_4 . Штриховые кривые получены расчетом на ЭВМ моноэнергетических моделей

квазинепрерывное энергетическое распределение ловушек в Pb_3O_4 . Об этом свидетельствуют как характер температурной зависимости ТСП в соответствующей области температур (отсутствие выраженных максимумов), так и результаты численного моделирования (в рамках представлений о наборе дискретных уровней не удается удовлетворительно описать экспериментальную зависимость).

На рис. 9.8 приведен спектр ТСП в пленках Pb_3O_4 . Несмотря на кажущееся различие спектров ТСП в пленках и монокристаллах, они, как показывают расчеты, в основном обусловлены одними и теми же уровнями. Штриховые кривые на рис. 9.8 получены для набора квазидискретных ловушек с наиболее вероятными энергиями активации 0,47; 0,52 и 0,61 эВ. Низкотемпературный участок ТСП в пленках Pb_3O_4 свидетельствует о существовании в этих пленках достаточно широкого квазинепрерывного энергетического распределения более мелких ловушек (эффективная энергия активации термостимулированного процесса изменяется от 0,23 эВ при температуре 100 К до 0,38 эВ при температуре 175 К).

Существенным отличием термостимулированных процессов в пленках по сравнению с монокристаллами является то, что ловушки с наиболее вероятной энергией активации 0,61 эВ опустошаются в условиях смешанной, а не бимолекулярной кинетики рекомбинации. Из условия реализации смешанной кинетики рекомбинации (см. § 1.1) следует, что в пленках Pb_3O_4 должны существовать более глубокие центры захвата, концентрация которых сравнима с концентрацией ловушек, имеющих наиболее вероятную энергию активации 0,61 эВ. Соответствующий пик ТСП в пленках Pb_3O_4 не удается выделить из-за высокотемпературного нарастания темного тока, которое резко уменьшает чувствительность метода ТСП. Указанные более глубокие центры захвата в монокристаллическом Pb_3O_4 , по всей видимости, отсутствуют (во всяком случае их концентрация должна быть значительно ниже концентрации ловушек с наиболее вероятной энергией активации 0,61 эВ), поскольку в этих образцах уровни с энергией в районе 0,61 эВ опустошаются в условиях бимолекулярной кинетики рекомбинации. Возможно, что существование указанных глубоких лову-

шек в пленках Pb_3O_4 связано с межкристаллитными барьерами, которые отсутствуют в монокристаллическом Pb_3O_4 .

Сравнение спектров ТСТП в Pb_3O_4 и в PbO свидетельствует о наличии некоторых общих закономерностей. Как в монокристаллах Pb_3O_4 , так и в PbO хотя и преобладают квазидискретные энергетические уровни ловушек, тем не менее существуют полосы квазинепрерывного энергетического распределения ловушек. Появление этих полос можно связать с позиционной разупорядоченностью кислородной подрешетки. В поликристаллических образцах (пленках) Pb_3O_4 , а также PbO присутствуют локальные центры, характерные для монокристаллов указанных материалов, а также наблюдаются дополнительные (по сравнению с монокристаллами) уровни, которые связываются с существованием межкристаллических областей или разупорядочением структуры в этих объектах. Этот результат согласуется с данными экспериментального исследования ловушек в керамиках Pb_3O_4 , полученными в [24].

§ 9.4. ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫЕ ТОКИ В $Pb_2Bi_6O_{11}$

Для поликристаллических образцов висмутата свинца $Pb_2Bi_6O_{11}$ кривые ТСТП и ТСТ КЗ существенно различаются по своей форме (рис. 9.9). Так, на кривой ТСТ КЗ отчетливо наблюдаются три частично перекрывающихся максимума ($T_{m1} \approx 185$ К, $T_{m2} \approx 235$ К, $T_{m3} \approx 315$ К), а на кривой ТСТП уверенно выделяется только один чрезвычайно широкий максимум [2, 3, 45]. Такое расхождение ТСТП и ТСТ КЗ, согласно данным § 1.1 и 5.1, может наблюдаться при слабом перезахвате и при наличии квазинепрерывного энергетического распределения центров захвата. В этом случае,

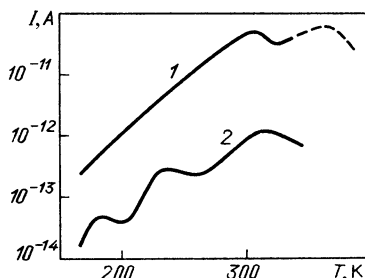


Рис. 9.9. Кривые ТСТП (1) и ТСТ КЗ (2) в керамиках $Pb_2Bi_6O_{11}$

как отмечалось в § 5.1, корректно определять параметры энергетического спектра центров захвата можно только по данным ТСТ КЗ.

Предполагая, что каждому пику ТСТ КЗ соответствует определенное квазинепрерывное энергетическое распределение ловушек с неменяющимся в пределах этого распределения частотным фактором, можно, применяя способ Симмонса (см. § 5.1), оценить параметры этого распределения. Значения эффективных частотных факторов для каждого пика подбирались такими, чтобы добиться оптимальной аппроксимации теоретической зависимостью экспериментальных кривых. В частности, достигалось совпадение энергии активации, определяемой по наклону начального участка пика ТСТ КЗ в координатах Аррениуса, с эффективной энергией

Таблица 9.2

T_m , К	Наиболее вероятная энергия активации W_0 , эВ	Энергетическая ширина пика плотности состояний ΔW , эВ	ω_3 , Гц	S_T , м ⁻²
~185	0,22	0,02	$8 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^{-27}$
~235	0,44	0,04	$4 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^{-23}$
~315	0,52	0,06	$3 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^{-24}$

активации, рассчитанной для этих температур по значению частотного фактора.

В табл. 9.2 приведены значения наиболее вероятных энергий активации, энергетической ширины каждого пика плотности состояния и соответствующих эффективных частотных факторов в $Pb_2Vi_6O_{11}$. В рамках выбранной модели (слабый перезахват) по величине эффективного частотного фактора можно оценить сечение захвата ловушек. Эти величины также приведены в табл. 9.2. Экспериментально найденные значения сечений захвата ловушек полностью согласуются с ранее выдвинутым предположением о слабом перезахвате в исследуемом объекте.

При исследовании ТСТ КЗ в $Pb_2Vi_6O_{11}$ установлено, что в этом материале может наблюдаться инверсия направления термостимулированного тока в высокотемпературной области. Экспериментально установлено, что это явление наблюдается только при освещении $Pb_2Vi_6O_{11}$ в процессе предварительного возбуждения сильнопоглощаемым светом в сочетании с высокими напряженностями поляризующего поля ($E_b > 10^7$ В/м). При этих условиях наблюдаются инжекционные процессы в исследуемом образце. Таким образом, можно констатировать, что в $Pb_2Vi_6O_{11}$ возможно одновременное образование гомо- и гетерозаряда за счет накопления носителей заряда на пространственно и энергетически разделенных уровнях ловушек в полупроводнике. Такому накоплению, вероятно, способствует развитый энергетический спектр локальных состояний, характерный для соединений с позиционно неупорядоченной решеткой. Следует для сравнения отметить, что в родственном соединении — висмутате титана, который, однако, не обладает позиционной неупорядоченностью, спектр ТСТ КЗ имеет одиночный, ярко выраженный пик, типичный для кристаллических материалов [139].

§ 9.5. ИССЛЕДОВАНИЕ ЦЕНТРОВ ПРИЛИПАНИЯ В СВИНЕЦСОДЕРЖАЩИХ ХСП

Халькогенидные стеклообразные полупроводники (ХСП) занимают значительное место в современной физике и технике полупроводников, особенно — материалы на основе мышьяка. Однако в последнее время значительный интерес вызывает новая группа безмышьяковистых ХСП на основе халькогенидов германия, которые позволяют вводить в них большие концентрации атомов тяжелых элементов (Pb, Sn, Hg, Bi и др.) с образованием тройных материалов. Наиболее изученными в этой группе ХСП

являются полупроводники системы Pb–Ge–S, которые обладают определенным отличием свойств от известных мышьяксодержащих ХСП, в частности биполярным транспортом и бимолекулярной рекомбинацией неравновесных носителей заряда. В значительной степени эти свойства объясняются особенностями энергетической структуры локализованных состояний, которая может быть изучена методом термоактивационной спектроскопии.

Применение термоактивационной методики требует многократного охлаждения и нагревания образцов в широкой температурной области. Для повышения стабильности пленок Pb–Ge–S и сохранения хорошего электрического контакта во всем интервале рабочих температур ($77 \div 373$ К) изготавливались образцы со специальным адгезивным подслоем между пленкой ХСП и подложкой [11]. В электрофизическом отношении подслои не вносили никаких изменений в свойства ХСП.

Известно, что в стеклообразных полупроводниках термостимулированная проводимость имеет монотонную температурную зависимость и не проявляет экстремумов, которые можно было бы сопоставить с опустошением ловушек [4, 364]. Максимумы тока обнаруживаются только в режиме ТСТ КЗ. Это обстоятельство объясняется квазинепрерывным распределением локальных состояний по энергиям.

Исследованные в [5, 19, 44, 270] стеклообразные полупроводники системы Pb–Ge–S в отношении спектров ТСТП и ТСТ КЗ ведут себя, как и другие типичные ХСП, поскольку их термостимулированная проводимость, хотя и превышает по величине равновесную в $5 \div 10$ раз, не имеет достаточно выраженной структуры. Однако в ряде случаев свежеприготовленные образцы в области $230 \div 240$ К проявляют максимум как на кривой ТСТП, так и на температурной зависимости равновесной проводимости (рис. 9.10), который является метастабильным. В процессе повторения циклов охлаждения – нагревание его величина уменьшается, а положение смещается в более высокотемпературную область. Одной из возможных причин этого явления может быть так называемый псевдопирозлектричес-

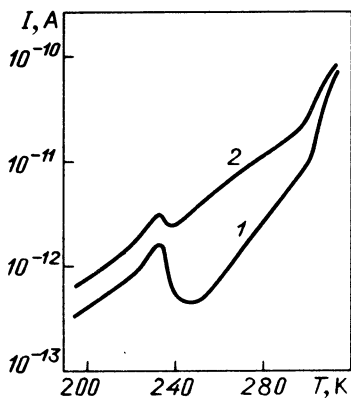


Рис. 9.10. Температурная зависимость темновой проводимости (1) и ТСТП (2) в пленках ХСП состава Pb–Ge–S

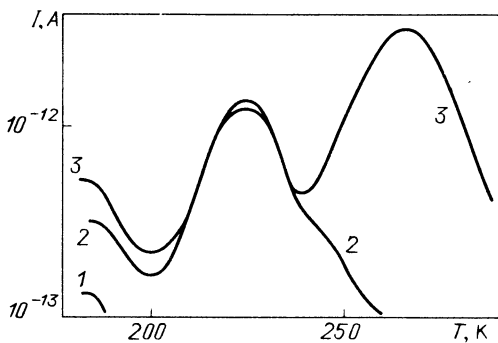


Рис. 9.11. ТСТ КЗ в пленках ХСП Pb–Ge–S, поляризовавшихся при $T_b = 170$ К (кривая 1), 240 (2) и 273 (3); $E_b = 3.5 \cdot 10^4$ В/м

кий эффект, который наблюдается, например, на аморфных пленках SiO_2 , GeO_2 и др. [36] как следствие напряжений, возникающих при изменении температуры за счет различных коэффициентов термического расширения пленки и подложки (см. § 5.5). Таким образом, основная информация о параметрах ловушек в пленках Pb-Ge-S , как и в других ХСП, была получена методом ТСТ КЗ.

При низкой температуре в пленках ХСП Pb-Ge-S образуется как фото-, так и термоэлектретное состояние, которое зависит от величины поляризующего поля E_b и температуры поляризации T_b . На рис. 9.11 представлены типичные зависимости ТСТ КЗ образца, который поляризовался при различных температурах. Видно, что температура поляризации ограничивает возможность заполнения глубоких уровней, поскольку на кривой ТСТ КЗ не появляются максимумы, лежащие при температурах, превышающих T_b . Это обстоятельство является типичным для термоэлектретного состояния [92, 116].

Эксперименты показывают, что с ростом поляризующего поля наблюдается увеличение термостимулированного тока, но положение максимумов ТСК КЗ не меняется, что свидетельствует о слабом повторном прилипании носителей заряда. Этот вывод важен для правильного выбора методов расчета параметров ловушек. Характерно, что от величины E_b особенно сильно зависит заполнение мелких уровней прилипания. Можно сказать, что эффективное заполнение этих ловушек начинается при $E_b \geq 2,5 \cdot 10^4$ В/м. Сравнение кривых ТСТ КЗ в случае как фотоэлектретного, так и термоэлектретного состояния показывает, что носители заряда локализируются на одних и тех же уровнях, только при создании фотоэлектретного состояния степень их заполнения выше.

Экспериментальные данные свидетельствуют (см., например, рис. 9.11), что даже спектры ТСТ КЗ, имеющие достаточно высокую разрешающую способность, характеризуются широкими, размытыми максимумами, что говорит о практически непрерывном распределении ловушек по энергии, которое лишь модулируется по плотности состояний. В таких условиях достоверные значения энергий активации можно получить только при термической расчистке. Пример такой расчистки кривой ТСТ КЗ представлен на рис. 9.12. Анализ ТСТ КЗ этим методом подтверждает вывод о непрерывности энергетического распределения ловушек.

В этих условиях, как было показано в § 5.1, кривая ТСТ КЗ, перестроенная в координаты (g, W) (т.е. как функция энергии ловушек), пропорциональна плотности локальных состояний (способ Симмонса). Ось температур может быть преобразована в ось энергий по формуле (5.11). Однако для этого необходимо знать частотный фактор ловушек, который для образцов системы Pb-Ge-S не известен, поэтому связь между энергией активации ловушек и температурой, при которой они опустошаются, устанавливалась из данных термической расчистки. Энергия активации, полученная по наклону начальных участков кривых ТСТ, соотносилась с температурой, до которой осуществлялось предварительное нагревание. Результат такой обработки спектра ТСТ КЗ одного из образцов представлен на рис. 9.13, из которого следует, что в ХСП состава $\text{Pb}_{15}\text{Ge}_{27}\text{S}_{56}$ можно говорить о выделении на общем фоне непрерывного спектра локальных состояний групп ловушек с энергиями активации 0,35; 0,45; 0,52; 0,62 эВ.

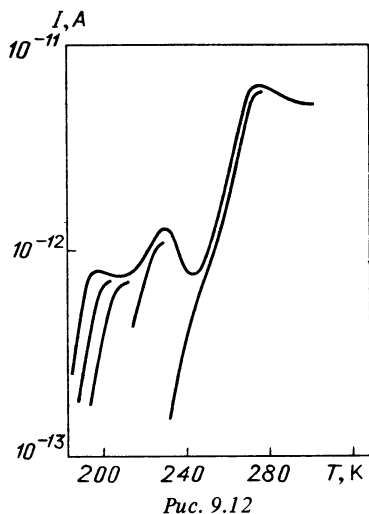


Рис. 9.12

Рис. 9.12. Кривые расчистки спектра ТСТ КЗ пленок ХСП Pb-Ge-S

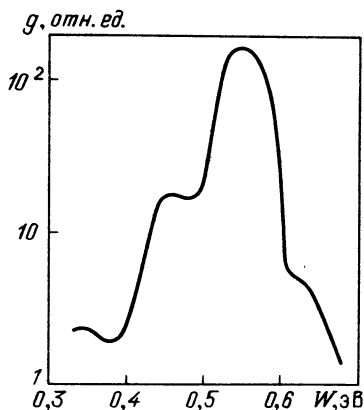


Рис. 9.13

Рис. 9.13. Распределение ловушек по энергиям, определенное по спектру ТСТ КЗ в ХСП состава Pb-Ge-S

Рис. 9.14. Ток ТСС ПП в ХСП системы Pb-Ge-S (кривая 1) и As-S-Se (2)

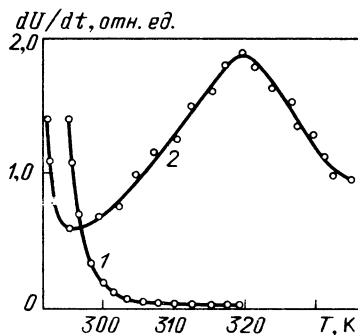


Рис. 9.14

Как видно из рис. 9.13, наиболее глубокие ловушки, выявленные методом ТСТ КЗ, имеют энергию активации ~ 0.62 эВ. Для выявления еще более глубоких уровней был использован также метод термостимулированной деполяризации образцов в электрофотографическом режиме, т.е. термостимулированный спад поверхностного потенциала (ТСС ПП). При постоянной емкости электрофотографического слоя первая производная от поверхностного потенциала U по времени пропорциональна току ТСС, т.е. $I \sim dU/dt$ [222, 406]. Для уровня $W_t = 0.62$ эВ получена определенная корреляция данных ТСТ КЗ и ТСС ПП, которая свидетельствует о том, что в электрофотографическом режиме заполняются те же ловушки, которые проявляются и в режиме деполяризации фотоэлектрического состояния. При этом оказалось, что в слоях Pb-Ge-S и методом ТСС ПП не обнаруживаются более глубокие уровни, чем ловушка с $W_t = 0.62$ эВ. Это обстоятельство также является спецификой ХСП системы Pb-Ge-S, поскольку для мышьяк-содержащих ХСП характерны и более глубокие центры, что извест-

но по литературным данным [7, 464], а также было проверено сравнительным экспериментом (рис. 9.14).

Отсутствие в ХСП системы Pb—Ge—S глубоких уровней прилипания может объяснить некоторые характерные особенности этих полупроводников, например их малую инерционность и, как следствие, более высокую электрофотографическую чувствительность, меньшие остаточные поверхностные потенциалы и др.

В заключение главы отметим, что в изученных свинецсодержащих соединениях с позиционной неупорядоченностью решетки установлены высокие плотности локальных состояний. С увеличением степени разупорядоченности спектр ловушек меняется от квазидискретного в монокристаллах PbO и Pb₃O₄ до квазинепрерывного в висмутатах свинца и непрерывного в ХСП. Результаты термоактивационной спектроскопии подтверждают соответствующие выводы об энергетической структуре локальных центров, сделанные при исследовании электрофизических свойств другими независимыми методами.

ГЛАВА 10

ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫЕ ТОКИ В ТОНКИХ ОКСИДНЫХ ПЛЕНКАХ

Тонкие оксидные пленки являются неотъемлемой конструктивной частью различных элементов гибридных и полупроводниковых микросхем, а также некоторых оптоэлектронных устройств. Исследование электрофизических процессов в указанных пленках продиктовано необходимостью выяснения принципа действия и потенциальных возможностей элементов микросхем и оптоэлектронных устройств, а также для целенаправленного совершенствования конструкции и технологии изготовления этих элементов. Ниже приводятся результаты экспериментального исследования электрофизических явлений в ряде оксидных пленок, полученных при помощи совокупности экспериментальных методов, в основе которых лежит термоактивационная токовая спектроскопия.

§ 10.1. ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫЕ ТОКИ ПРОВОДИМОСТИ И РАЗРЯДКИ В ПЛЕНКАХ SiO

Тонкие пленки монооксида кремния используются в микроэлектронике в качестве защитного покрытия, изоляционных слоев в многослойной коммутации и т.д. [146, 245]. Термоактивационная токовая спектроскопия широко применяется для исследования указанных пленок [22, 70, 75, 78, 79, 91, 286, 412, 435].

Исследуемые тонкие пленки монооксида кремния (толщиной ~0,5 мкм) входили в состав МДМ-структур (Al—SiO—Al) или МДП-структур (Al—SiO—Si). Слои монооксида кремния получались испарением в вакууме со скоростью осаждения $(10 \pm 5) \cdot 10^{-10}$ м/с при температуре подложки ~300 °С.

10.1.1. Влияние условий эксперимента на термостимулированные токи.

Для различных образцов исследуемых МДМ-структур наблюдается два-три частично перекрывающихся пика тока ТСТ КЗ (рис. 10.1) [78]. Низкотемпературные пики ТСТ КЗ, как правило, не разделяются, в результате чего типичная кривая ТСТ КЗ имеет вид двух широких и сильно перекрывающихся пиков (рис. 10.2).

В работе [22] было исследовано влияние на величину и положение пиков ТСТ КЗ следующих факторов: скорости нагревания, температуры и напряжения поляризации. С увеличением скорости нагревания происходит рост величины пиков тока ТСТ КЗ, а также смещение их в область более высоких температур (см. рис. 10.2), что согласуется с теорией ТСТ КЗ (см. гл. 2, 3) и экспериментальными данными других исследователей [435].

Увеличение температуры поляризации приводит к росту обоих пиков ТСТ КЗ (рис. 10.3). При этом высокотемпературный пик растет быстрее, чем низкотемпературный. Последний же обнаруживает тенденцию к насыщению при температуре поляризации, большей температуры максимума низкотемпературного пика. При достаточно низких температурах поляризации (на рис. 10.3 при -25°C) можно добиться полного подавления высокотемпературного пика.

На рис. 8.9 приведены начальные участки низкотемпературного пика ТСТ КЗ в пленках монооксида кремния для различных температур поляризации [75]. Наклон этих кривых зависит от температуры образца и температуры поляризации и изменяется в диапазоне $0,07 \div 0,165$ эВ. Наличие указанной зависимости, согласно данным гл. 5, свидетельствует о существовании в монооксиде кремния квазинепрерывного энергетического распределения электрически активных дефектов. По формулам (5.36), (5.37) из экспериментальных кривых было получено значение энергетической ширины распределения $\Delta W = (0,06 \pm 0,02)$ эВ. Величина наивероятной энергии

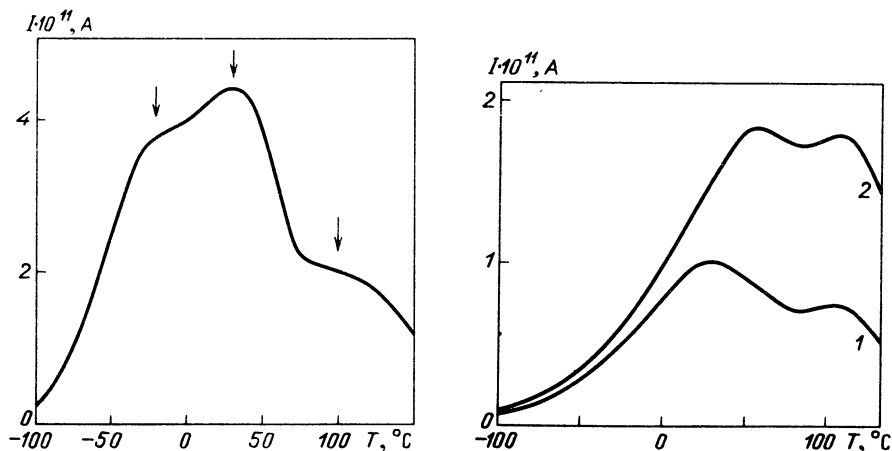


Рис. 10.1. Кривая ТСТ КЗ в пленках монооксида кремния. $U_b = 10$ В; $T_b = 80^{\circ}\text{C}$; $\tau_b = 5$ мин; $\beta = 0,2$ К/с

Рис. 10.2. Кривые ТСТ КЗ в пленках монооксида кремния. $U_b = 10$ В; $T_b = 18^{\circ}\text{C}$; $\tau_b = 5$ мин; $\beta = 0,1$ К/с (кривая 1), $0,15$ К/с (2)

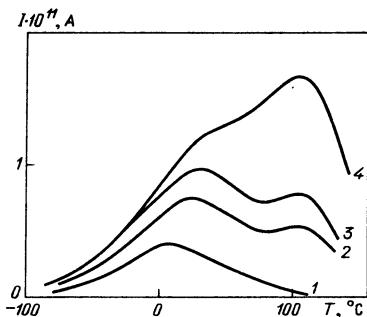


Рис. 10.3. Влияние температуры поляризации на вид кривых ТСТ КЗ в слоях монооксида кремния. $U_b = 10$ В; $\tau_b = 5$ мин; $\beta = 0,1$ К/с; $T_b = -25^\circ\text{C}$ (кривая 1), 3 (2), 18 (3), 50 (4)

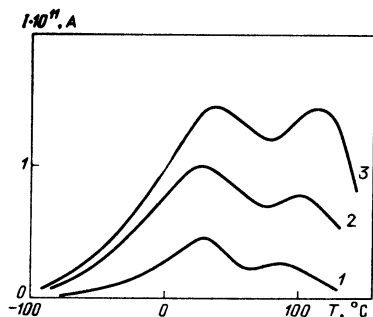


Рис. 10.4. Влияние напряжения поляризации на вид кривых ТСТ КЗ в слоях монооксида кремния. $T_b = 19^\circ\text{C}$; $\tau_b = 5$ мин; $\beta = 0,1$ К/с; $U_b: 5$ В (кривая 1), 10 (2), 15 (3)

активации электрически активных дефектов оказалась равной $(0,22 \pm 0,02)$ эВ. Такие же значения энергии активации пика ТСТ КЗ в пленках монооксида кремния приводятся в более поздних исследованиях других авторов [490]. Забегая вперед, отметим, что приведенные результаты согласуются также с данными ФТСТ [261] (см. выше рис. 5.2) и с данными метода ТСД АП [91] (см. рис. 8.12).

Увеличение напряжения поляризации приводит к увеличению обоих пиков ТСТ КЗ (рис. 10.4). При этом, если зависимость величины низкотемпературного пика от напряжения поляризации практически линейна, то для высокотемпературного пика эта зависимость существенно сверхлинейна и может быть удовлетворительно описана параболой. Используя данные § В.2, можно заключить, что низкотемпературный пик ТСТ КЗ в монооксида кремния может быть связан как с дипольным, так и с объемно-зарядовым механизмом поляризации, а высокотемпературный пик — с релаксацией инжектированного заряда.

Энергия активации активных дефектов, связанных с высокотемпературным пиком ТСТ КЗ, в зависимости от способа расчета имела значения в диапазоне $(0,65 \div 0,73)$ эВ.

На рис. 10.5 приведена кривая тока термостимулированной проводимости для пленок монооксида кремния, полученная в режиме частичной термоочистки (ток "темновой" проводимости вычтен). Для сравнения на этом же рисунке приведена кривая ТСТ КЗ, полученная при тех же условиях поляризации. Энергии активации низкотемпературных пиков ТСТ КЗ и ТСТП практически совпадают, что говорит либо о дипольной, либо об объемно-зарядовой природе пика. В последнем случае носители заряда должны быть связаны с нейтральными центрами захвата. Высокотемпературный пик термостимулированной проводимости смещен по сравнению с соответствующим пиком ТСТ КЗ в область более низких температур. Это дает основание предполагать, что высокотемпературные пики ТСТ КЗ и ТСТП связаны с заряженными центрами захвата носителей заряда. (Количественное исследование высокотемпературного пика тока термостимули-

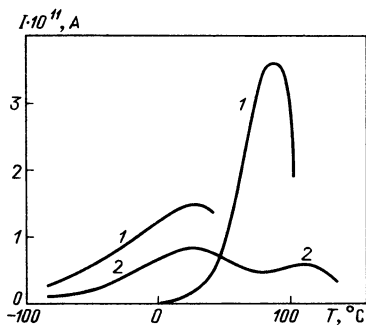


Рис. 10.5. Кривые ТСТП (1) и ТСТ КЗ (2) в слоях монооксида кремния. $U_b = 10$ В; $\tau_b = 5$ мин; $T_b = -5$ °С; $U_c = 1$ В; $\beta = 0,1$ К/с

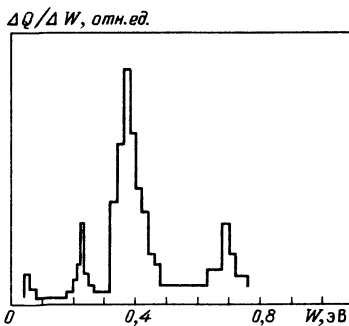


Рис. 10.6. Энергетический спектр состояний в слоях монооксида кремния по данным ФТСТ

рованной проводимости затруднено из-за резкого возрастания в этом районе "темнового" тока.)

10.1.2. Энергетический спектр электрически активных дефектов. Результаты более детального исследования энергетического спектра электрически активных дефектов в диэлектрических слоях монооксида кремния при помощи ФТСТ [78] в основном согласуются с приведенными выше результатами (рис. 10.6). Дополнением к результатам, полученным из кривых ТСТ КЗ, является факт существования сложной энергетической структуры низкотемпературного пика (наблюдаются максимумы функции энергетического распределения электрически активных дефектов в области $\sim 0,05$; $0,22$; $0,37$ эВ).

Следует отметить, что если для структур Al-SiO-Al ТСТ КЗ симметричен относительно полярности напряжения поляризации, то для структур Al-SiO-Si (слои монооксида кремния для обеих структур напылялись в одном процессе) такая симметрия наблюдается только для пика ТСТ КЗ с энергией активации $0,37$ эВ [79]. Это обстоятельство свидетельствует о том, что электрически активные дефекты с энергией активации в области $0,37$ эВ имеют дипольную природу, в то время как остальные дефекты (с энергиями активации в области $\sim 0,05$; $0,22$; $0,7$ эВ) представляют собой центры захвата для носителей заряда. К выводу о дипольной природе пика тока ТСТ КЗ в монооксида кремния с энергией активации $0,36 \div 0,37$ эВ приходят также авторы работ [254, 255, 435].

Таким образом, в диэлектрических слоях монооксида кремния установлено существование по крайней мере четырех сортов электрически активных дефектов, характеризующихся квазинепрерывным распределением по энергии активации (наивероятные значения энергии равны $0,05$; $0,22$; $0,37$; $0,70$ эВ). Уровни $0,05$ и $0,22$ эВ связаны с нейтральными ловушками для носителей заряда, причем последние, по-видимому, имеют собственно-дефектную природу. Уровень $0,37$ эВ связывается с диполями в слое монооксида кремния, например с силональными группами [209]. Уровень $0,70$ эВ связывается с существованием в слое монооксида кремния заряженных центров захвата (донорного или акцепторного типа), которые могут быть

обусловлены отклонением от стехиометрического состава монооксида кремния [22].

Установленная при помощи методов ТСТ КЗ и ФТСТ энергетическая структура электрически активных дефектов и их возможная природа позволяют успешно объяснить экспериментальные данные по электропроводности слоев монооксида кремния на постоянном токе в рамках модели модифицированного эффекта Пула–Френкеля [22]. Действительно, наклон линейного участка вольт-амперных характеристик структур Al–SiO–Al в френкелевских координатах ($\ln \lambda(\sqrt{E})$) хорошо согласуется с теоретически предсказываемым наклоном по модели модифицированного эффекта Пула–Френкеля [22]. Кроме того, наблюдается практическое совпадение значений энергии активации статической электропроводности, наблюдаемой экспериментально ($\sim 0,45$ эВ) и предсказываемой по модели модифицированного эффекта Пула–Френкеля ($W'_\lambda = (W_{t1} + W_{t2})/2 = (0,22 + 0,70)/2 = 0,46$ эВ). Вывод о решающей роли объемных процессов в электропроводности пленок монооксида кремния, полученный в [22], в последующем был подтвержден в ряде работ (см., например, [133, 353]).

10.1.3. Влияние гамма-облучения на электрофизические свойства пленок. Исследование воздействия гамма-облучения (^{60}Co) на электрофизические свойства слоев монооксида кремния вплоть до дозы 10^8 Р показывает (по данным ТСТ КЗ и ФТСТ), что облучение практически не влияет на энергию активации электрически активных дефектов, а приводит к изменению их концентрации [78]. Наблюдаемые изменения электропроводности на постоянном токе и диэлектрических потерь (на 1 кГц) (рис. 10.7) хорошо коррелируют с изменением пиков ТСТ КЗ (рис. 10.8). Это позволяет сделать вывод о том, что наблюдаемые изменения электрофизических параметров после гамма-облучения обусловлены изменением концентрации электрически активных дефектов, существовавших до облучения, а не образованием дефектов нового типа. Поскольку при гамма-облучении слоя монооксида кремния образуются такие же дефекты, какие

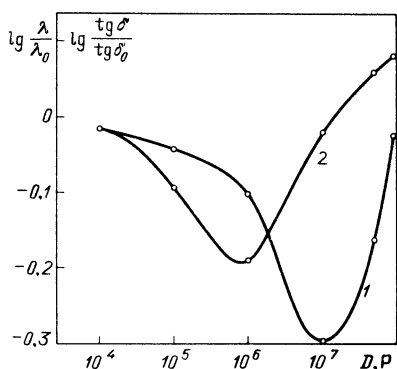


Рис. 10.7. Влияние гамма-облучения на проводимость (кривая 1) и диэлектрические потери (2) слоев монооксида кремния

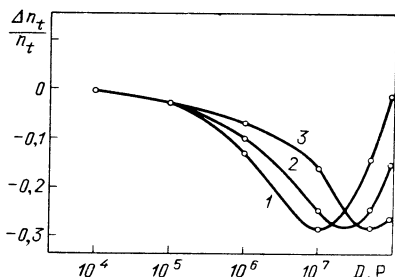


Рис. 10.8. Зависимость концентрации электрически активных дефектов в слоях монооксида кремния от дозы гамма-облучения. W : 0,20 эВ (кривая 1), 0,37 эВ (2), 0,7 эВ (3)

существовали в слое и до облучения, естественно предположить, что и те и другие связаны с нарушением структуры монооксида кремния.

Принципиальным результатом является обнаруженная немонотонность зависимости концентрации электрически активных дефектов и соответствующих электрофизических параметров от дозы облучения (см. рис. 10.7 и 10.8). Поскольку исходные, а также возникающие под действием облучения дефекты, по-видимому, являются собственными, можно предположить, что наблюдаемые изменения электрофизических параметров слоев монооксида кремния до доз $10^6 \div 10^7$ Р определяются радиационно стимулированным упорядочением структуры слоя, а при более высоких дозах — радиационным нарушением этой структуры.

§ 10.2. ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫЕ ТОКИ И ЦЕНТРЫ ЗАХВАТА В ПЛЕНКАХ GeO

Диэлектрические слои монооксида германия по некоторым параметрам превосходят слои монооксида кремния (более высокая диэлектрическая проницаемость, более высокое пробивное напряжение при одинаковой удельной емкости слоев), в результате чего они нашли широкое применение в микроэлектронике при изготовлении тонкопленочных конденсаторов и *RG*-структур с распределенными параметрами [69]. В связи с этим представляет интерес исследование электрофизических процессов в слоях монооксида германия и, в частности влияние различного рода облучения на эти процессы.

Исследовались тонкопленочные МДМ-структуры Al–GeO–Al. Толщина напыляемых в вакууме слоев монооксида германия составляла $0,85 \div 0,90$ мкм. Температура подложек в процессе напыления диэлектрических слоев поддерживалась равной $140 \div 150^\circ$ С.

10.2.1. Параметры электрически активных дефектов. На рис. 10.9 приведена кривая ТСТ КЗ для МДМ-структур Al–GeO–Al [82]. Величина пиков ТСТ КЗ зависит от полярности поляризующего напряжения, что свидетельствует либо об объемно-зарядовом механизме поляризации при наличии неоднородности свойств диэлектрического слоя по толщине, либо о релаксации инжектированного заряда при несимметричных условиях на контактах. Вид кривых ТСТ КЗ указывает на сложный характер энергетического спектра центров захвата носителей заряда в диэлектрических слоях монооксида германия. Этот вывод подтверждается данными ФТСТ. На гистограмме Гобрехта (рис. 10.10) наблюдаются максимумы плотности состояний в области энергий активации 0,15; 0,39; 0,62 эВ. Энергии активации обнаруженных центров захвата практически не изменялись при рентгеновском облучении вплоть до дозы $5 \cdot 10^6$ Р. Это означает, что новые типы центров захвата в слоях монооксида германия в результате рентгеновского облучения не возникают, а изменяется лишь концентрация уже существующих типов центров захвата.

Путем увеличения температуры поляризации диэлектрических слоев монооксида германия можно добиться вовлечения в процесс ТСТ КЗ электрически активных дефектов с энергией активации больше 0,62 эВ. Данные ФТСТ в структурах Al–GeO–Al свидетельствуют о существовании в слоях монооксида германия электрически активных дефектов с энергией актива-

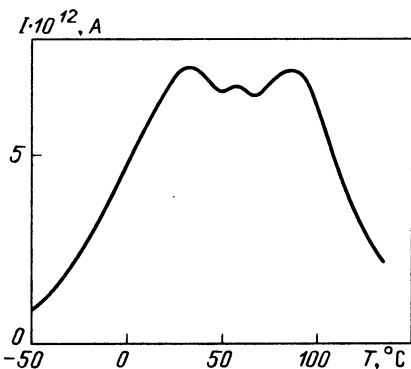


Рис. 10.9. Типичная кривая ТСТ КЗ в слоях монооксида германия. $U_b = 40$ В; $T_b = 80$ °С; $\tau_b = 5$ мин; $\beta = 0,2$ К/с

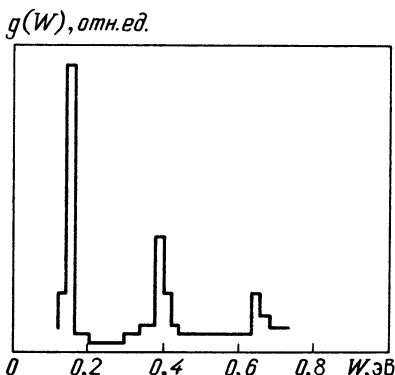


Рис. 10.10. Энергетический спектр электрически активных дефектов в слоях монооксида германия

ции до 1,1 эВ [83]. При этом зависимость эффективной энергии активации в области высоких температур имеет аномальный вид (уменьшается с ростом температуры). Как отмечалось в [83], подобные зависимости эффективной энергии активации от температуры могут объясняться сменой механизма релаксации заряда в диэлектрическом слое. В этом случае эффективная энергия активации, определяемая по данным ФТСТ, дает в начале процесса деполяризации параметры электрически активных дефектов, а в конце — параметры равновесной проводимости монооксида германия.

Результаты исследования слоев монооксида германия методом СТСТ свидетельствуют о том, что опустошение центров захвата носителей заряда энергией активации 0,62 эВ осуществляется по кинетике второго порядка, т.е. ТСТ КЗ описывается выражением типа (2.35).

10.2.2. Воздействие рентгеновского излучения на процессы накопления и переноса заряда в монооксида германия. Анализ выражения (2.35), которое описывает ТСТ КЗ при миграции заряда в условиях сильного перезавхвата, показывает, что величина максимума ТСТ КЗ (I_m) пропорциональна концентрации центров захвата носителей заряда (N_t), а величина тока на начальном участке ТСТ КЗ (I_0) пропорциональна произведению $N_t \omega_3$ (где ω_3 — эффективный частотный фактор центров захвата). Указанное соотношение между параметрами пика ТСТ КЗ и параметрами центров захвата позволяет исследовать дозовые зависимости $N_t(D)$ и $\omega_3(D)$ [107].

На рис. 10.11 представлены дозовые зависимости параметров пика ТСТ КЗ, соответствующего центрам захвата с энергией активации 0,62 эВ (высокотемпературный пик тока выделялся для этой цели при помощи методики частичной термоочистки) [82, 107]. Величина I_0 монотонно увеличивается с ростом дозы облучения, в то время как величина I_m имеет немонотонную зависимость от D .

Из экспериментальных зависимостей $I_0(D)$ и $I_m(D)$ рассчитаны дозовые зависимости $N_t(D)$ и $\omega_3(D)$ (рис. 10.12). Используя данные § 2.1,

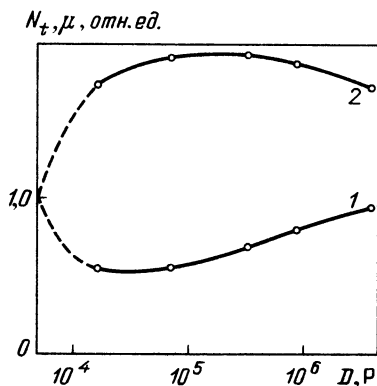
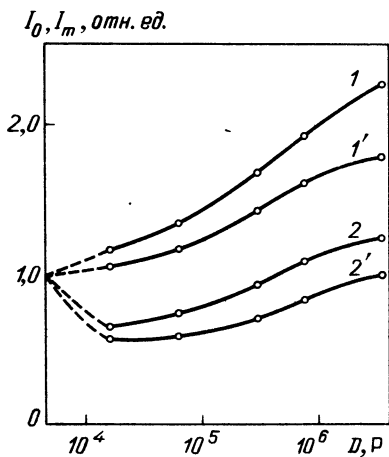


Рис. 10.11. Дозовые зависимости I_0 (кривые 1 и 1') и I_m (2 и 2') пика ТСТ КЗ ($W = 0,62$ эВ) в слоях монооксида германия до термообработки (кривые 1 и 2) и после нее (1' и 2')

Рис. 10.12. Изменение концентрации центров захвата (кривая 1) и подвижности (2) носителей заряда после рентгеновского облучения в слоях монооксида германия

нетрудно показать, что $\omega_3(D) \sim \mu(D)$, где μ — подвижность носителей заряда. Таким образом, в результате рентгеновского облучения слоев монооксида германия до доз $5 \cdot 10^4$ Р происходит уменьшение концентрации центров захвата с одновременным увеличением подвижности свободных носителей заряда. Дальнейшее увеличение дозы облучения приводит к увеличению концентрации центров захвата с энергией активации 0,62 эВ и, напротив, к уменьшению подвижности свободных носителей заряда. Обнаруженные закономерности дозовых зависимостей электрофизических параметров слоев монооксида германия можно объяснить на основе представления о конкуренции процессов радиационно стимулированного упорядочения и радиационного нарушения структуры диэлектрического слоя. Первый процесс доминирует при малых дозах облучения, второй — при больших. Следует отметить определенную аналогию в поведении слоев монооксида кремния при гамма-облучении (см. § 10.1) и слоев монооксида германия при рентгеновском облучении.

Наличие определенных доз ионизирующего излучения, при которых концентрация электрически активных дефектов в диэлектрических слоях достигает минимального значения, свидетельствует о возможности использования указанного излучения в радиационно-технологическом процессе. Результаты настоящего и предыдущего параграфов подтверждают сделанный в [161] вывод о целесообразности привлечения методов релаксационной спектроскопии (например, ТСТ КЗ) непосредственно к элементам микросхем для выбора оптимальных режимов радиационно-технологических процессов.

§ 10.3. ЭЛЕКТРИЧЕСКИ АКТИВНЫЕ ДЕФЕКТЫ В ПЛЕНКАХ
ПРОСТЫХ И СМЕШАННЫХ ОКИСЛОВ
РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Многообещающими диэлектрическими материалами ввиду химической, термической и радиационной стойкости, относительно высоких значений диэлектрической проницаемости, хороших изолирующих свойств являются соединения редкоземельных элементов [126, 222]. В последние годы диэлектрические слои соединений редкоземельных элементов находят все более широкое применение в микроэлектронике [17, 244, 421]. Применение термоактивационной токовой спектроскопии для исследования тонких диэлектрических слоев соединений редкоземельных элементов [73, 77, 80, 83, 92, 322] открывает новые возможности в плане изучения электрофизических процессов в указанных материалах. Ниже приводятся результаты исследования диэлектрических слоев окиси иттрия и некоторых других соединений редкоземельных элементов при помощи методов термоактивационной токовой спектроскопии.

10.3.1. Термостимулированная релаксация заряда в пленках окиси иттрия. Исследовались тонкопленочные сэндвич-структуры $Al-Y_2O_3-Al$. Диэлектрические слои (толщиной $0,18 \div 0,25$ мкм) получались электрон-

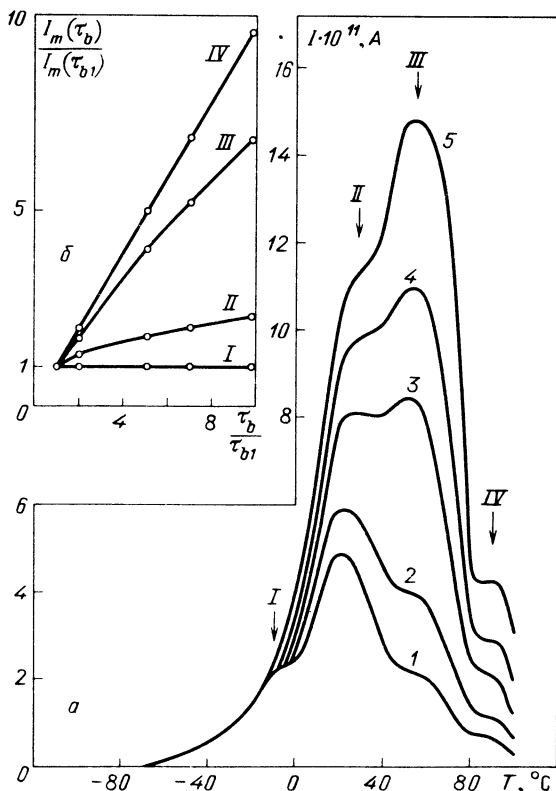


Рис. 10.13. Кривые ТСТ КЗ в пленках окиси иттрия при различных временах поляризации (а) и относительное изменение пиков в зависимости от времени поляризации (б). τ_b : 1 мин (кривая 1), 2 (2), 5 (3), 7 (4), 10 (5)

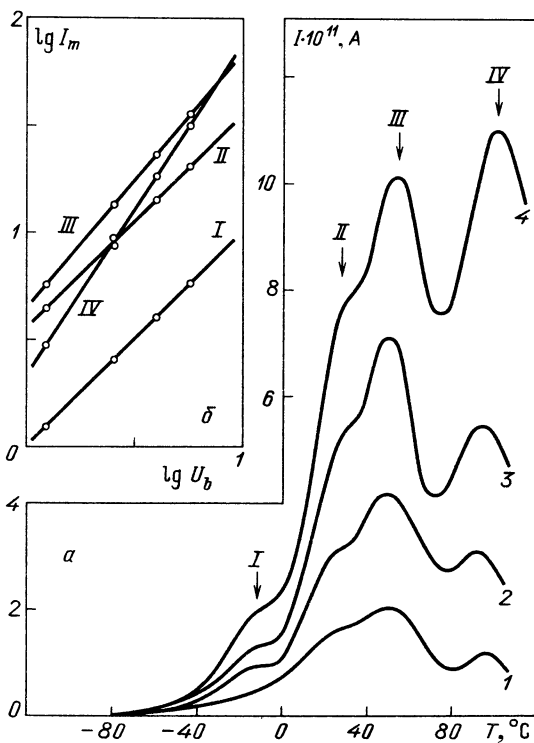


Рис. 10.14. Кривые ТСТ КЗ в пленках окиси иттрия при различных напряжениях поляризации (а) и зависимость амплитуды пиков от напряжения поляризации (б). U_b : 1,25 В (кривая 1), 2,5 (2), 3,74 (3), 5,0 (4)

но-лучевым испарением в вакууме. Температура подложек при напылении диэлектрического слоя поддерживалась равной 140°C .

В исследуемых структурах наблюдается по крайней мере четыре пика ТСТ КЗ (рис. 10.13–10.15) [77].

На рис. 10.13 приведено семейство кривых ТСТ КЗ, полученное при варьировании времени поляризации. Видно, что величина низкотемпературного пика (пик I), обусловленного электрически активными дефектами с наименьшей энергией активации, практически не зависит от времени поляризации (при $\tau_B > 1$ мин). В то же время величина высокотемпературного пика ТСТ КЗ (IV), обусловленного электрически активными дефектами с наибольшей энергией активации, зависит от времени поляризации практически линейно.

Полевая зависимость двух низкотемпературных пиков ТСТ КЗ (а следовательно, и связанного с ними заряда) является практически линейной, в то время как для высокотемпературных пиков она будет сверхлинейной (см. рис. 10.14). Для самого высокотемпературного пика (IV) эта зависимость приближается к квадратичной (см. рис. 10.14, б).

Величина двух низкотемпературных пиков ТСТ КЗ от температуры поляризации практически не зависит, а зависимость высокотемпературных

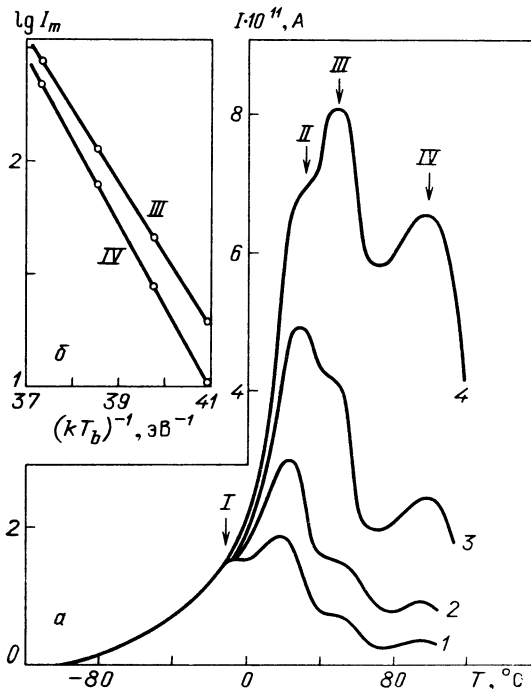


Рис. 10.15. Кривые ТСТ КЗ в пленках окиси иттрия при различных температурах поляризации (а) и зависимость величины высокотемпературных пиков от температуры поляризации (б). T_b : 283 К (кривая 1), 293 (2), 303 (3), 313 (4)

пиков приближается к экспоненциальной (см. рис. 10.15). Следует отметить, что энергии активации, определяемые по наклону зависимости тока максимума высокотемпературных пиков от температуры поляризации в координатах Аррениуса (см. рис. 10.15, б), хорошо согласуются с энергиями, найденными по данным ФТСТ (см. рис. 7.6, б).

Полученные экспериментальные результаты могут быть объяснены в рамках модели эстафетного механизма переноса инжектированного в диэлектрик заряда [231], если допустить, что процессы переноса и накопления заряда на каждом уровне центров захвата слабо взаимодействуют друг с другом. Согласно указанной модели, перенос носителей заряда в диэлектрике осуществляется по центрам захвата с эффективностью подвижностью $\mu \sim \exp(-W/kT)$. Заряд, накапливающийся в диэлектрике вблизи блокирующего электрода, описывается выражением (В.28). Следует отметить, что фигурирующее в (В.28) характерное время зарядки τ_1 для различных уровней центров захвата может быть разным. Так, для мелких центров захвата, которым обычно соответствуют сравнительно высокие значения эффективной подвижности, характерное время зарядки может быть небольшим. Следовательно, уже при небольших временах поляризации, как вытекает из формулы (В.28), для мелких центров захвата должна отсутствовать зависимость заряда (а значит, и пика ТСТ КЗ) от времени поляризации, и иметь место линейная полевая зависимость.

В случае глубоких центров захвата, напротив, должны наблюдаться (при времени поляризации меньше характерного времени зарядки, которое в этом случае велико) линейная зависимость от времени поляризации и квадратичная полевая зависимость поляризационного заряда. Температурная зависимость накапливаемого заряда определяется в этом случае температурной зависимостью эффективной подвижности и, следовательно, должна быть экспоненциальной. Наличие сверхлинейной (приближающейся к квадратичной) полевой зависимости и экспоненциальной зависимости от температуры поляризации для двух высокотемпературных пиков ТСТ КЗ (*III* и *IV*) вполне однозначно свидетельствует о том, что поляризация, обуславливающая эти пики ТСТ КЗ, связана с миграцией носителей заряда по соответствующим центрам захвата. Что касается низкотемпературных пиков ТСТ КЗ (*I* и *II*), то они могут быть обусловлены как миграцией заряда по мелким центрам захвата, так и ориентацией диполей (см. § В.2).

Данные ФТСТ [73] подтверждают высказанное выше предположение о существовании в пленках окиси иттрия четырех энергетических уровней электрически активных дефектов (см. рис. 7.6, б). Энергии активации, соответствующие максимумам плотности состояний, равны $0,20 \pm 0,01$; $0,42 \pm 0,02$; $0,72 \pm 0,04$; $0,97 \pm 0,05$ эВ. Последние два уровня на гистограмме Гобрехта характеризуются максимумами, ширина которых превосходит погрешность в определении энергии активации. Это обстоятельство может быть вызвано как существованием квазинепрерывного энергетического распределения центров захвата, так и действием эффекта сильного внутреннего электрического поля или комбинацией этих двух явлений (см. гл. 5).

Следует отметить, что если в процессе поляризации действительно образуется сильное внутреннее поле, то наблюдаемые кривые тока ТСТ КЗ должны описываться теорией, изложенной в § 5.5 (если только центры захвата не являются нейтральными ловушками). Из этой теории, в частности, следует, что наклон начального участка пика ТСТ КЗ должен уменьшаться при увеличении степени поляризации диэлектрика.

На рис. 10.16 приведено семейство кривых ТСТ КЗ в пленках окиси иттрия, полученных при различных временах поляризации для фиксированного режима частичной термоочистки [80]. Режим термоочистки (предварительный нагрев до $+50^\circ\text{C}$) выбирался таким, чтобы в процессе предварительного нагрева происходило в основном выделение заряда, связанного с уровнями 0,2 и 0,42 эВ, и тем самым выделялся начальный участок пика ТСТ КЗ с энергией активации 0,72 эВ.

Наклон начальных участков семейства кривых ТСТ КЗ для различных времен поляризации в координатах Аррениуса для пика с энергией активации 0,7 эВ уменьшается с увеличением степени поляризации (рис. 10.17), что экспериментально доказывает существование в пленках окиси иттрия сильного внутреннего поля. Оценка величины внутреннего поля по методике, описанной в [80], свидетельствует о том, что в локальных областях пленки окиси иттрия ($\sim 10^2$ Å) она оказывается соизмеримой с величиной внешнего поляризующего поля.

Энергия активации уровней 0,20 и 0,42 эВ практически не зависит от степени поляризации диэлектрика (см. рис. 10.17) и, следовательно, от ве-

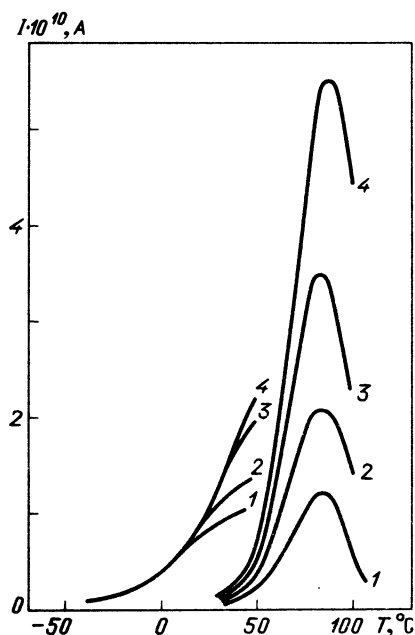


Рис. 10.16. Кривые ТСТ КЗ у структур $\text{Al}-\text{Y}_2\text{O}_3-\text{Al}$ для фиксированного режима термоочистки при различных временах поляризации τ_b : 1 мин (кривая 1), 2 (2), 4 (3), 8 (4)

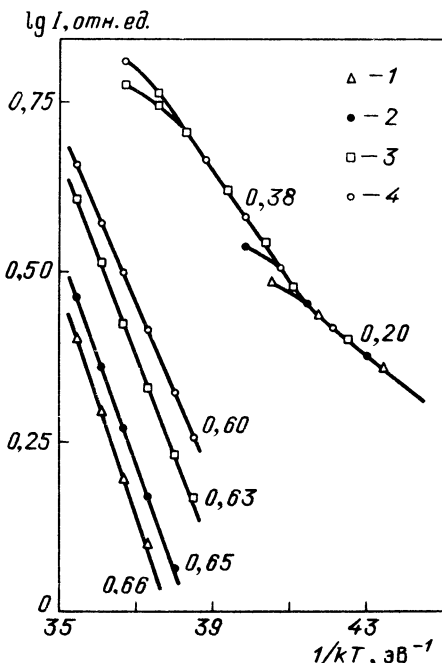


Рис. 10.17. Начальные участки ТСТ КЗ у структур $\text{Al}-\text{Y}_2\text{O}_3-\text{Al}$ в координатах Аррениуса. τ_b : 1 мин (кривая 1), 2 (2), 4 (3), 8 (4). Числа у кривых — значения энергии активации (в эВ)

личины внутреннего электрического поля. Таким образом, можно сделать вывод о том, что указанные уровни соответствуют либо нейтральным центрам захвата, либо диполям [80].

Температурная зависимость проводимости на постоянном токе в координатах Аррениуса в пленках окиси иттрия, согласно [74], имеет три квазилинейных участка (в диапазоне температур $-50 \div -15^\circ\text{C}$; $-15 \div +60^\circ\text{C}$ и выше 60°C), характеризующихся энергиями активации $0,20 \pm \pm 0,02$; $0,63 \pm 0,03$; $0,90 \pm 0,05$ эВ (при напряженности электрического поля $1 \cdot 10^7$ В/м). Варьирование величины внешнего электрического поля при измерении проводимости пленок окиси иттрия влечет за собой изменение эффективной энергии активации только на двух высокотемпературных участках. Оценка величины понижения энергии активации проводимости под действием электрического поля $1 \cdot 10^7$ В/м, согласно модели Пула — Френкеля, дает для пленок окиси иттрия значение $0,06$ эВ [74].

Температурная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь (на частоте 1 кГц) в интервале температур $10 \div 120^\circ\text{C}$ в координатах $\lg \text{tg } \delta (1/kT)$ имеет вид прямой. Наклон этого участка дает энергию активации электрически активных дефектов, ответственных за диэлектрические потери, равную $0,44 \pm 0,02$ эВ [74].

Таблица 10.1

$W_f, \text{эВ}$	$W_\lambda, \text{эВ}$	$\Delta W_{\text{ПФ}}, \text{эВ}$	$W_\delta, \text{эВ}$
$0,20 \pm 0,01$	$0,20 \pm 0,02$	—	—
$0,42 \pm 0,02$	—	—	$0,44 \pm 0,02$
$0,72 \pm 0,04$	$0,63 \pm 0,03$	0,06	—
$0,96 \pm 0,05$	$0,90 \pm 0,05$	0,06	—

В табл. 10.1 приведены значения энергий активации проводимости на постоянном токе (при напряженности поля $1 \cdot 10^7$ В/м) (W_λ), диэлектрических потерь на 1 кГц (W_δ) и электрически активных дефектов, определенные по данным ФТС (W_f), а также величина понижения энергии активации проводимости под действием электрического поля $1 \cdot 10^7$ В/м согласно модели Пула — Френкеля ($\Delta W_{\text{ПФ}}$). Сопоставление энергий активации, приведенных в табл. 10.1, с учетом ранее описанных результатов позволяет сделать вывод о том, что проводимость на постоянном токе в пленках окиси иттрия определяется нейтральными центрами захвата с энергией активации 0,20 эВ и заряженными центрами захвата (т.е. центрами донорного или акцепторного типа) с энергией активации 0,72 и 0,96 эВ. В последнем случае электропроводность пленок окиси иттрия обусловлена эффектом Пула — Френкеля. Диэлектрические потери в указанном интервале температур на частоте 1 кГц, а также один из пиков ТСТ КЗ обусловлены электрически активными дефектами с энергией активации $0,42 \div 0,44$ эВ, имеющих, по-видимому, дипольную природу.

Определение кинетики опустошения (реориентации) центров захвата носителей заряда (диполей) и их эффективных частотных факторов в пленках окиси иттрия осуществлялось при помощи метода СТСТ (см. § 7.2). На рис. 7.6 приведены температурные режимы, обеспечивающие два постоянных уровня тока ТСД в пленках окиси иттрия [73]. Соответствующие температурные зависимости скорости нагрева в координатах

$\ln \frac{\beta}{kT^2} \left(\frac{1}{kT} \right)$ имеют ряд линейных участков, положение части которых

зависит, а части не зависит от уровня постоянного сигнала. Параметры центров захвата носителей заряда (диполей), а также порядок кинетики релаксационного процесса в пленках окиси иттрия, определенные по методу СТСТ, сведены в табл. 10.2 (для сравнения в таблицу включены данные ФТС).

Отсутствие в данных СТСТ энергии 0,2 эВ объясняется слишком большим для этого сорта электрически активных дефектов уровнем постоянного сигнала. (Величина этого уровня ограничена снизу чувствительностью метода СТСТ.) С учетом сделанного замечания наблюдается полное согласие данных СТСТ и ФТС в пленках окиси иттрия.

Кинетика второго порядка у кривых ТСТ КЗ, согласно данным гл. 2, свидетельствует о наличии сильного перезахвата при опустошении соответствующих центров захвата. Кинетика первого порядка, напротив, может наблюдаться в случае как слабого, так и сильного перезахвата. Однако

Т а б л и ц а 10.2

W (СТСТ), эВ	ω_3 , Гц	Порядок кинетики	W (ФТСТ), эВ
—	—	—	$0,20 \pm 0,01$
$0,41 \pm 0,02$	$8,8 \cdot 10^4$	I	$0,42 \pm 0,02$
$0,70 \pm 0,03$	$2 \cdot 10^8$	II	$0,72 \pm 0,04$
$1,00 \pm 0,04$	$3 \cdot 10^{10}$	II	$0,96 \pm 0,05$

весьма малое значение эффективного частотного фактора ($8,8 \cdot 10^4$ Гц), обнаруженное экспериментально, не может быть удовлетворительно объяснено в предположении слабого перезахвата. В этом случае сечение захвата центров должно составлять по порядку величины $10^{-21} \div 10^{-22}$ см⁻², что соответствует кулоновским отталкивающим центрам [207].

Представляется сомнительным, чтобы отталкивающие кулоновские центры могли определять устойчивую поляризацию диэлектрика. Напротив, в предположении сильного перезахвата эффективный фактор релаксационного процесса должен быть намного меньше частотного фактора центров захвата (см. § 2.1). Таким образом, полученные экспериментальные данные СТСТ свидетельствуют о том, что центры захвата носителей заряда с энергиями активации 0,20; 0,72 и 0,96 эВ, ответственные наряду с диполями (0,42 эВ) за устойчивую поляризацию в слоях окиси иттрия, опустошаются при наличии сильного перезахвата.

10.3.2. Сопоставление энергетического спектра электрически активных дефектов в пленках окиси иттрия и других соединений редкоземельных элементов. Результаты экспериментального исследования энергетического спектра электрически активных дефектов в слоях окиси неодима и ряда смешанных окислов редкоземельных элементов [83, 322] представлены на рис. 7.6, б, 7.7, б, 10.18 и сведены в табл. 10.3, в которую для удобства сравнения включены энергетические характеристики электрически активных дефектов в слоях окиси иттрия.

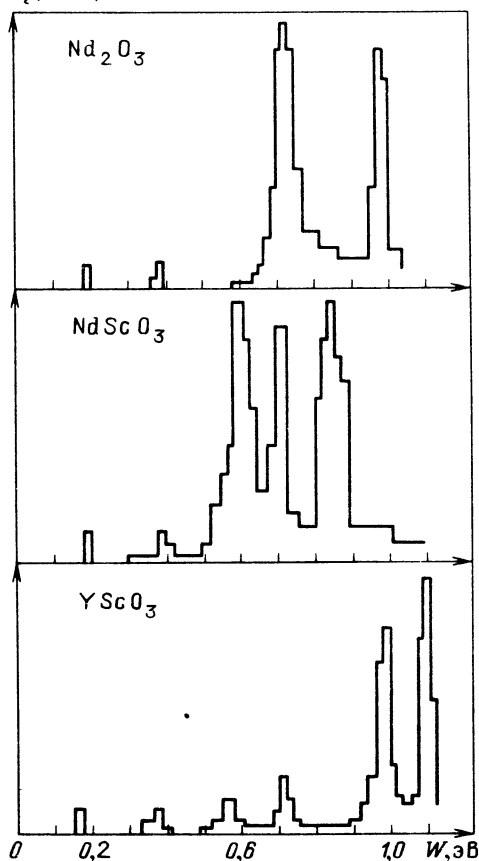
Наблюдаемое подобие энергетических спектров электрически активных дефектов в исследуемых слоях отражено в таблице выделением четырех групп энергетических уровней — А, Б, В, Г. Основанием для такой

Т а б л и ц а 10.3

Материал слоя	Наиболее вероятные значения энергии активации электрически активных дефектов, эВ			
	А	Б	В	Г
Y_2O_3	0,20	0,42	0,72	0,96
$YScO_3$	0,16	0,38	0,59; 0,75	0,98; 1,11
$NdScO_3$	0,18	0,40	0,63; 0,72	0,87
$NdAlO_3$	0,15	0,35	0,60; 0,70	0,89; 1,19
Nd_2O_3	0,20	0,39	0,75	1,00

Рис. 10.18. Энергетические спектры электрически активных дефектов в пленках окислов редкоземельных элементов, полученные по данным ФТСТ

$\Delta Q/\Delta W$, атн.ед.



группировки обнаруженных энергетических уровней послужили: близость численных значений энергии активации, данные по температурным зависимостям проводимости на постоянном токе и диэлектрических потерь, а также специфические особенности поведения соответствующих пиков ТСТ КЗ при варьировании условий поляризации и после действия различного рода термообработок. Так, например, пики ТСТ КЗ, связанные с уровнями групп А и Б, обусловлены нейтральными центрами захвата или диполями. Термообработка слоев (2 ч, 250 °С) как на воздухе, так и в вакууме приводит к уменьшению величины соответствующих пиков ТСТ КЗ в 2–3 раза. Пики ТСТ КЗ, связанные с уровнями группы В, после указанных термообработок уменьшаются примерно в 10 раз. Что

касается пиков тока ТСД, соответствующих уровням группы Г, то при указанной термообработке в вакууме их величина уменьшается примерно в 10 раз, а при термообработке на воздухе – примерно в 20 раз [74, 322].

Сравнение воздействия различных термообработок на ИК-спектры и пики тока ТСТ КЗ позволяет предположить, что энергетические уровни групп А и Б связаны с наличием в исследуемых слоях гидроксильных групп [322].

Уровни группы В связываются с собственными дефектами типа "межузельный атом металла" [322]. В пользу этого предположения свидетельствует тот факт, что в смешанных окислах, содержащих два сорта атомов металла, уровень группы В расщепляется на два подуровня. Преднамеренное легирование окиси иттрия скандием также приводит к появлению расщепления максимума энергетического спектра электрически активных дефектов (см. рис. 8.6) [92].

За уровни группы Г отвечают, по всей видимости, собственные дефекты, связанные с кислородными вакансиями. В пользу этого предположения свидетельствует более сильное уменьшение концентрации центров захвата после термообработки на воздухе по сравнению с термообработкой в вакууме.

кой в вакууме. Расщепление уровня Γ на два подуровня в слоях YScO_3 и NdAlO_3 можно объяснить, если предположить, что в указанных слоях образуются изоструктуры (т.е. что смешанный окисел представляет собой твердый раствор простых окислов). Это предположение подтверждается литературными данными [150], согласно которым YScO_3 обычно представляет собой твердый раствор $\text{Y}_2\text{O}_3 \cdot \text{Sc}_2\text{O}_3$. В то же время, согласно [150], NdScO_3 не образует твердый раствор, а имеет структуру типа YSrO_3 . Последнее объясняет, почему у слоев NdScO_3 уровень Γ не расщепляется. Наличие изoelekтронного замещения в смешанных окислах редкоземельных элементов может в принципе приводить к появлению очень мелких дополнительных центров захвата, однако их обнаружение в исследуемом диапазоне температур (выше 77 К) не представляется возможным.

Подобие энергетических спектров электрически активных дефектов у исследуемых слоев простых и смешанных окислов редкоземельных элементов, а также вытекающая из этого подобия близость электрофизических свойств указанных слоев свидетельствуют об относительно слабом влиянии изoelekтронного замещения на перечисленные факторы.

§ 10.4. ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ЗАРЯДА В ТЕРМИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ SiO_2

МДП-структуры на основе двуокиси кремния нашли в последние годы чрезвычайно широкое применение в электронной технике. На базе указанных структур создаются как простейшие приборы (варикапы, ключи, транзисторы), так и большие интегральные схемы (см. [60, 159]). Появление МДП-структур на основе двуокиси кремния ознаменовало собой разработку и внедрение в электронной промышленности новой планарной технологии [60].

Указанное обстоятельство объясняет тот большой интерес, который проявляют разработчики и исследователи к изучению электрофизических свойств диэлектрических слоев термической двуокиси кремния в составе МДП-структур. Значительное число работ посвящено термостимулированной релаксации заряда в слоях двуокиси кремния МДП-структур, а также применению метода термостимулированных токов для контроля качества и технологии изготовления указанных слоев [20, 58, 127, 145, 158, 194, 196, 209, 210, 249, 341, 343, 374, 377, 378, 398, 453, 493]. Количественные данные и интерпретация экспериментальных результатов в отмеченных работах зачастую существенно различаются, а иногда и противоречат друг другу. Такое положение, по всей видимости, объясняется сильным влиянием на электрофизические процессы в МДП-структурах технологии изготовления последних. К сожалению, в ряде работ отсутствуют необходимые данные по технологии изготовления исследуемых структур, что затрудняет использование описанных в этих работах результатов.

В настоящем параграфе приводятся результаты экспериментального исследования МДП-структур на основе термической двуокиси кремния [86, 89, 90, 92, 93, 199, 323], которые для облегчения интерпретации и удобства сравнения с литературными данными сгруппированы по технологическому признаку и выделены в соответствующие пункты. В качестве

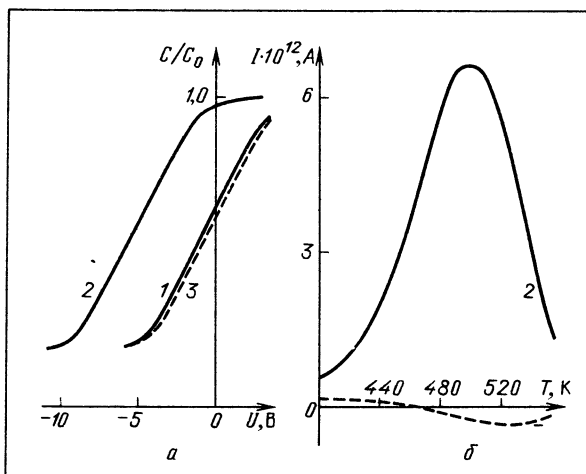


Рис. 10.19. ВФХ (а) и ТСТ КЗ (б) МДП-структур на основе "сухой" двуокиси кремния (1 – до поляризации; 2 – после поляризации, +40 В на затворе; 3 – после поляризации, -40 В на затворе; скорость нагрева при деполяризации 0,2 К/с)

основного метода исследования применяется термоактивационная токовая спектроскопия.

10.4.1. Слои двуокиси кремния, полученные термическим окислением кремния в атмосфере сухого кислорода. Исследовались структуры $Al-SiO_2-Si$ [93, 199]. Пленки двуокиси кремния (толщиной $100 \div 200$ нм) получались окислением кремниевых подложек в сухом кислороде при температуре $1050^\circ C$. Алюминиевые электроды наносились термическим испарением в вакууме. Измерялись ТСТ КЗ, ФТСТ, а также вольт-фарадные характеристики (ВФХ) МДП-структур.

ВФХ у исследуемых структур обнаруживают ярко выраженную асимметрию относительно знака поляризующего поля (рис. 10.19, а). При положительном потенциале металлического затвора МДП-структуры в процессе предварительной термополевой обработки ВФХ смещается по оси напряжений в $10 \div 20$ раз сильнее, чем при отрицательном потенциале. Последующий прогрев структуры в закороченном состоянии до температуры 560 К возвращает ВФХ на исходную позицию. То, что знак смещения ВФХ по оси напряжений оказывается противоположным знаку поляризующего поля на затворе, свидетельствует, согласно [59], об объемно-зарядовом или дипольном механизме релаксации заряда в диэлектрическом слое, однако наличие полевой асимметрии (о которой говорилось выше) исключает вторую гипотезу.

Результаты исследования влияния термополевых обработок на ВФХ МДП-структур полностью согласуются с результатами исследования ТСТ КЗ этих структур. ТСТ КЗ у исследуемых структур также обнаруживают сильную асимметрию относительно знака поляризующего поля (см. рис. 10.19, б). При положительном потенциале затвора в процессе поляризации на кривых ТСТ КЗ появляется широкий пик в области 500 К (направление тока деполяризации противоположно направлению тока поляриза-

ции). Если же направление поляризирующего поля изменить на противоположное, то величина ТСТ КЗ оказывается пренебрежимо малой по сравнению с соответствующей величиной при положительном потенциале металлического электрода в процессе поляризации. Направление деполяризационного тока и его асимметрия относительно знака напряжения поляризации свидетельствуют об объемно-зарядовом механизме поляризации диэлектрического слоя.

Приведенные результаты хорошо согласуются с данными работы [174], в которой наблюдаемые явления объясняются миграцией ионов натрия от внешней границы раздела (Me-SiO_2) к внутренней границе раздела ($\text{SiO}_2\text{-Si}$). Привлечение данных по изотопному и нейтронно-активационному анализу [349], согласно которым концентрация ионов натрия на внешней границе термически выращенных пленок двуокиси кремния по крайней мере на порядок величины возрастает, позволяет в рамках указанной выше модели успешно объяснить наблюдаемую асимметрию ТСТ КЗ и ВФХ относительно знака поляризирующего поля.

Вместе с тем предложенная в [174] модель релаксации заряда в пленках "сухой" двуокиси кремния плохо согласуется с некоторыми экспериментальными закономерностями, которые наблюдались в указанных пленках другими авторами. Так, в частности, энергия активации релаксационного процесса, определенная в [174] по пику ТСТ КЗ (к сожалению, в работе не указан способ расчета энергии), равняется $0,57 \pm 0,03$ эВ, что существенно отличается от значений энергии активации миграции ионов натрия в двуокиси кремния, определенных независимыми методами ($0,8$ эВ [198]; $0,7 \div 0,9$ эВ [291]; $1,0$ эВ [456]). Кроме того, увеличение температуры поляризации МДП-структуры (от 0 до 180°C) приводит, согласно [93], к смещению положения пика ТСТ КЗ от 510 до 497 К (рис. 10.20). Обнаруженная экспериментальная зависимость ТСТ КЗ от условий поляризации может найти объяснение в рамках моделей: эффекта сильного внутреннего поля (см. § 5.5), квазинепрерывного энергетического распределения релаксационных процессов (см. § 5.1 и 5.2). Для выбора наиболее предпочтительной модели релаксации заряда в структурах $\text{Al-SiO}_2\text{-Si}$ были проведены исследования ФТСТ [93, 199].

Эффективная энергия активации, рассчитанная по данным ФТСТ, с ростом температуры образца сначала возрастает от $0,57$ до $1,52$ эВ, а затем уменьшается до уровня $1,0$ эВ, на котором стабилизируется (рис. 10.21, а). Сопоставление температурной зависимости эффективной энергии активации с температурной зависимостью огибающей кривых ФТСТ (рис. 10.21, б) свидетельствует о том, что в исследуемых структурах реализуется два различных релаксационных процесса: первый характеризуется наличием распределения энергий активации в диапазоне $0,57 \pm \pm 1,52$ эВ *) (наивероятнейшая энергия активации $1,4$ эВ, частотный фактор $4,9 \cdot 10^{12}$ Гц); второй имеет энергию активации $1,05 \pm 0,05$ эВ и частотный фактор $3 \cdot 10^8$ Гц. Полученное соотношение энергий и частотных фак-

*) В [174] всему пику ТСТ КЗ приписывается значение энергии активации, которое на самом деле является лишь нижней границей энергетического распределения. Следует, однако, напомнить, что на начальном участке пика ТСТ КЗ проявляется именно нижняя граница распределения.

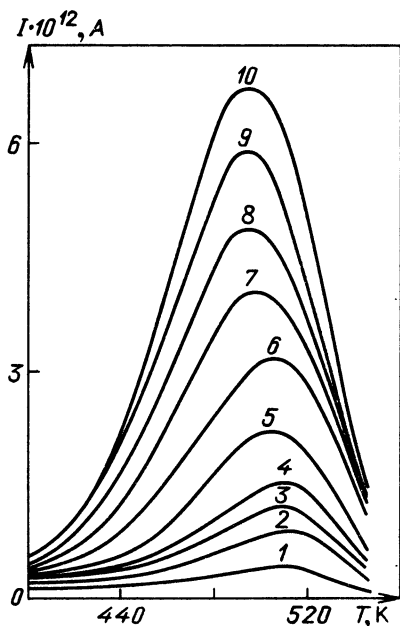


Рис. 10.20. Семейство кривых ТСТ КЗ в пленках "сухой" двуокиси кремния, полученных при различных температурах поляризации: T_b : 0 (кривая 1), 20 (2), 40 (3), 60 (4), 80 (5), 100 (6), 120 (7), 140 (8), 160 (9), 180 °С (10); напряжение поляризации +40 В на затворе

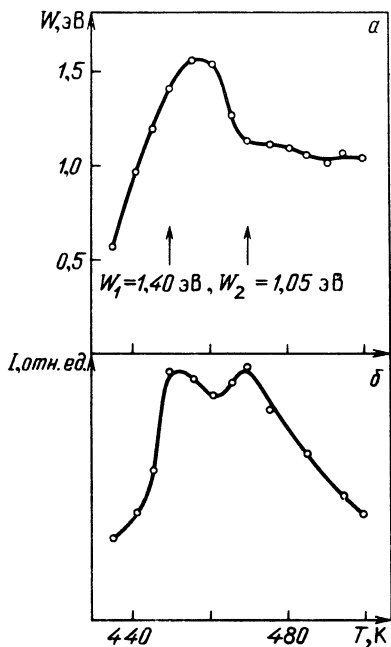


Рис. 10.21. Температурные зависимости эффективной энергии активации (а) и огибающей кривых тока ФТСТ (б) в МДП-структурах на основе термических пленок двуокиси кремния, полученных окислением в атмосфере сухого кислорода

торов таково, что при температурах ниже 470 ± 480 К вероятность реализации первого процесса меньше вероятности реализации второго процесса, а при более высоких температурах — наоборот.

Полученные экспериментальные закономерности можно объяснить, если предположить, что в термических пленках "сухой" двуокиси кремния положительные носители заряда (например, те же ионы натрия) смещаются в процессе поляризации ("+" на металлическом электроде) из резервуара носителей заряда на границе раздела Al-SiO₂ через толщу диэлектрика к границе раздела Si-SiO₂, где и закрепляются на ионных ловушках, энергетическая глубина которых распределена в интервале $0,57 \div 1,51$ эВ. Последующий процесс деполяризации является двухстадийным: в результате термической активации носители заряда выбрасываются из ловушек, а затем мигрируют через толщу диэлектрического слоя обратно к границе раздела Al-SiO₂ (энергия активации этого процесса хорошо согласуется с энергией миграции ионов натрия).

При низких температурах лимитирующей стадией является выброс из ловушек, а при более высокой — собственно миграция через диэлектрик (соответственно параметры этих процессов последовательно проявляются

в данных ФТСТ). В пользу этой версии свидетельствуют величина отношения заряда, определяемого по ТСТ КЗ, к заряду, найденному по сдвигу ВФХ (0,91), а также хорошее согласие между временем релаксации, рассчитанным по данным ФТСТ для высокотемпературного процесса, и временем максвелловской релаксации для тех же температур [93].

При поляризации МДП-структур с отрицательным потенциалом на металлическом затворе носители заряда в рамках обсуждаемой модели могут смещаться лишь на расстояния, значительно меньшие по сравнению с толщиной пленки, поскольку они уже сосредоточены вблизи затвора. Это и приводит к малым величинам соответствующего ТСТ КЗ и смещения ВФХ.

Предложенная модель позволяет также объяснить наблюдаемую на опыте зависимость кривых ТСТ КЗ от степени поляризации образца (см. рис. 10.20) без привлечения модели эффекта сильного поля. Действительно, увеличение степени поляризации МДП-структуры (при "+" на затворе) означает увеличение степени заполнения ионных ловушек на внутренней границе раздела. Следовательно, в последующем процессе деполяризации вклад в ТСТ КЗ стадии, лимитируемой выбросом носителей заряда из ловушек, будет увеличиваться по сравнению со стадией, лимитируемой миграцией заряда через диэлектрик. Поскольку параметрам $W = 1,40$ эВ, $\omega = 4,9 \cdot 10^{12}$ Гц (параметры первой стадии) и $\beta = 0,2$ К/с соответствует максимум при температуре 485 К, то, следовательно, положение результирующего пика ТСТ КЗ по мере увеличения вклада первой стадии должно смещаться к этой температуре, что и наблюдается на опыте.

В заключение пункта отметим, что версия об участии в процессе релаксации заряда ионных ловушек на границе раздела Si-SiO₂ выдвигалась неоднократно [212, 339]. Использование такого мощного метода исследования, как ФТСТ, позволило дополнительно обосновать описанную модель, а также получить ее количественные характеристики.

10.4.2. Слои термической двуокиси кремния, полученные в атмосфере "сухого - влажного - сухого" кислорода. В работах [89, 92, 134, 199, 323] исследовались структуры Me-SiO₂-Si, в которых слои SiO₂ (толщиной 0,3 ÷ 0,6 мкм) получались термическим окислением кремниевых пластин при температуре 1150 ÷ 1200 °С в атмосфере "сухого - влажного - сухого" кислорода (время окисления соответственно равно 5, 30, 40 мин). В качестве электрода применялись либо тонкая алюминиевая пленка, полученная термическим испарением в вакууме, либо многослойная система V-Cu-Ni, в которой слои V и Cu получались электронно-лучевым испарением в вакууме, а слой Ni - химическим осаждением. Буферный слой ванадия наносился как для улучшения адгезии контактов к диэлектрику, так и для блокирования щелочных ионов, содержащихся в диэлектрике [56].

Выше, на рис. 8.5 приведена типичная зависимость ТСТ КЗ в исследуемых структурах. Наблюдаются три хорошо разделяющихся пика ТСТ КЗ (пик I - температура максимума тока $T_m \approx -20$ °С; пик II - $T_m \approx 70$ °С; пик III - $T_m \approx 330$ °С). Величина и температурное положение первых двух пиков ТСТ КЗ не зависят от полярности поляризуемого поля. Зависимости тока максимума I_m этих двух пиков от напряжения по-

ляризации практически линейные. Совокупность этих данных позволяет предположить, что релаксационные процессы, ответственные за пик I и пик II, связаны с дипольной поляризацией (с ориентацией "жестких" диполей или с тепловыми диполями). Напротив, пик III, величина которого существенно зависит от полярности напряжения поляризации, очевидно, связан с объемно-зарядовой поляризацией. При положительном потенциале металлического затвора в процессе поляризации величины пика ТСТ КЗ в $2,5 \div 3$ раза больше, чем при отрицательном потенциале, если в качестве затвора используется Al, и в $6 \div 10$ раз больше, если используется затвор V-Cu-Ni.

Наиболее вероятные значения энергии активации обнаруженных релаксационных процессов, определяемые путем сопоставления кривых ТСТ КЗ и температурной зависимости эффективной энергии активации (см. рис. 8.5), равны 0,48 эВ (пик I); 0,80 эВ (пик II) и 1,3 эВ (пик III). Все три релаксационных процесса характеризуются наличием энергетических распределений. Более того, сопоставление температурных зависимостей эффективной энергии активации и эффективного частотного фактора (рис. 10.22) свидетельствует о том, что низкотемпературный релаксационный процесс связан с двумерным квазинепрерывным распределением ди-

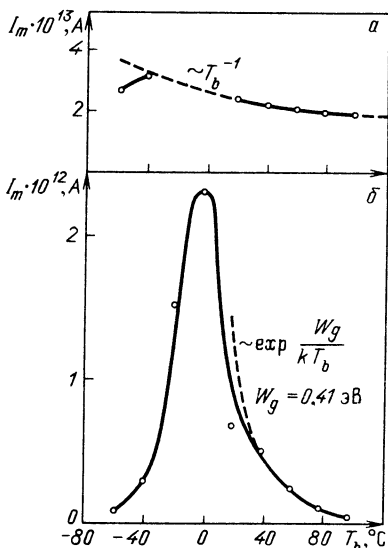
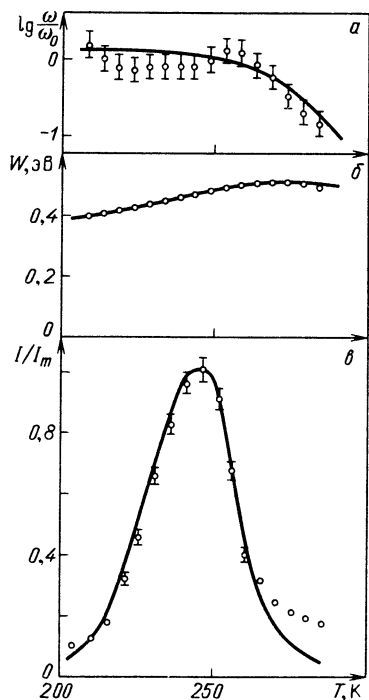


Рис. 10.22. Фрагмент температурных зависимостей эффективного частотного фактора (а), эффективной энергии активации (б) и огибающей кривых ФТСТ (в) для пленок "влажной" двуокиси кремния (сплошные кривые получены численным методом)

Рис. 10.23. Зависимость величины пиков ТСТ КЗ (а – низкотемпературного, б – высокотемпературного) от температуры поляризации. Штриховые линии соответствуют предполагаемым теоретическим зависимостям

полей по энергии активации и частотно-му фактору [92, 323]. Подгонка температурных зависимостей эффективной энергии активации, эффективного частотного фактора и термостимулированного тока, получаемых методом математического моделирования, под соответствующие экспериментальные зависимости (см. рис. 10.22) позволяет оценить параметры этого двумерного распределения ($W_0 = 0,48$ эВ; $\Delta W = 0,02$ эВ; $\omega_0 = \Delta\omega = 1,15 \cdot 10^7$ Гц).

Зависимость величины максимума ТСТ КЗ от температуры поляризации для первого пика (рис. 10.23, а) согласуется с теоретически предсказываемой для дипольной поляризации — гиперболической (см. § В.2), а для второго пика наблюдается более резкий спад — практически экспоненциальный (рис. 10.23, б). Аномальный характер зависимости второго пика от температуры поляризации можно объяснить на основе представлений об ассоциации-диссоциации электрически активных дефектов (см. § 5.3). В пользу этого предположения свидетельствует также экспериментально наблюдаемая зависимость величины пика I от времени предварительного (т.е. до поляризации) отжига исследуемой структуры при 400°C (с ростом времени отжига величина пика I растет при прочих равных условиях). По зависимости величины пика I от температуры поляризации (при помощи описанной в § 5.3 методики) определена энергия диссоциации обнаруженных полярных комплексов (0,41 эВ).

Таким образом, термоактивационная токовая спектроскопия "влажных" термических слоев двуокиси кремния свидетельствует о существовании в них трех различных процессов релаксации заряда: при температурах ниже 0°C — ориентация (реориентация) "жестких" диполей, характеризующихся двумерным квазинепрерывным распределением; в области температур $(0 \div 150)^\circ\text{C}$ — ориентация (реориентация) тепловых диполей, концентрация которых контролируется процессами ассоциации и диссоциации дефектов; в области температур $(150 \div 400)^\circ\text{C}$ — миграция носителей заряда через диэлектрический слой.

В заключение параграфа отметим, что описанные результаты экспериментального исследования слоев двуокиси кремния полностью подтверждают известное мнение о решающем влиянии технологии изготовления на электрофизические процессы в МДП-структурах. Вместе с тем необходимо подчеркнуть высокую чувствительность термоактивационной токовой спектроскопии к вариациям технологического процесса изготовления МДП-структур. Это открывает перспективу использования метода термостимулированных токов для контроля не только качества МДП-структур, но и технологии изготовления последних.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методы термоактивационной токовой спектроскопии (ТТС) в последние годы все шире применяются для исследования электрически активных дефектов и электрофизических явлений в высокоомных полупроводниках и диэлектриках. Наглядным примером этого могут служить материалы Шестого международного симпозиума по электретах (Оксфорд, 1988 г.), в которых из 167 докладов каждый четвертый так или иначе связан с ТТС.

Естественно возникает вопрос: в чем причина постоянного интереса исследователей к ТТС и роста числа публикаций по соответствующей тематике? Очевидно, не последнюю роль в этом играют наглядность и относительная простота технической реализации термоактивационных методов. Однако основными причинами наблюдающейся популярности ТТС, на наш взгляд, являются достигнутое в 80-х годах существенное развитие теории термостимулированных токов применительно к объектам с неупорядоченной структурой, а также разработка новых экспериментальных методов и приемов ТТС. Следует также отметить появление промышленно изготавливаемых установок для проведения исследований термостимулированных токов.

Перспективными направлениями дальнейшего развития ТТС в области теории термостимулированных процессов представляются:

- создание последовательной теории термостимулированного переноса заряда в режиме неравновесного (дисперсионного) транспорта;
- разработка микроскопической теории термостимулированной релаксации заряда для модельных объектов с целью определения физического содержания феноменологических параметров ТТС;
- развитие феноменологической теории ТТС в рамках подхода неравновесной термодинамики;
- численное моделирование сложных, не поддающихся аналитическому решению процессов термостимулированной релаксации заряда (например, в случае взаимодействия дефектов, влияния условий на контактах и т.п.);
- учет химических превращений, а также влияния механических напряжений и деформаций в исследуемых материалах на термостимулированную электрическую релаксацию в этих материалах.

В области экспериментальной методики ТТС представляется перспективным:

– разработка комплексных методик исследования термостимулированной релаксации заряда (ТСТ КЗ в термо- и фотоэлектретированных образцах; параллельное измерение термостимулированных токов, люминесценции, электронной эмиссии, поверхностной плотности заряда и т.п.);

– применение вычислительных средств (микропроцессоров, микро-ЭВМ) для управления измерительной установкой, а также для регистрации и предварительной обработки экспериментальных данных ТТС;

– разработка программного обеспечения ЭВМ для определения энергетического спектра электрически активных дефектов в исследуемом материале по термостимулированному току, измеренному при произвольном режиме нагревания;

– экспериментальная апробация теоретически обоснованной в [214] методики неравновесной ТТС, основанной на использовании кратковременного нагревания материала импульсом света.

Приведенный перечень перспективных направлений развития ТТС не претендует на полноту, однако уже из него видно, что на сегодняшний день возможности ТТС далеко не исчерпаны. По всей видимости, методы ТТС могут быть эффективно использованы при исследовании всевозможных физических явлений, происходящих в высокоомных полупроводниках и диэлектриках, а также в приборах на их основе, если в результате этих физических явлений происходит изменение зарядового состояния и (или) изменение пространственного положения электрически активных дефектов в исследуемом объекте.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Абашкин В.Г., Андриеш А.М., Циуляну Д.И.* // Получение и исследование новых материалов полупроводниковой техники. – Кишинев: Штиинца, 1980. – С. 187–192.
2. *Аванесян В.Т., Бордовский Г.А., Степанов В.В.* // Вопросы радиоэлектроники. Сер. ПТО. – 1982. – № 3. – С. 51–56.
3. *Аванесян В.Т., Бордовский Г.А., Степанов В.В.* // Вопросы радиоэлектроники. Сер. ПТО. – 1984. – № 1. – С. 125–129.
4. *Аверьянов В.Л., Коломиец Б.Т., Любин В.М.* // ФТП. – 1970. – Т. 4, вып. 2. – С. 394–395.
5. *Аверьянов В.Л., Берил С.П., Бордовский Г.А. и др.* // ФТП. – 1985. – Т. 19, № 3. – С. 555–559.
6. *Адирович Э.И.* Некоторые вопросы теории люминесценции кристаллов. – М.: ГИТТЛ, 1956. – 350 с.
7. *Андриеш А.М., Шутов С.Д.* // ФТП. – 1974. – Т. 8, № 10. – С. 1936–1941.
8. *Анненков Ю.М., Сигаев Г.И., Боев С.Г.* // Тез. докл. Всес. конф. "Физика диэлектриков". – Караганда: Изд-е КПИ, 1978. – С. 109–110.
9. *Антонов-Романовский В.В.* Кинетика фотолюминесценции кристаллофосфоров. – М.: Наука, 1966. – 324 с.
10. *Ануфриев Ю.П., Бордовский В.А., Бордовский Г.А.* // Изв. вузов. Физика. – 1969. – № 6. – С. 146–148.
11. *Ануфриенко В.В.* // Обмен опытом в электронной промышленности. – 1969. – № 3. – С. 10–15.
12. *Архипов В.И., Руденко А.И.* // ФТП. – 1976. – Т. 10, № 4. – С. 729–734.
13. *Архипов В.И.* // Математическое моделирование и экспериментальное исследование электрической релаксации в элементах микросхем. – М.: Изд-е МИЭМ, 1986. – С. 23–27.
14. *Архипов В.И., Руденко А.И., Андриеш А.М., Шутов С.Д.* Нестационарные инжекционные токи в неупорядоченных твердых телах. – Кишинев: Штиинца, 1983. – 175 с.
15. *Архипов В.И., Руденко А.И., Храмченков Д.В.* // Тез. докл. н.-т. конф. "Электреты и их применение в радиотехнике и электронике". – М.: Изд-е МИЭМ, 1988. – С. 2–3.
16. *Архипов В.И., Гороховатский Ю.А.* // Электрическая релаксация в материалах и изделиях электронной техники. – М.: Изд-е МИЭМ, 1990. – С. 3–10.
17. *Асатрян Г.Г., Волокобинский Ю.М., Саморуков Б.Е.* // Тез. докл. II Всес. н.-т. семинара "Пути повышения стабильности и надежности микроэлементов и микро-схем". – Рязань: Изд-е РРТИ, 1981. – ч. I. – С. 106–108.
18. *Баларин М.* // ФТП. – 1981. – Т. 15, № 11. – С. 2216–2223.
19. *Барановский С.Д., Бордовский Г.А., Казакова Л.П. и др.* // ФТП. – 1984. – Т. 18, № 6. – С. 1016–1020.

20. Бекерис Ю.Я., Калныня Р.П., Фелтынь И.А. // Изв. АН Латв ССР. Сер. физ. и техн. наук. – 1978. – № 2. – С. 16–21.
21. Белиничер В.И., Стурман Б.И. // УФН. – 1980. – Т. 130. – С. 415–429.
22. Беркович Ю.Б., Гороховатский Ю.А. // Изв. АН Латв ССР. Сер. физ. и техн. наук. – 1971. – № 2. – С. 45–50.
23. Богородицкий Н.П., Таирова Д.А., Сорокин В.С. // ФТТ. – 1964. – Т. 6, вып. 8. – С. 2301–2306.
24. Бордовский В.А., Кишмария С.Р. // Физическая и полупроводниковая электроника. – Л.: Изд-е ЛГПИ, 1971. – С. 40–42.
25. Бордовский В.А., Бордовский Г.А., Извозчиков В.А. // Доклады Межд. конф. по высокоомным полупроводн., фотоэлектретам и электрофотографии. – София: Изд-е Болгарской Академии наук, 1977. – С. 111–117.
26. Бордовский Г.А., Извозчиков В.А. // Уч. зап. ЛГПИ им. А.И. Герцена. – Л.: Изд-е ЛГПИ, 1965. – Т. 265. – С. 268–276.
27. Бордовский Г.А., Галанцева М.Л., Извозчиков В.А. // Электронная техника. Сер. 4. – 1968. – № 2. – С. 244–246.
28. Бордовский Г.А., Извозчиков В.А. // ФТП. – 1968. – Т. 2, № 7. – С. 1035–1037.
29. Бордовский Г.А., Извозчиков В.А. // Вопросы радиофизики и спектроскопии. – М.: Изд-е МГПИ, 1968. – С. 292–296.
30. Бордовский Г.А., Извозчиков В.А. // ФТП. – 1970. – Т. 4, № 6. – С. 1171–1173.
31. Бордовский Г.А., Извозчиков В.А. // Изв. вузов. Физика. – 1970. – № 9. – С. 140–143.
32. Бордовский Г.А. // Физическая электроника. – Л.: Изд-е ЛГПИ, 1974. – Ч. 3. – С. 57–62.
33. Бордовский Г.А. // Физическая электроника. – Л.: Изд-е ЛГПИ, 1974. – Ч. 3 – С. 62–67.
34. Бордовский Г.А. // Физическая электроника. – Л.: Изд-е ЛГПИ, 1974. – Ч. 3. – С. 67–70.
35. Бордовский Г.А. // Оптика и спектроскопия. – 1974. – Т. 37, № 6. – С. 1182–1185.
36. Бордовский Г.А., Бойцов В.Г., Демидов Б.П. // Проблемы исследования свойств сегнетоэлектриков. – Ужгород: Изд-е УжГУ, 1974. – С. 88–89.
37. Бордовский Г.А., Бойцов В.Г., Демидов Б.П. // Материалы конф. "Аморфные полупроводники". – Райнгардсбрун, ГДР, 1974. – С. 417–420.
38. Бордовский Г.А. // Бессеребряные и необычные фотографические процессы и электрофотография. – Кишинев: Изд-е ИПФ АН МССР, 1975. – С. 31–33.
39. Бордовский Г.А., Дикарев Н.М. // Изв. вузов. Физика. – 1976. – № 7. – С. 92–97.
40. Бордовский Г.А., Извозчиков В.А., Шамба Э.М. // Физическая и полупроводниковая электроника. – Л.: Изд-е ЛГПИ, 1976. – С. 41–44.
41. Бордовский Г.А., Шамба Э.М. // Физическая электроника. – Л.: Изд-е ЛГПИ, 1977. – С. 43–45.
42. Бордовский Г.А., Кожевников К.Л. // Изв. АН СССР. Неорганич. матер. – 1979. – Т. 15, № 5. – С. 899–900.
43. Бордовский Г.А. // Электрическая релаксация и электретный эффект в твердых диэлектриках. – Л.: Изд-е ЛГПИ, 1980. – С. 25–30.
44. Бордовский Г.А., Богословский В.И., Бесхлебный А.И. и др. // Физические явления в некристаллич. полупроводниках. – Кишинев: Изд-е ИПФ АН МССР, 1980. – С. 170–173.
45. Бордовский Г.А., Анисимова Н.И., Аванесян В.Т. // Изв. АН СССР. Неорганич. матер. – 1981. – Т. 17, № 2. – С. 291–293.
46. Блумберг Я.Э., Гравер В.Е., Зирап В.Э., Круминьш И.Я. // Уч. зап. Латв. ГУ. Т. 193: Электронные и ионные процессы в ионных кристаллах. – Рига: Изд-е Латв. ГУ, 1973. – Вып. I. – С. 163–170.
47. Бовтун В.П., Поглаво Ю.М. // Тез. докл. Всес. конф. "Физика диэлектриков". Секц. "Диэлектрическая релаксация". – Томск: Изд-е ТПИ, 1988. – С. 9–10.
48. Богородицкий Н.П., Волокобинский Ю.М., Воробьев А.А., Тареев Б.М. Теория диэлектриков. – М. – Л.: Энергия, 1965. – 344 с.
49. Боев С.Г., Падерин В.А. // Тез. докл. н.-т. конф. "Электреты и их применение в радиотехнике и электронике". – М.: Изд-е МИЭМ, 1988. – С. 68–69.

50. *Бойко И.И., Рашба Э.Н., Трофименко А.Г.* // ФТТ. – 1960. – Т. 2, вып. I. – С. 109–117.
51. *Бойцов В.Г., Рычков А.А.* // Электрическая релаксация и электретный эффект в твердых диэлектриках. – Л.: Изд-е ЛГПИ, 1980. – С. 53–61.
52. *Бойцов В.Г., Григорьев О.В., Рожков И.Н.* // Тез. докл. VI Всес. конф. "Физика диэлектриков". Секц. "Диэлектрическая релаксация". – Томск: Изд-е ТПИ, 1988. – С. 40–41.
53. *Бриллиантов Н.А., Моргенштерн З.Л.* // ЖЭТФ. – 1938. – Т. 8, вып. 4. – С. 401–403.
54. *Бугриенко В.И., Деньга Э.М., Титов А.В.* // Совещание по глубоким центрам в полупроводниках. Краткое содержание докладов. – Одесса, 1972. – С. 31.
55. *Буллах В.И.* // Электретный эффект и электрическая релаксация. – М.: Изд-е МИЭМ, 1979. – С. 27–38.
56. *Валиев К.А., Лебедев В.Н., Лубашевский В.П.* Микромощные интегральные схемы. – М.: Сов. радио, 1975. – 198 с.
57. *Варданян Р.А.* // ЖЭТФ. – 1977. – Т. 73. – С. 2311–2315.
58. *Вертопрахов В.Н., Кучумов Б.М., Резниченко М.Ф., Сальман Е.Г.* // Изв. вузов. Физика. – 1976. – № 3. – С. 141–142.
59. *Вертопрахов В.Н., Сальман Е.Г.* Термостимулированные токи в неорганических веществах. – Новосибирск: Наука, 1979. – 336 с.
60. *Вертопрахов В.Н., Кучумов Б.М., Сальман Е.Г.* Строение и свойства структуры SiO_2 . – М. – Новосибирск: Наука, 1981. – С. 176.
61. *Гайлитис А.А., Янсон А.Л., Витол И.К.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1969. – Т. 33, № 6. – С. 977–979.
62. *Гайлитис А.А., Витол И.К.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1971. – Т. 35, № 7. – С. 1301–1304.
63. *Гайлитис А.А.* // Электронные и ионные процессы в ионных кристаллах. – Рига: Изд-е Латв. ГУ, 1973. – Вып. I. – С. 224–231.
64. *Гайлитис А.А., Кулис П.А.* // Уч. зап. Латв. ГУ. Электронные и ионные процессы в ионных кристаллах. – Рига: Изд-е Латв. ГУ, 1974. – Т. 208. – С. 66–77.
65. *Гальперин М.П., Масленников Ю.А.* // Приборы и системы управления. – 1978. – № 10. – С. 7–9.
66. *Гилязов С.Ф.* Методы решения линейных некорректных задач. – М.: Изд-е МГУ, 1987. – 128 с.
67. *Гладкий В.В., Желудев И.С.* // Кристаллография. – 1965. – Т. 10, № 1. – С. 63–68.
68. *Глестон С., Лейдер К., Эйринг Г.* Теория скоростей реакции: Пер. с англ. – М.: Мир, 1948. – 584 с.
69. *Годра З.Ю., Серышин Я.М., Ирлин Р.В.* // Вопросы радиоэлектроники. Сер. технол. произв. и оборудов. – 1971. – Вып. 2. – С. 36–44.
70. *Гороховатский Ю.А.* // Изв. АН Латв. ССР. Сер. физ. и техн. наук. – 1972. – № 3. – С. 15–22.
71. *Гороховатский Ю.А.* // Изв. АН Латв. ССР. Сер. физ. и техн. наук. – 1973. – № 1. – С. 43–52.
72. *Гороховатский Ю.А., Зиран В.Э.* // Матер. Всес. конф. "Физика диэлектриков". – Л.: Изд-е ЛПИ, 1973. – Т. 3. – С. 37–38.
73. *Гороховатский Ю.А., Зиран В.Э.* // Докл. Межд. конф. по высокоомным полупров., фотоэлектретам и электрофотографии. – София: Изд-е Болгарской Академии наук, 1977. – С. 264–270.
74. *Гороховатский Ю.А., Ванаг С.А., Кундзинь А.П.* // Матер. Всес. конф. "Физика диэлектриков". – Л.: Изд-е ЛПИ, 1973. – Т. 3. – С. 50–51.
75. *Гороховатский Ю.А.* // Изв. АН Латв. ССР. Сер. физ. и техн. наук. – 1973. – № 4. – С. 23–28.
76. *Гороховатский Ю.А.* // Уч. записки Латв. ГУ. Электронные и ионные процессы в ионных кристаллах. – Рига: Изд-е Латв. ГУ, 1974. – Т. 208, вып. 2. – С. 129–132.
77. *Гороховатский Ю.А., Зиран В.Э.* // Механизмы релаксационных явлений в твердых телах. – Каунас: Изд-е КПИ, 1974. – С. 197–200.
78. *Гороховатский Ю.А., Жданок В.И., Звягин В.И.* // Радиационные повреждения в твердых телах. – Киев: Изд-е АН УССР, 1974. – Т. I. – С. 144–146.

79. *Гороховатский Ю.А., Жданок В.И.* // Тез. докл. симпоз. по физике системы полупроводник – пленка двуокиси кремния. – Рига: Изд-е ФЭИ АН Латв. ССР, 1974. – С. 78–79.
80. *Гороховатский Ю.А., Аболина Н.Я., Ванас С.А.* // Изв. АН Латв. ССР. Сер. физ. и техн. наук. – 1975. – № 1. – С. 34–38.
81. *Гороховатский Ю.А., Жданок В.И., Коварский М.М.* // Физика полупроводников и микроэлектроника. – Рязань: Изд-е РРТИ, 1976. – Вып. 3. – С. 103–108.
82. *Гороховатский Ю.А., Жданок В.И.* // Электронная техника. Сер. 8. Управление качеством и стандартизация. – 1976. – № 1 (43). – С. 67–71.
83. *Гороховатский Ю.А., Родионов А.Н., Жданок В.И.* // Изв. АН Латв. ССР. Сер. физ. и техн. наук. – 1976. – № 2. – С. 21–28.
84. *Гороховатский Ю.А., Губкин А.Н., Жданок В.И.* // Тез. докл. Всес. конф. "Физика диэлектриков". Пленарные доклады. – Караганда: Изд-е КПИ, 1978. – С. 25–28.
85. *Гороховатский Ю.А., Жданок В.И.* // Электретный эффект и электрич. релаксация. – М.: Изд-е МИЭМ, 1979, вып. 1. – С. 39–48.
86. *Гороховатский Ю.А., Пономарев А.П., Осокин Ю.В., Тулуевский В.М.* // Физика полупроводн. и микроэлектроника. – Рязань: Изд-е РРТИ, 1979. – Вып. 6. – С. 35–39.
87. *Гороховатский Ю.А., Маргулев А.И., Пономарев А.П.* // Физика полупроводников и микроэлектроника. – Рязань: Изд-е РРТИ, 1979. – Вып. 6. – С. 39–42.
88. *Гороховатский Ю.А., Губкин А.Н.* // Изв. вузов. Физика. – 1979. – № 12. – С. 7–13.
89. *Гороховатский Ю.А., Жданок В.И., Осокин Ю.В.* // Докл. VII Всес. симпоз. по электронным процессам на поверхности полупроводника и границе раздела полупроводник – диэлектрик. – Новосибирск: Изд-е ИФП АН СССР, 1980. – Ч. 2. – С. 165–166.
90. *Гороховатский Ю.А.* // Электрическая релаксация и электретный эффект в твердых диэлектриках. – Л.: Изд-е ЛГПИ, 1980. – С. 15–20.
91. *Гороховатский Ю.А.* // Изв. вузов. Физика. – 1981. – № 12. – С. 71–75.
92. *Гороховатский Ю.А.* Основы термодепольризационного анализа. – М.: Наука, 1981. – 176 с.
93. *Гороховатский Ю.А., Жданок В.И., Пономарев А.П.* // Тез. докл. Всес. конф. "Физика окисных пленок". – Петрозаводск: Изд-е ПГУ, 1982. – С. 91–92.
94. *Гороховатский Ю.А., Губкин А.Н., Малиновский В.К., Стурман Б.И.* // ФТТ. – 1982. – Т. 24, вып. 8. – С. 2483–2485.
95. *Гороховатский Ю.А., Губкин А.Н., Малиновский В.К., Стурман Б.И.* // Изв. вузов. Физика. – 1982. – № 7. – С. 32–35.
96. *Гороховатский Ю.А., Губкин А.Н.* // Тез. докл. Всес. конф. "Физика диэлектриков". – Баку: Изд-е АИ Аз. ССР, 1982. – С. 14.
97. *Гороховатский Ю.А., Губкин А.Н., Кирьянов Г.Г.* // Тез. докл. Всес. совещ. "Матем. моделир. и эксперим. исслед. электр. релаксации в элементах интегр. схем". – М.: Радио и связь, 1983. – С. 13–15.
98. *Гороховатский Ю.А., Губкин А.Н., Кирьянов Г.Г.* // Изв. вузов. Физика. – 1983. – № 1. – С. 100–105.
99. *Гороховатский Ю.А.* // Электретный эффект и электрич. релаксация в твердых диэлектриках. – М.: Изд-е МИЭМ, 1984. – С. 56–66.
100. *Гороховатский Ю.А., Кирьянов Г.Г.* Мат. моделир. и эксперим. исслед. электрич. релаксаций в элементах интегр. схем. – М.: Изд-е МИЭМ, 1984. – С. 20–24.
101. *Гороховатский Ю.А., Пономарев А.П., Сезонов Ю.И., Шаряпов М.Ш.* // Матем. моделирование и экспериментальное исследование электрической релаксации в элементах микросхем. – М.: Изд-е МИЭМ, 1985. – С. 72–76.
102. *Гороховатский Ю.А.* // Электрическая релаксация в элементах микросхем. – М.: Изд-е МИЭМ, 1988. – С. 134–144.
103. *Гороховатский Ю.А.* // Тез. докл. н.-т. конф. "Электреты и их применение в радиотехнике и электронике". – М.: Изд-е МИЭМ, 1988. – С. 65–67.
104. *Гороховатский Ю.А., Шаряпов М.Ш., Сезонов Ю.И.* // Тез. докл. н.-т. конф. "Электреты и их применение в радиотехнике и электронике". – М.: Изд-е МИЭМ, 1988. – С. 78–80.

105. *Гороховатский Ю.А., Шаряпов М.Ш.* // Тез. докл. конф. Сер. 6. Материалы. – М.: Изд-е ЦНИИ Электроника, 1988. – Вып. 5 (281). – С. 89–92.
106. *Гороховатский Ю.А.* // Электретный эффект и электрическая релаксация в твердых диэлектриках. – М.: Изд-е МИЭМ, 1988. – С. 47–57.
107. *Гороховатский Ю.А.* // Тез. межд. совещ. "Радиационная физика твердого тела". – М.: Изд-е МИЭМ, 1989. – С. 64.
108. *Гороховатский Ю.А., Шаряпов М.Ш.* // Математическое моделирование физических процессов в приборах микроэлектроники. – М.: Изд-е МИЭТ, 1989. – С. 124–131.
109. *Гражулис В.А., Кведер В.В., Мухина В.Ю., Осипьян Ю.А.* // Письма в ЖЭТФ. – 1976. – Т. 24. – С. 164.
110. *Гриценко В.А.* // Матер. симпоз. "Электронные процессы на поверхн. полупров. и на границе раздела полупроводник – диэлектрик". – Новосибирск: Изд-е ИФП СО АН СССР, 1974. – С. 115.
111. *Гросс Б.* // Электреты / Под ред. Г. Сесслера; Пер. с англ. – М.: Мир, 1983. – С. 271–356.
112. *Губкин А.Н., Сканапи Г.И.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1958. – Т. 22, № 3. – С. 303–308.
113. *Губкин А.Н.* Электреты. – М.: Изд-во АН СССР, 1961. – 156 с.
114. *Губкин А.Н.* Физика диэлектриков. – М.: Высшая школа, 1971. – 242 с.
115. *Губкин А.Н.* // Труды МИЭМ. – М.: Изд-е МИЭМ, 1972. – Вып. 2. – С. 149–161.
116. *Губкин А.Н.* Электреты. – М.: Наука, 1978. – 192 с.
117. *Губкин А.Н.* // Изв. вузов. Физика. – 1979. – № 1. – С. 56–73.
118. *Губкин А.Н., Гороховатский Ю.А., Сезонов Ю.И.* // Электретный эффект и электрическая релаксация в твердых диэлектриках. – М.: Изд-е МИЭМ, 1986. – С. 59–64.
119. *Гуль В.Е., Луцейкин Г.А., Догадкин Б.А.* // ДАН СССР. – 1963. – Т. 149, № 2. – С. 302–304.
120. *Гуляев Ю.В., Ждан А.Г., Приходько В.Г.* // Применение метода регуляризации Тихонова к задачам спектроскопии локализованных состояний в твердых телах. Препринт № 46 (418). – М.: Изд-е ИРЭ АН СССР, 1984.
121. *Гурдзиелс П.Я.* // Термоактивная спектроскопия дефектов в ионных кристаллах. – Рига: Изд-е Латв. ГУ, 1983. – С. 39–53.
122. *Гурдзиелс П.Я.* // Электронные процессы и дефекты в ионных кристаллах. – Рига: Изд-е Латв. ГУ, 1985. – С. 46–62.
123. *Гуревич В.Л.* // ФТТ. – 1981. – Т. 23, № 8. – С. 2357–2363.
124. *Дебай П.* Полярные молекулы. – М. – Л.: Гостехиздат, 1931.
125. *Джабаров А.Г., Луцейкин Г.А.* // Неравновесные процессы в диэлектрических материалах. – М.: Изд-е МИРЭА, 1983. – С. 72–77.
126. *Дубок В.А., Лашнева В.В.* // Матер. Всес. конф. "Физика диэлектриков". – Л.: Изд-е ЛПИ, 1973. – Т. 1. – С. 127.
127. *Дубочак А.П., Лысенко В.С., Назаров А.Н.* // УФЖ. – 1976. – Т. 21, № 7. – С. 1197–1202.
128. *Думиш Л.К., Федорович Ю.В.* // Электронная техника. Сер. 2. Полупроводниковые приборы. – 1971. – Вып. I. – С. 79–85.
129. *Елинсон М.И., Степанов Г.В., Перов П.И., Пакалякин В.И.* // Вопросы пленочной электроники. – М.: Сов. радио, 1966. – С. 5–82.
130. *Епифанов Г.И.* Физические основы микроэлектроники. – М.: Сов. радио, 1971. – 376 с.
131. *Еременко В.Г., Никитенко В.И., Якимов Е.Б.* // ЖЭТФ. – 1977. – Т. 73. – С. 1129–1132.
132. *Еременко В.Г., Никитенко В.И., Якимов Е.Б., Ярыкин Н.А.* // ФТП. – 1978. – Т. 12. – С. 273–280.
133. *Ждан А.Г., Неменуций В.Н., Сандомирский В.Б.* // Матер. Всес. конф. "Физика диэлектриков". – Л.: Изд-е ЛПИ, 1973. – Т. 3. – С. 17.
134. *Жданок В.И., Глазырина Т.Д., Гороховатский Ю.А.* // Электретный эффект и электрическая релаксация. – М.: Изд-е МИЭМ, 1979. – С. 49–59.
135. *Желудев И.С.* Физика кристаллических диэлектриков. – М.: Наука, 1968. – 463 с.

136. *Закревский В.А., Пахотин В.А.* // Высокомолекулярные соединения. – 1981. – Т. 23 (А), № 3. – С. 658–661.
137. *Закревский В.А., Слущер А.И.* // Высокомолекулярные соединения. – 1984. – Т. 26 (А), № 6. – С. 1201–1206.
138. *Зариньш М.Я.* // Кибернетизация научного эксперимента. – Рига: Изд-е Латв. ГУ, 1981. – С. 124–129.
139. *Захаров И.С., Скорников В.М., Петухов П.А. и др.* // ФТП. – 1985. – Т. 27, № 2. – С. 597–599.
140. *Зудов А.И., Зудова Л.А., Герасимова Э.А.* // Тез. докл. Всес. конф. "Электреты и их применение в радиотехнике и электронике". – М.: Изд-е МИЭМ, 1988. – С. 40–41.
141. *Зудова Л.А., Герасимова Э.А., Мовшович А.В.* // Электретный эффект и электрическая релаксация в твердых диэлектриках. – М.: Изд-е МИЭМ, 1988. – С. 97–108.
142. *Иванов В.К., Васин В.В., Танана В.П.* Теория линейных некорректных задач и ее приложение. – М.: Наука, 1978. – 224 с.
143. *Извозчиков В.А., Бордовский Г.А.* // ДАН СССР. – 1962. – Т. 145. – С. 1253–1254.
144. *Извозчиков В.А., Тимофеев О.А.* Фотопроводящие окислч свинца в электронике. – Л.: Энергия, 1979. – 142 с.
145. *Карпович И.В., Бедный В.И., Тихов С.В., Калинин А.И.* // Микроэлектроника. – 1978. – Т. 7, № 3. – С. 266–270.
146. *Каулатон М.* // Технология толстых и тонких пленок / Под ред. А. Рейсмана, К. Роуза; Пер. с англ. – М.: Мир, 1972. – С. 125–143.
147. *Киренков И.И.* // Приборы и системы управления. – 1971. – № 9. – С. 11–14.
148. *Кобеко П.П.* Аморфные вещества. – М. – Л.: Изд-во АН СССР, 1952.
149. *Ковальский П.Н., Шнейдер А.Д.* Фотоэлектретный эффект в полупроводниках. – Львов: Вища школа, 1977. – 224 с.
150. *Коган Б.И., Названова В.А.* Скандий. – М.: Изд-во АН СССР, 1963. – 176 с.
151. *Котин А.А.* // Тез. докл. Всес. совещ. "Матем. моделирование и экспериментальное исследование электрической релаксации в элементах интегральных схем". – М.: Радио и связь, 1983. – С. 12–13.
152. *Котин А.А., Теверовский А.А.* // Матем. моделирование и экспериментальное исследование электрической релаксации в элементах микросхем. – М.: Изд-е МИЭМ, 1985. – С. 79–83.
153. *Крумберг Л.Р.* // ФТП. – 1967. – Т. 1, № 10. – С. 1456–1461.
154. *Кулис П.А.* // Уч. зап. Латв. ГУ. Электронные и ионные процессы в ионных кристаллах. – Рига: Изд-е Латв. ГУ, 1975. – Т. 245, вып. 4. – С. 111–121.
155. *Кульсрешта А.П., Горюнов В.А.* / ФТТ. – 1966. – Т. 8, вып. 7. – С. 1944–1966.
156. *Куниц В.Я., Тарнопольский Ю.К., Штурбина Н.А.* // Радиотехника и электроника. – 1981. – Т. 26, № 5. – С. 1049–1054.
157. *Куцевич И.В., Сандомирский В.Б.* // Электрическая релаксация в материалах и изделиях электронной техники. – М.: Изд-е МИЭМ, 1990.
158. *Кучумов Б.М., Смирнова Т.П., Вертопрахов В.Н.* // Микроэлектроника. – 1976. – Т. 5, № 5. – С. 436–442.
159. *Кхамбата А.* Большие интегральные схемы: Пер. с англ. – М.: Мир, 1971. – 240 с.
160. *Кэмбре Х.Ф., Луцик Ч.Б.* // Тр. Ин-та физики и астрономии АН ЭССР. – Тарту: Изд-е АН ЭССР, 1960. – № 11.
161. *Ладыгин Е.А., Атабиев И.Ж.* // Матем. моделирование и экспериментальное исследование электрической релаксации в элементах интегральных схем. – М.: Радио и связь, 1983. – С. 67–68.
162. *Ламперт Г., Марк П.* Инжекционные токи в твердых телах: Пер. с англ. – М.: Мир, 1973. – 416 с.
163. *Ларчиков А.В., Романов В.П., Чаплыгин Ю.А.* // Электронная техника. – 1983. – Вып. I. – С. 8–14.
164. *Ларчиков А.В., Ларчиков Ю.В., Романов В.П.* // Дефекты структуры, методы их обнаружения, их влияние на параметры твердотельных приборов. – М.: Изд-е МИЭТ, 1984. – С. 48–54.
165. *Ларчиков А.В., Романов В.П.* // Тез. докл. Всес. конф. "Электраты и их применение в радиотехнике и электронике". – М.: Изд-е МИЭМ, 1988. – С. 44–45.

166. *Лейман В.И., Денкс В.П., Дудельзак А.Э.* // ФТТ. – 1973. – Т. 15, вып. 8. – С. 2454–2459.
167. *Линник В.Д., Моргунов В.Н., Сысоев Б.И., Стрыгин В.Д.* // Тез. докл. II Всес. совещ. по глубоким уровням в полупров. – Ташкент: Изд-е Таш. ГУ, 1980. – Ч. II. – С. 43–44.
168. *Литовченко В.Г., Горбань А.П.* Основы физики полупроводниковых систем металл – диэлектрик – полупроводник. – Киев: Наук. думка, 1978. – 272 с.
169. *Локиши М.М., Лысенко В.С., Назаров А.И. и др.* // УФЖ. – 1982. – Т. 27, № 10. – С. 1569–1572.
170. *Луценко Э.Л., Розенштейн Л.Д.* // ФТП. – 1969. – Т. 3, № 7. – С. 986–991.
171. *Луцейкин Г.А.* Полимерные электреты. – М.: Химия, 1984. – 184 с.
172. *Лущик Ч.Б.* // Труды ИФА АН ЭССР. – Тарту: Изд-е АН ЭССР, 1955. – Вып. 3.
173. *Лущик Ч.Б.* // ДАН СССР. – 1955. – Т. 101. – С. 641–647.
174. *Лысенко В.С., Турчаников В.И., Косарчук Е.Ю.* // Тез. докл. VII Всес. симпози. по электронным процессам на поверхности полупроводника и границе раздела полупроводник – диэлектрик. – Новосибирск: Изд-е СО АН СССР, 1980. – Ч. 2. – С. 208.
175. *Лыук П.А., Пийльма М.Р.* // Труды Ин-та физ. и астрон. ЭССР. – Тарту: Изд-е АН ЭССР, 1972. – № 14. – С. 171–195.
176. *Магеррамов А.М., Сажина А.Б., Исмаилов И.М., Алиев С.А.* // Тез. докл. конф. Сер. 6. Материалы: Процессы электропереноса и накопления заряда в диэлектр. – М.: ЦНИИ Электроника, 1988. – Вып. 1 (277). – С. 72.
177. *Малиновский В.К., Стурман Б.И.* // ЖЭТФ. – 1980. – Т. 79. – С. 207–215.
178. *Маринчик В.К., Белоус В.М., Бугриенко В.И.* // Кристаллография. – 1969. – Т. 14, № 6. – С. 1016–1020.
179. *Маркевич И.В., Шейнкман М.К.* // ФТП. – 1971. – Т. 5, № 10. – С. 1987–1988.
180. *Мецик В.М., Пологрудов В.В., Шуралева Е.И.* // Уч. зап. Латв. ГУ: Электронные и ионные процессы в ионных кристаллах. – Рига: Изд-е Латв. ГУ, 1974. – Т. 208, вып. 2. – С. 123–128.
181. *Милнс А.* Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках: Пер. с англ. – М.: Мир, 1977. – 562 с.
182. *Мурин И.В., Глумов А.В.* // ЖФХ. – 1982. – Т. 56, № 5. – С. 1079–1083.
183. *Мусабеков Т.Ю., Сандомирский В.Б.* // Вопросы пленочной электроники. – М.: Сов. радио, 1966. – С. 83–144.
184. *Наймушина С.И., Зудова Л.А., Зудов А.И., Стерхов В.А.* // Электретный эффект и электрическая релаксация. – М.: Изд-е МИЭМ, 1979. – С. 122–129.
185. *Никитенко В.И., Осипьян Ю.А., Нетребенко К.А.* Цифровые делители напряжения. – М.: Радио и связь, 1970. – 223 с.
186. *Никитенко В.И., Осипьян Ю.А.* Проблемы современной кристаллографии. – М.: Наука, 1975. – С. 239.
187. *Ниненко С.И.* // Приборы и техн. эксперим. – 1988. – № 3. – С. 263–268.
188. *Новиков Ю.Н., Половников Ф.И.* // ФТТ. – 1966. – Т. 8, № 5. – С. 1562–1568.
189. *Оглоблин В.А.* // Труды МИЭМ. – М.: Изд-е МИЭМ, 1976. – Вып. 34. – С. 80–85.
190. *Ожередов А.Д., Ждан А.Г., Чугунова М.Е., Мессерер М.А.* // Радиотехника и электроника. – 1970. – Т. 15, № 4. – С. 871–874.
191. *Ортега Дж., Пул У.* Введение в численные методы решения дифференциальных уравнений: Пер. с англ. – М.: Наука, 1986.
192. *Осипьян Ю.А., Тальянский В.И., Шевченко С.А.* // ЖЭТФ. – 1977. – Т. 72. – С. 1543–1548.
193. *Парфянович И.А.* // ЖЭТФ. – 1954. – Т. 26, № 6. – С. 697–703.
194. *Перельгин А.И., Садофьев Ю.Г.* // Тез. докл. Симпози. по физике системы полупроводник – пленка двуокиси кремния. – Рига: Изд-е Латв. ГУ, 1974. – С. 31–33.
195. *Пересецкий А.А., Ткач Ю.Я.* // Микроэлектроника. – 1973. – Т. 2, № 5. – С. 431–435.
196. *Перов Г.В., Сальман Е.Г.* // Разработка и изготовление твердотельных изделий электронной техники. Сер. 3. Микроэлектроника. – 1981. – Вып. 1(158). – С. 16–20.
197. *Плаудис А.Э., Тале И.А.* // Уч. зап. Латв. ГУ. Кибернетизация научного эксперимента. – Рига: Изд-е Латв. ГУ, 1972. – Т. 170, вып. 4. – С. 66–94.

198. *Паискин У.А., Керр Д.Р., Перри Дж.А.* // Физика тонких пленок: Пер. с англ. – М.: Мир, 1970. – С. 303–386.
199. *Пономарев А.П., Гороховатский Ю.А.* // Тез. докл. Всес. конф. "Физика диэлектриков". – Баку: Изд-е АН Аз.ССР, 1982. – С. 82–84.
200. *Попов Е.П.* Автоматическое регулирование. – М.: ГИТТЛ, 1956. – 296 с.
201. *Потапов А.А.* // Тез. докл. конф. "Физика диэлектриков". – Томск: Изд-е ТПИ, 1988. – С. 26–27.
202. *Принц В.Я., Бобылев Б.А.* // ФТП. – 1980. – Т. 14, № 9. – С. 1839–1841.
203. *Райкерус П.А., Лалеко В.А.* Физические основы пленочной электроники. – Петрозаводск: Изд-е ПГУ, 1987. – 88 с.
204. *Розно А.Г., Громов В.В.* // Изв. АН СССР. Физика. – 1986. – Т. 50, № 3. – С. 446–450.
205. *Романов В.П., Ларчиков А.В., Сапольков А.Ю.* // Электрическая релаксация в материалах и изделиях электронной техники. – М.: Изд-е МИЭМ, 1990.
206. *Ронис В.Ф., Кулис П.А.* // Уч. зап. Латв. ГУ: Электронные и ионные процессы в ионных кристаллах. – Рига: Изд-е Латв. ГУ, 1973. – Т. 193, вып. I, – С. 232–237.
207. *Роуз А.* Основы теории фотопроводимости: Пер. с англ. – М.: Мир, 1966. – 176 с.
208. *Рудлоф Г., Бехерер Ю., Глэфске Х.* // Кибернетизация научного эксперимента. – Рига: Изд-е Латв. ГУ, 1981. – С. 8–16.
209. *Русаков В.В., Осинин А.А.* // Электронная техника. Сер. Материалы. – 1972. – № 2. – С. 141–147.
210. *Садофьев Ю.Г.* // Физика полупроводников и микроэлектроника. – Рязань: Изд-е РРТИ, 1976. – Вып. 2. – С. 60–66.
211. *Сажин Б.И., Лобанов А.М., Романовская О.С. и др.* Электрические свойства полимеров / Под ред. Б.И. Сажина. – Л.: Химия, 1986. – 224 с.
212. *Сальман Е.Г., Вертопрахов В.Н., Данилович В.С.* // Физика полупроводников и микроэлектроника. – Рязань: Изд-е РРТИ, 1976. – Вып. 3. – С. 12–19.
213. *Сальман Е.Г., Вертопрахов В.Н.* // Тез. докл. конф. Сер. 6. Материалы. Электрофизика слоистых структур. – Томск: Изд-е ТПИ, 1988. – Вып. 5 (281). – С. 83–89.
214. *Сандомирский В.Б., Ткач Ю.Я., Ченский Е.В.* // ФТП. – 1987. – Т. 21, № 2. – С. 301–308.
215. *Сапольков А.Ю., Островская Н.В., Ларчиков А.В., Романов В.П.* // Электрическая релаксация в элементах микросхем. – М.: Изд-е МИЭМ, 1988. – С. 35–41.
216. *Сезонов Ю.И., Гороховатский Ю.А.* // Матем. моделирование и экспериментальное исследование электрической релаксации в элементах микросхем. – М.: Изд-е МИЭМ, 1986. – С. 97–101.
217. *Семак Д.Г., Чепур Д.В., Золотарев В.Ф.* // ФТТ. – 1967. – Т. 9, № 4. – С. 1242–1244.
218. *Семак Д.Г., Золотарев В.Ф., Чепур Д.В.* // Изв. вузов. Физика. – 1968. – № 11. – С. 148–150.
219. *Сесслер Г.* // Электреты / Под ред. Г. Сесслера; Пер. с англ. – М.: Мир, 1983. – С. 25–104.
220. *Силиньш Э.А.* Электронные состояния органических молекулярных кристаллов. – Рига: Зинатне, 1978. – 344 с.
221. *Сканава Г.И.* Физика диэлектриков (область слабых полей). – М. – Л.: ГИТТЛ, 1949. – 465 с.
222. *Смирнов М.А., Крикорев В.С., Красов В.Г.* // Электронная техника. – 1970. – Сер. 14, вып. 6. – С. 86–94.
223. *Справочник по теории автоматического управления / Под ред. А.А. Красовского.* – М.: Наука, 1987.
224. *Сыновров В.Ф., Сысоев Б.И., Линник В.А.* Релаксационные методы исследования энергетического спектра локализованных состояний в полупроводниках. – Воронеж: Изд-е ВГУ, 1982. – С. 180.
225. *Тале В.Г.* // Термоактивационная спектроскопия дефектов в ионных кристаллах. – Рига: Изд-е Латв. ГУ, 1983. – С. 54–66.
226. *Тале И.А., Гайлитис А.А.* // Изв. АН СССР. Сер. физ., 1969. – Т. 33, № 6. – С. 1081–1084.
227. *Тале И.А.* // Уч. зап. Латв. ГУ. Кибернетизация научного эксперимента. – Рига: Изд-е Латв. ГУ, 1972. – Т. 170, вып. 4. – С. 33–51.

228. *Тале И.А.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1981. – Т. 45, № 2. – С. 245–252.
229. *Тале И.А., Тале В.Г., Закус Ю.В.* // Термоаквационная спектроскопия дефектов в ионных кристаллах. – Рига: Изд-е Латв. ГУ, 1983. – С. 3–22.
230. *Тале И.А., Тале В.Г.* // Радиационно-стимулированные процессы в широкощелевых материалах. – Рига: Изд-е Латв. ГУ, 1987. – С. 117–128.
231. *Тиман Б.Л.* // ФТП. – 1973. – Т. 7, № 2. – С. 225–229.
232. *Тихонов А.Н., Арсенин В.Я.* Методы решения некорректных задач. – М.: Наука, 1979.
233. *Ткач Ю.Я.* // ФТП. – 1974. – Т. 8, № 2. – С. 258–261.
234. *Тонконогов М.П., Миронов В.А.* // Изв. вузов. Физика. – 1973. – № 9. – С. 65–70.
235. *Тонконогов М.П., Миронов В.А.* // Изв. вузов. Физика. – 1973. – № 10. – С. 16–19.
236. *Тонконогов М.П., Миронов В.А., Булах В.И., Лигаи Л.И.* // Изв. вузов. Физика. – 1976. – № 5. – С. 150–151.
237. *Тонконогов М.П., Миронов В.А., Булах В.И.* // Тез. докл. Всес. конф. "Физика диэлектриков", – Караганда: Изд-е КПИ, 1978. – С. 28–29.
238. *Тонконогов М.П., Миронов В.А.* // Изв. вузов. Физика. – 1979. – № 1. – С. 122–139.
239. *Тюрнхаут Й ван* // Электреты / Под ред. Г. Сесслера; Пер. с англ. – М.: Мир, 1983. – С. 105–270.
240. *Федоров В.В.* Теория оптимального эксперимента. – М.: Наука, 1971. – 224 с.
241. *Федорович Ю.В., Думиш Л.К.* // Тез. докл. VIII совещ. "Физика поверхностных явлений в полупроводниках". – Киев: Наукова думка, 1984. – С. 112–113.
242. *Френкель Я.И.* Кинетическая теория жидкостей. – М.: Л.: ГИТТЛ, 1945. – 424 с.
243. *Холкин А.Л., Сезонов Ю.И., Трепаков В.А., Лихолетов Ю.В.* // ФТТ. – 1987. – Т. 29, № 4. – С. 1252–1254.
244. *Чернобровкин Д.И., Сахаров Ю.Б.* // Микроэлектроника. – 1973. – Т. 2. – С. 82–87.
245. *Шварц Н., Берри Р.У.* // Физика тонких пленок / Под ред. Г. Хасса, Р.Э. Туна; Пер. с англ. – М.: Мир, 1967. – Т. 2. – С. 320–391.
246. *Шермергор Т.Д., Зверева С.Г., Корнеев В.И.* // Электрическая релаксация в элементах микросхем. – М.: Изд-е МИЭМ, 1988. – С. 18–23.
247. *Шибаете В.А., Васильев И.А., Плачевен Б.Г. и др.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1969. – Т. 33, № 6. – С. 1017–1019.
248. *Шибаете В.А., Авдонин В.П., Васильев И.А., Михальченко Г.А.* // Тр. межвуз. конф. по радиац. физике. – Томск: Изд-е ТПИ, 1970. – С. 248.
249. *Ширишов Ю.М., Галька И.М.* // УФЖ. – 1978. – Т. 23, № 1. – С. 122–127.
250. *Якимов Е.Б., Ярыкин Н.А., Никитенко В.И.* // ФТП. – 1980. – Т. 14, № 2. – С. 295–301.
251. *Якимов Е.Б., Ярыкин Н.А.* // ФТТ. – 1980. – Т. 22, № 11. – С. 3490–3492.
252. *Якимов Е.Б., Ярыкин Н.А.* // ФТП. – 1981. – Т. 15, № 9. – С. 1852–1854.
253. *Якубайтис Э.А., Баумс А.К.* // Приборы и системы управления. – 1978. – № 6. – С. 1–3.
254. *Adachi H., Shibata Y.* // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1975. – V. 8, N 9. – P. 1120–1125.
255. *Adachi H., Honda J., Harin T. et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1978. – V. 11, N 8. – P. 1211–1220.
256. *Agarval S.C.* // Phys. Rev. B: Solid State. – 1974. – V. 10. – P. 4340–4350.
257. *Arkhipov V.I., Rudenko A.I.* // Phil. Mag. B. – 1982. – V. 45. – P. 189–207.
258. *Arnold W., Sherwood H.* // J. Phys. Chem. – V. 63. – P. 174–176.
259. *Anderson J.C.* // J. Vac. Sci. and Technology. – 1972. – V. 9, N 1. – P. 1–23.
260. *Bernes A., Lacabanne C. et al.* // Order in the Amorphous State of Polymers. – London: Plemun Press, 1987. – P. 305–326.
261. *Bernes A., Chatain D., Lacabanne C.* // Proc. 6th Int. Symp. on Electrets. – Oxford, Great Britain, 1988. – P. 452–456.
262. *Bohun A.* // Czech. J. Appl. Phys., 1954. – V. 4, N 1. – P. 91–93.
263. *Booth A.H.* // Canad. J. Chem. – 1954. – V. 32, N 2. – P. 214–215.
264. *Botila T., Vancu A., Lazarcscu M., Vescan L. et al.* // Thin Solid Films. – 1972. – V. 12, N 2. – P. 223–226.
265. *Böer K.W., Oberländer S., Voigt J.* // Ann. Phys. – 1958. – F. 7. – B. 2, N 3/4. – S. 130–145.
266. *Böer K.W., Oberländer S.* // Naturforsch. – 1958. – B. 13A, N 4. – S. 351–356.

267. *Böhm M., Scharmann A.* // Phys. Stat. Sol. (a). – 1971. – V. 5, N 3. – P. 563–570.
268. *Bordovskii G.A., Gordeev N.L., Ermoshkin A.N. et al.* // Phys. Stat. Soc. – 1982. – V.B.111, N 2. – P. K123–K127.
269. *Bordovskii G.A., Gordeev N.L., Ermoshkin A.N. et al.* // Phys. Stat. Sol. – 1983. – V.B115, N 1. – P. K15–K19.
270. *Bordovskii G.A., Kazakova L.P., Lebedev E.A. et al.* // J. Non. Cryst. Sol. – 1984. – V. 63, N 3. – P. 415–418.
271. *Bräunlich P.* // Thermoluminescence of Geological Materials. – New-York, USA: Acad. Press., 1968. – P. 61–90.
272. *Bube R.H.* // Phys. Rev. – 1951. – V. 83. – P. 393 – 400.
273. *Bube R.H.* // J. Chem. Phys. – 1955. – V. 23, N 1. – P. 18–25.
274. *Bucci C., Capelletti R., Fieshi R. et al.* // Nuovo Cimento Suppl. – 1966. – V. 4. – P. 607–629.
275. *Bucci C., Fieshi R., Guidi G.* // Phys. Rev. – 1966. – V. 148, N 2. – P. 816–823.
276. *Bui A.P.* // Second Conf. on Condensed Matter Division EPS.–Budapest, 1974.–P. 127.
277. *Bulyshv Yu.S., Kashirskii J.M., Sinitskii V.V. et al.* // Phys. Stat. Sol. – 1982. – V. A70, N 1. – P. 139–143.
278. *Capelletti R., de Benedetti E.* // Phys. Rev. – 1968. – V. 165, N 3. – P. 981–985.
279. *Capelletti R.* // Proc. Symp. Thermal and Photostimul. Currents in Insulators. –Dallas, USA, 1975. – P. 1–31.
280. *Capelletti R., Cainotti A.* // J. Phys. (France). – 1976. – V. 37, N 12. – Col. N 7. – P. 316–321.
281. *Capelletti R., Fieshi R.* // Proc. Int. Symp. on Electrets and Dielectrics. – Rio de Janeiro, Brasil, 1977. – P. 131–153.
282. *Capelletti R., Fieshi R., Gainotti A. et al.* Defects in Insulating Crystals / Ed. V.M. Tuckevich, K.K. Shvarts. Berlin: Springer-Verlag, 1981. – P. 675–705.
283. *Capelletti R., Gainotti A., Suszynska M.* // Proc. 5th Intern. Symp. Electrets. – Heidelberg, 1985. – P. 151–156.
284. *Capelletti R., Fieshi R., Lenzi G. et al.* // Proc. 5th Intern. Symp. Electrets. – Heidelberg, 1985. – P. 463–470.
285. *Cebeillac P., Lacabanne C., Dupuis P.* // Ptoe. 6 th Intern. Symp. Electrets. – Oxford, 1988. – P. 457–462.
286. *Chan J.K., Jayadevian T.S.* // Phys. Stat. Sol.– 1972. – V. 11, N 2. – P. K141–K144.
287. *Chatain D., Gantier P., Lacabanne C.* // J. Polym. Sci.: Polym. Phys. Ed. – 1973. – V. 11, N 8. – P. 1631–1640.
288. *Chatain D., Lacabanne C., Monpagens J.C.* // Macromol. Chem. – 1977. – V. 178. – P. 583–590.
289. *Chen R., Halperin A.* // Israel Atomic. Energy Commis. (Reptr). – 1967. – N 1036. – P. 22.
290. *Chen Y.K., Jayadevian T.S.* // Phys. Stat. Sol. – 1972. – V. A11. – P. K141–K143.
291. *Clarke R.A., Tapping R.L. et al.* // J. Electrochem. Soc. – 1975. – V. 122, N 10. – P. 1347–1351.
292. *Coelho R.* // Rev. Phys. Appl. – 1983. – V. 18, N 3. – P. 137–146.
293. *Cole R.H.* // J. Chem. Phys. – 1965. – V. 42, N 2. P. 637–648.
294. *Crawford J.H.Jr.* // J. Phys. and Chem. Solids. – 1970. – V. 31. – P. 399–401.
295. *Cresswell R.A., Perlman M.M.* // J. Appl. Phys. – 1970. – V. 41, N 6. – P. 2365–2375.
296. *Crine J.P.* // J. Macromol. Sci. Phys. – 1984. – V. B23. – P. 201–207.
297. *Cusso F., Jaque F.* // Cryst. Lattice Defects. – 1981. – V. 9, N 2. – P. 127–130.
298. *Daniel V.V.* Dielectric Relaxation. – London, 1967.
299. *Datt S.C., Singh R.* // Proc. 5th Intern. Symp. Electrets. – Heidelberg, 1985. – P. 196–201.
300. *De Haan E.F., Van der Drift A., Schampress P.P.M.* // Phil. Techn. Review. – 1963 – 1964. – V. 25, N 6–7. – P. 135–151.
301. *Del Val J.J., Alegria A., Colmenero J., Lacabanne C.* // Proc. 5th Intern. Symp. Electrets. – Heidelberg, 1985. – P. 175–180.
302. *Devaux P., Schott M.* // Phys. Stat. Sol. – 1967. – V. 20, N 4. – P. 301–305.
303. *Di Maria D.J.* // J. Appl. Phys., 1977. – V. 48. – P. 5149–5152.
304. *Doi Akita* // Jap. J. Appl. Phys. – 1982. – Part 1. – V. 21, N 7. – P. 987–989.
305. *Driver M.C., Wricht G.T.* // Proc. Phys. Soc. – 1963. – V. 81. – Pt. 1, N 519. – P.141–147.

306. *Dussel G.A., Bube R.H.* // Phys. Rev. – 1967. – V. 155. – P. 764–779.
307. *Ehrburger F., Donnet J.B.* // J. Appl. Phys. – 1979. – V. 50, N 3. – P. 1479–1485.
308. *Farque Hafis S., Lacabanne C.* // Indian J. Pure and Appl. Phys. – 1987. – V. 25, N 3. – P. 114–117.
309. *Fiescher P., Röhl P.* // J. Polym. Sci.: Polym. Phys. Ed. – 1976. – V. 14. – P. 531–534.
310. *Figuerola D., Laredo E., Puma M., Suarez N.* // Cryst. Lattice Defects. – 1982. – V. 9, N 3. – P. 167–174.
311. *Fischer F., Prakash J., Schober W.* // Phys. Stat. Sol. – 1985. – V. A89, N 2. – P. K215–K218.
312. *Fraile J., Torres A., Jimenez J., de Saja J.A.* // Proc. 6th Intern. Symp. on Electrets. – Oxford, Great Britain, 1988. – P. 369–373.
313. *Frei H., Groetzinger G.* // Physikalische Zeitschrift. – 1936. – V. 37. – P. 720–724.
314. *Garlick G.F.J., Gibson A.F.* // Proc. Phys. Soc. – London, 1948. – N 60. – P. 574–590.
315. *Giam Hoang The, Farzaneh M., Abad Y.* // Proc. Conf. High Pressure Res. and Ind. – Uppsala, Sweden, 1987. – V. 2. – P. 592–596.
316. *Gil-Zambrano J.L., Juhasz C.* // Proc. 5th Int. Symp. Electrets. – Heidelberg, 1985. – P. 235–240.
317. *Gobrecht H., Hofman D.* // J. Chem. Phys. Soc. – 1966. – V. 27, N 3. – P. 509–522.
318. *Gobrecht H., Hofman D.* // Phys. Condens. Mater. – 1966. – V. 5. – P. 39–47.
319. *Gobrecht H., Nelkowski H., Hofman D.* // Preprints of the Intern. Conf. of Luminescence. – Budapest, 1966. – P. 188–195.
320. *Gobrecht H., Nelkowski H., Hofman D. et al.* // Z. Angew. Phys. – 1969. – B. 26, N 3. – S. 209–212.
321. *Goyard P., Lacabanne C., Cotton J.P.* // Solid State Commun. – 1979. – V. 32, N 8. – P. 673–676.
322. *Gorokhovatski Yu., Graveris V., Valbis J.* // Abstr. Second Conf. on Condensed Matter Division ESP. – Budapest, 1974. – P. 227.
323. *Gorokhovatski Yu., Gubkin A., Margulev A.* // Phys. Stat. Sol. – 1981. – V. A65. – P. 485–490.
324. *Gorokhovatski Yu.* // Plenary Lectures of Intern. Symp. on Lattice Defects Related Properties of Dielectric Materials. – Wrocław, 1986. – P. 43–48.
325. *Gorokhovatski Yu.* // J. of Electrostatics. – 1989. – V. 23. – P. 215–222.
326. *Gorokhovatski Yu., Sezonov Yu.* // J. Electrostatics. – 1989. – V. 23. – P. 223–226.
327. *Gross B.* // J. Chem. Phys. – 1949. – V. 17, N 10. – P. 866–868.
328. *Gross B.* // J. Electrochem. Soc., 1968. – V. 115, N 4. – P. 376–381.
329. *Gross B., Perlman M.M.* // J. Appl. Phys. – 1972. – V. 43, N 3. – P. 853–855.
330. *Grossweiner L.J.* // J. Appl. Phys. – 1953. – V. 24, N 10. – P. 1306–1307.
331. *Gubanski A., Macalik B.* // Bull. of Polish Academy of Sci. Technical Sciences. – 1987. – V. 35, N 9. – P. 537–541.
332. *Gudden B., Pohl R.* // Zeitschrift für Phys. – 1920. – B. 3. – S. 98 – 102.
333. *Gu Qingchao, Ye Wenwen, Dai Qingning et al.* // Sol. Stat. Commun. – 1987. – V. 63, N 10. – P. 881–883.
334. *Haake C.H.* // J. Opt. Soc. Amer. – 1957. – V. 47, N 7. – P. 649–652.
335. *Haering R.R., Adams E.N.* // Phys. Rev. – 1960. – V. 117, N 2. – P. 451–454.
336. *Halperin A., Branan A.A.* // Phys. Rev. – 1960. – V. 117, N 2. – P. 408–415.
337. *Halperin A., Leibovitz M., Schlesinger M.* // Rev. Sci. Instr. – 1962. – V. 33. – P. 1168–1170.
338. *Harasta V., Thurzo J.* // Fyz. Casop. (Czech.). – 1970. – V. 20. – P. 148–154.
339. *Hickmott T.W.* // Phys. Rev. Lett. – 1974. – V. 32, N 2. – P. 65–67.
340. *Hill R.M.* // Thin Solid Films. – 1971. – V. 8. – P. R21–R27.
341. *Hillen M.W., Hemmes D.S.* // Solid State Electron. – 1981. – V. 24, N 8. – P. 773–780.
342. *Hino T.* // Japan J. Appl. Phys. – 1973. – V. 12, N 4. – P. 611–612.
343. *Hino T., Suzuki K., Yamashita K.* // Japan J. Appl. Phys. – 1973. – V. 12, N 5. – P. 651–656.

344. *Hitmi N., Chatain D., Lacabanne C. et al.* // Sol. Stat. Commun. – 1980. – V. 33. – P. 1003–1008.
345. *Hitmi N., Chatain D., Lacabanne C. et al.* // Phys. Stat. Sol. – 1980. – V. A60, N 2. – P. 501–506.
346. *Hong Jauwhei, Brittain J.O.* // J. Appl. Polym. Sci. – 1981. – V. 26, N 7. – P. 2459–2469.
347. *Hoogenstraeten W.* // Phillips Res. Rep. – 1958. – V. 13, N 6. – P. 515–693.
348. *Howson R.P., Taylor A.* // Thin Solid Films. – 1970. – V. 6, N 1. – P. 31–50.
349. *Huges H.L., Baxter R.D., Phillips B.* // IEEE Trans. on Nucl. Sci. – 1972. – V. NS-19. – P. 256–269.
350. *Huster A.* // Naturwissenschaften. – 1977. – V. 64. – S. 448–452.
351. *Jacobs P.W.M., Ong S.H.* // J. Phys. and Chem. Solids. – 1980. – V. 41, N 5. – P. 431–436.
352. *Januzzi N., Mascarenhas S.* // J. Electrochem. Soc. – 1968. – V. 115, N 4. – P. 382–386.
353. *Jourdan M., Despujols J.* // Thin Solid Films. – 1973. – V. 17, N 3. – P. 329–333.
354. *Juhász C., Gil-Zambrano J.L.* // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1982. – V. 15, N 2. – P. 327–336.
355. *Kanturek J.* // Czech. J. Phys. – 1956. – V. 6. – P. 349–351.
356. *Kaonah F., Bendaout M., Bouchtout N.* // Proc. 6th Intern. Symp. on Electrets. – Oxford, Great Britain, 1988. – P. 441–445.
357. *Keating P.N.* // Proc. Phys. Soc. – 1961. – V. 78. – P. 6(1); N 506. – P. 1408–1416.
358. *Kelly P.J., Laubitz M.G.* // Can. J. Phys. – 1967. – V. 45, N 2. – P. 311–319.
359. *Kelly P., Braunlich P.* // Phys. Rev. B: Sol. Stat. – 1970. – V. 1, N 4. – P. 1587–1595.
360. *Kessler A., Caffyn J.E.* // J. Phys. C: Solid Stat. Phys. – 1972. – V. 5. – P. 1134–1152.
361. *Kessler A.* // Proc. Symp. on Thermal and Photostimulated Currents in Insulators. – Dallas, USA, 1975. – P. 32–37.
362. *Kessler A., Höger R.* // Mater. Res. Bull. – 1982. – V. 17, N 9. – P. 1141–1145.
363. *Kojima K., Maedo A., Jeda M.* // Japan J. Appl. Phys. – 1976. – V. 15. – P. 2457–2460.
364. *Kolomiets B.T., Mazets T.F.* // J. Non-Cryst. Sol. – 1970. – V. 3, N 1. – P. 46–53.
365. *Kolomiets B.T., Lyubin V.M., Averianov V.L.* // Mat. Res. Bull. – 1970. – V. 5, N 8. – P. 655–664.
366. *Kovarskii A.L., Maksimov S.A., Buchachenko A.L.* // Polym. – 1986. – V. 27. – P. 1014–1021.
367. *Kristianpoller N., Kirsch Y.* // Phys. Stat. Sol. – 1974. – V. A2, N 1. – P. 87–94.
368. *Kryszewski M.* // Proc. III Intern. Semin. on Polym. Phys. – High Tatra, 1982. – P. 236–239.
369. *Lacabanne C., Chatain D., Guillet J. et al.* // J. Polym. Sci.: Polym. Phys. Ed. – 1975. – V. 13. – P. 445–449.
370. *Lacabanne C., Chatain D.* // Charge Storage, Charge Transport and Electrostatics with their Applications / Ed. Y. Wada, M.M. Perlman, H. Kokado. – New York: Elsevier, 1979. – N 2. – P. 312–316.
371. *Land P.L.* // J. Phys. Chem. Soc. – 1969. – V. 30, N 7. – P. 1681–1692.
372. *Laredo E., Puma M., Suarez N., Figueroa D.R.* // Phys. Rev. B: Cond. Matter. – 1981. – V. 23, N 6. – P. 3009–3016.
373. *Lassabatere L., Seve J., Mendolia J.* // Thin Solid Films. – 1970. – V. 6. – P. 169–174.
374. *Lassabatere L., Seve J., Mendolia J.* // Thin Solid Films. – 1970. – V. 6. – P. 381 – 395.
375. *Laurenceau P., Dreyfus G., Leviner J.* // Phys. Rev. Lett. – 1977. – V. 38. – P. 46–48.
376. *Lazaridon M.* // Phys. Stat. Sol. – 1985. – V. A88, N 1. – P. K19–K21.
377. *Lusenko V.S., Sytenko T.N., Zimenko V.J., Snitko O.V.* // Phys. Stat. Sol. – 1982. – V. A71, N 2. – P. 619–626.
378. *Lysenko V.S., Nazarov A.N.* // Phys. Stat. Sol. – 1978. – V. A49. – P. 405–411.
379. *Lysenko V.S., Nazarov A.N.* // Phys. Stat. Sol. – 1979. – V. A52. – P. 211–216.
380. *Malta S., Sakaguchi K.* // Japan J. Appl. Phys. – 1980. – V. 19, N 3. – P. 519–526.

381. *Manchanda T.C., Mathuz V.K.* // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1971. – V. 4, N 4. – P. 593–597.
382. *Manificier J.C., Gasiot J., Parot P., Fillard J.P.* // J. Phys. C: Sol. Stat. Phys. – 1978. – V. 11. – P. 1011–1017.
383. *Me Keever S.W.S.* // Phys; Stat. Sol. – 1980. – V. A62. – P. 331–340.
384. *Mesequer J.M., Diaz Callega R., Gomez Ribelles J.L.* // Proc. 6th Intern. Symp. on Electrets, – Oxford, Great Britain, 1988. – P. 339–343.
385. *Meuldijk J., den Hartog H.W.* // Phys. Rev. B: Condens. Matter. – 1983. – V. 27, N 10. – P. 6376–6384.
386. *Miller M.L.* // J. Polym. Sci. A-2. – 1966. – V. 4. – P. 685–704.
387. *Mizutani T., Kaneko K., Jeda M.* // Japan J. Appl. Phys. – 1981. – V. 20. – P. 1443–1448.
388. *Mohanachandran K., Sathianandan K.* // J. Appl. Phys. – 1982. – V. 53, N 2. – P. 1136–1140.
389. *Moran P.R., Podgorsak E.B.* // Phys. Lett. – 1973. – V. 44A, N 4. – P. 237–239.
390. *Moran P.R., Fields D.E.* // J. Appl. Phys. – 1974. – V. 45. – P. 3266–3272.
391. *Muccillo R., Blak A.R.* // Proc. Int. Symp. on Electrets and Dielectrics. – Rio de Janero, Brasil, 1977. – P. 357–364.
392. *Muller P., Teltow J.* // Phys. Stat. Sol. – 1972. – V. A12, N 2. – P. 471–475.
393. *Muller P.* // Phys. Stat. Sol. – 1974. – V. A23, N 1. – P. 165–174.
394. *Muller P.* // Phys. Stat. Sol. – 1974. – V. A23, N 2. – P. 393–398.
395. *Muller P.* // Phys. Stat. Sol. – 1975. – V. A28. – P. 521–527.
396. *Muller P.* // Phys. Stat. Sol. (a). – 1981. – V. 67, N 11. – P. 11–60.
397. *Nauta P.K., Hillen M.W.* // J. Appl. Phys. – 1978. – V. 49, N 5. – P. 2862–2865.
398. *Nemeth-Sallay M., Szado R., Szep J.C.* // Thin Solid Films. – 1980. – V. 70, N 1. – P. 37–41.
399. *Nicholas R.H., Woods J.T.* // Brit. J. Appl. Phys. – 1964. – V. 15, N 7. – P. 783–795.
400. *O'Dweyer J.J., Harting E.* // Progress in Dielectrics. V. 7. Theories of Dielectric Loss. – London: Heywood, 1967.
401. *O'Kane B.J.* // Phyl. Mag. – 1936. – V. 21. – P. 369–378.
402. *Ong S.H., Jacobs P.W.M.* // J. Solid State Chem. – 1980. – V. 32, N 2. – P. 193–199.
403. *Orenstein J., Kastner M.A.* // Solid State Commun. – 1981. – V. 40. – P. 85–88.
404. *Perlman M.M.* // J. Appl. Phys. – 1971. – V. 42, N 7. – P. 2645–2652.
405. *Perlman M.M., Unger S.* // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1972. – V. 5. – P. 2115–2121.
406. *Perlman M.M.* // J. Electrochem. Soc. – 1972. – V. 119, N 7. – P. 892–899.
407. *Perlman M.M., Unger S.* // J. Electrostatics. – 1975. – V. 1. – P. 231–234.
408. *Pfister H.* // Acta Crystallogr. – 1963. – V. 16, N 2. – P. 153–158.
409. *Pickard P.S., Davis M.V.* // J. Appl. Phys. – 1970. – V. 41, N 6. – P. 2636–2643.
410. *Pillai P.K.C., Jain K., Jain V.K.* // Phys. Stat. Sol. – 1972. – V. A13, N 2. – P. 341–357.
411. *Pillai P.K.C., Jain K., Jain V.K.* // Phys. Stat. Sol. – 1973. – V. 17. – P. 221–225.
412. *Pingwest J., Minn S.S.* // Solid State Commun. – 1974. – V. 15, N 8. – P. 1277–1280.
413. *Pissis P., Apekis L., Christodoulides C.* // Nuovo Cim. – 1987. – V. D9, N 7. – P. 815–828.
414. *Plans J., Zielinski M., Krzyszewski M.* // Phys. Rev. B: Condens. Matter. – 1981. – V. 23, N 12. – P. 6557–6569.
415. *Ponevski C., Solunov C.* // J. Polym. Sci.: Polym. Phys. Ed. – 1975. – V. 13. – P. 1467.
416. *Pozniak J., Berg J.* // Phys. Stat. Sol. – 1983. – V. A 78. – P. 69–76.
417. *Ramovič R.M., Tjapkin D.A., Marinovič J.P.* // Proc. VII Yugoslav. Symp. of Physics Condens. Matter. Fizika. – Ohrid, 1980, – V. 12. – Suppl. N 1. – P. 50–54.
418. *Randall J.T., Wilkins M.N.F.* // Proc. Roy. Soc. – London, 1945. – V. A184. – P. 366–389.
419. *Ramsey J.A.* // Progr. in Surface and Membrane Science. / Ed. D.A. Cadenhead, J.F. Danielli. – New York: Academic Press, 1976. – P. 117–180.
420. *Remke R.L., von Seggern H.* // J. Appl. Phys. – 1983. – V. 54, N 9. – P. 5262–5266.
421. *Riemann E., Yaung L.* // J. Appl. Phys. – 1973. – V. 44. – P. 1044–1049.
422. *Romanov V.P.* // Phys. Stat. Sol. – 1982. – V. A70. – P. 525–532.
423. *Roos A., Buijs M., Wapenaar K.E.D., Schornman J.* // J. Phys. Chem. Soc. – 1985. – V. 46, N 6. – P. 655–664.

424. *Roosbroeck W. van* // *Bell. Syst. Tech. J.* – 1960. – V. 39. – P. 515–517.
425. *Rudenko A.I.* // *J. non-Cryst. Sol.* – 1976. – V. 22. – P. 215–221.
426. *Rudolf G., Becherer J., Glaefcke H.* // *Phys. Stat. Sol.* – 1978. – V. A49. – P. K121–K124.
427. *Saffel J.R., Ibar J.P., Bernes A., Thomas T.* // *Proc. 6th Int. Symp. on Electrets.* – Oxford, Great Britain, 1988. – P. 65–69.
428. *Salman E.G., Vertoprakhov V.N.* // *Phys. Stat. Sol.* – 1988. – V. A108. – P. 625–630.
429. *Samoc A., Samoc M., Sworakowski J.* // *Phys. Stat. Sol.* – 1976. – V. A36. – P. 735–738.
430. *Samoc A., Samoc M., Sworakowski J.* // *Phys. Stat. Sol.* – 1977. – V. A39. – P. 337–342.
431. *Scharmman A.* // *Einführung in die Lumineszenz* / Ed. N. Riehl Thiemig. – München, 1970. – S. 182–225.
432. *Schousha A.H.M., Young L.* // *Thin Solid Films.* – 1971. – V. 8, N 5. – P. 383–396.
433. *Schön M.* // *Techn. – Wiss. Abhandl. Osram-Ges.* – 1958. – B. 7. – S. 175–184.
434. *Schönherr G., Bässler H., Silver M.* // *Phil. Mag.* – 1981. – V. B44, N 1. – P. 2. – p. 47–61.
435. *Servini A., Jonscher A.K.* // *Thin Solid Films.* – 1969. – V. 3, N 5. – P. 341–365.
436. *Sessler G.M.* // *Proc. Intern. Symp. on Electrets and Dielectrics.* – Rio de Janeiro, Brasil, 1977. – P. 321–335.
437. *Sharma R., Sud L.V.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1981. – V. 14, N 9. – P. 1671–1675.
438. *Sharma J.K.N., Jain K.K.* // *High Tempr.–High Press.* – 1982. – V. 14. – P. 293–298.
439. *Sharma J.K.N., Jain K.K.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1982. – V. 15, N 2. – P. 337–342.
440. *Shenker D., Chen R.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1971. – V. 4. – P. 287–291.
441. *Shindo K.* // *Proc. 5th Intern. Symp. on Electrets.* – Heidelberg, 1985. – P. 169–174.
442. *Simmons J.G.* // *J. Appl. Phys.* – 1963. – V. 34, N 6. – P. 1793–1799.
443. *Simmons J.G., Taylor G.W.* // *Phys. Rev. B: Sol. Stat.* – 1972. – V. 5, N 4. – P. 1619–1629.
444. *Simmons J.G., Taylor G.W.* // *Phys. Rev. B.* – 1972. – V. 6, N 12. – P. 4793–4803.
445. *Simmons J.G., Taylor G.W.* // *Phys. Rev. B.* – 1972. – V. 6, N 12. – P. 4804–4814.
446. *Simmons J.G., Nadkarni G.S.* // *Phys. Rev.* – 1972. – V. B6, N 12. – P. 4815–4820.
447. *Simmons J.G., Mar H.A.* // *Phys. Rev.* – 1973. – V. 8. – P. 3865–3870.
448. *Simmons J.G., Taylor G.W.* // *Sol. St. Electr.* – 1974. – V. 17, N 2. – P. 125–130.
449. *Simmons J.G.* // *Thermal and Photostimulated Currents in Insulators.* – Princeton, USA, 1976. – P. 84–97.
450. *Simmons J.G.* // *Nondestructive Evaluation of Semiconductor Materials and Devices.* – New York: Plenum Press, 1979. – P. 149–200.
451. *Siu Li M., De Souza M., Kapphann S.E.* // *Phys. Stat. Sol.* – 1982. – V. B112, N 2. – P. 685–693.
452. *Srivastava J.P., Srivastava S.K., Srivastava A.P.* // *Jap. J. Appl. Phys.* – 1981. – V. 20, N 12. – P. 2439–2442.
453. *Stagg J.* // *Appl. Phys. Lett.* – 1977. – V. 31, N 8. – P. 532–535.
454. *Stroock L.W.* // *Zts. Phys. Chem.* – 1932. – V. 31(B), N 1/2. – S. 132–136.
455. *Su W.F.A., Carr S.H., Brittain J.D.* // *J. Appl. Polym. Sci.* – 1980. – V. 25, N 7. – P. 1355–1363.
456. *Sugano T., Hoh K., Kuoto K. et al.* // *Jap. J. Appl. Phys.* – 1968. – V. 7. – P. 715–730.
457. *Suszynska M., Capelletti R.* // *Cryst. Res. Technol.* – 1984. – V. 19, N 11. – P. 1489–1499.
458. *Suszynska M., Capelletti R.* // *Acta Physica Polonica.* – 1986. – V A 69, N 2. – P. 233–244.
459. *Tale I.A.* // *Phys. Stat. Sol.* – 1981. V. A66. – P. 65–75.
460. *Tefft W.E.* // *J. Appl. Phys.* – 1967. – V. 38. – P. 5265–5268.
461. *Thomas J.H., Feigl F.J.* // *J. Phys. Chem. Sol.* – 1972. – V. 33. – P. 2197–2203.
462. *Thurzo J., Mariami E., Heks H.* // *Czech. J. Phys.* – 1973. – V. B23, N 11. – P. 1241–1248.
463. *Thurzo J., Mariani E., Barancok D.* // *Czech. J. Phys.* – 1974. – V. B24, N 2. – P. 203–212.
464. *Thurzo J., Pavlikova M., Mariani E.* // *Czech. J. Phys.* – 1975. – V. 25, N 11. – P. 1279–1284.

465. *Torres A., Jimenez J., de Saja J.* // J. Phys. Chem. Sol. – 1985. – V. 46, N 6. – P. 733–741.
466. *Torres A., Jimenez J., Veda B., de Saja J.* // Proc. 5th Intern. Symp. on Electrets. – Heidelberg, 1985. – P. 530–535.
467. *Tottes A., Jimenez J., Veda B., de Saja J.* // J. Mat. Sci. – 1987. – V. 22. – P. 1623–1629.
468. *Turnhout J. van* // Electrets. Charge Storage and Transport in Dielectrics. – USA: Perlman, 1973. – P. 230–251.
469. *Turnhout J. van.* Thermally Stimulated Discharge of Polymer Electrets. – Amsterdam: Elsevier, 1975. – 340 p.
470. *Turnhout J. van* // Proc. Intern. Symp. on Electrets and Dielectrics. – Rio de Janeiro, Brasil. 1977. – P. 97–104.
471. *Unger S., Perlman M.M.* // Phys. Rev. B. – 1972. – V. 6, N 10. – P. 3973–3981.
472. *Unger S., Perlman M.M.* // Phys. Rev. B. – 1974. – V. 10, N 8. – P. 3692–3996.
473. *Urbach F.* // Wien. Ber. Abt. – 1930. – B. 11a, N 139. – S. 353–360.
474. *Vanderschueren J., Linkens A.* // J. Electrostatics. – 1977. – V. 3. – P. 155–161.
475. *Vanderschueren J.* // Electrets. Charge Storage and Transport in Dielectrics. – USA: Perlman, 1979. – P. 155–166.
476. *Vanderschueren J., Gasiot J.* // Thermally Stimulated Relaxation in Solids. – New York: Springer, 1979. – P. 135–223.
477. *Vanderschueren J., Linkens A., Gasiot J. et al.* // J. Appl. Phys. – 1980. – V. 51, N 9. – P. 4967–4975.
478. *Vanderschueren J., Aras L.* // J. Polym. Sci.: Polym. Phys. Ed. – 1984. – V. 22, N 12. – P. 2261–2274.
479. *Vandegeswaran S., Karl A.* // Indian J. of Phys. – 1982. – V. 3. – P. 105–109.
480. *Volk T.R., Mednikov S.V., Shuvalov L.A.* // Abstr. Int. Conf. Defects in Insulating Crystals. – Riga, 1981. – P. 376–377.
481. *Vollman W.* // Phys. Stat. Sol. – 1974. – V. A22. – P. 195–200.
482. *Weperen W. von, Lenting B.P., Bijvank E.J., Den Hartog H.W.* // Phys. Rev. B.: Solid State. – 1977. – V. 16, N 6. – P. 2953–2958.
483. *Wieder H.H., Kaufman S.* // J. Appl. Phys. – 1953. – V. 24. – P. 156–161.
484. *Williams G.P., Mulles D.* // Phys. Stat. Sol. – 1975. – V. A28, N 2. – P. 539–544.
485. *Wintle H.J.* // J. Appl. Phys. – 1971. – V. 42, N 12. – P. 4724–4730.
486. *Wolber L.* // Phys. Stat. Sol. (a). – 1974. – V. 24. – P. K75–K83.
487. *Yakimov E.B., Yarykin N.A., Nikitenko V.J.* // Phys. Stat. Sol. – 1984. – V. A84. – P. 443–450.
488. *Yamada T.* // Mem. Nagano Techn. Coll. – 1981. – N 12. – P. 21–24.
489. *Yamada T., Mizutani T., Jeda M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1982. – V. 15, N 2. – P. 289–297.
490. *Zielinska K., Wilczak S., Zdanowicz L.* // Acta Phys. Polonica. – 1977. – V. A52, N 6. – P. 793–802.
491. *Zielinski M., Kryszewski M.* // Phys. Stat. Sol. – 1977. – V. A42. – P. 305–308.
492. *Zielinski M., Kryszewski M.* // J. Electrostatics. – 1977. – V. 3, N 1–3. – P. 69–81.
493. *Zuther G., Prandtke H., Schmidt M.* // Phys. Stat. Sol. – 1973. – V. A20. – P. K123–K125.

СПИСОК ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ЛИТЕРАТУРЫ *)

- 1Д. *Аболиньш О.Э., Страумен Я.Я., Миллер Д.К. и др.* // Кибернетизация научного эксперимента – Рига: Изд-е Латв. ГУ, 1972. – С. 116–137.
- 2Д. *Анисимова Н.И., Бордовский Г.А., Каничев М.Р.* // Труды Всес. конф. "Электрофотография-88.". – М., 1988. Ч. 2. – С. 62–65.
- 3Д. *Антоненко В.И., Ждан А.Г., Сульженко П.С.* // ФТП. – 1988. – Т. 22, № 2. – С. 223–228.
- 4Д. *Барановский С.Д., Карпов В.Г.* // ФТП. – 1987. – Т. 21, № 1. – С. 3–9.
- 5Д. *Бордовский В.А., Бордовский Г.А., Извозчиков В.А.* // ФТП. – 1970. – Т. 4, № 10. – С. 2011–2013.
- 6Д. *Бордовский Г.А., Бойцов В.Г., Демидов Б.А.* // ФТП. – 1974. – Т. 8, № 10. – С. 1918–1922.
- 7Д. *Бордовский Г.А., Бойцов В.Г., Демидов Б.А.* // Изв. вузов. Физика. – 1974. – № 10. – С. 29–33.
- 8Д. *Бордовский Г.А.* // Сб. Фотопроводящие окислы свинца. – Л.: Изд-е ЛГПИ, 1976. – С. 87–110.
- 9Д. *Бордовский Г.А., Бойцов В.Г., Демидов Б.А.* // ФТП. – 1976. – Т. 10, № 5. – С. 1017–1019.
- 10Д. *Бордовский Г.А.* // Электреты и их применение – Л.: Изд-е ЛГПИ, 1978. – С. 16–18.
- 11Д. *Бордовский Г.А., Извозчиков В.А., Бордовский В.А.* // Электреты и их применение. – Л.: Изд-е ЛГПИ, 1978. – С. 27–29.
- 12Д. *Бордовский Г.А., Анисимова Н.И.* // Изв. АН СССР. Неорганич. матер. – 1982. – Т. 18, № 7. – С. 1206–1208.
- 13Д. *Бордовский Г.А., Анисимова Н.И.* // Оптика и спектроскопия. – 1982. Т. 53, № 4. – С. 702–705.
- 14Д. *Бордовский Г.А., Жаркой А.Б.* // ФТП. – 1983. Т. 25, № 8. – С. 2511–2513.
- 15Д. *Бордовский Г.А., Каничев М.Р.* // ФТП. – 1990. – Т. 24, № 3. – С. 527–532.
- 16Д. *Гороховатский Ю.А.* // Электронно-стимулированные процессы в системе диэлектрик – полупроводник. – Новгород: Изд-е ФО СССР, 1990. – С. 9–10.
- 17Д. *Гороховатский Ю.А., Шарянов М.Ш.* // Электронно-стимулированные процессы в системе диэлектрик – полупроводник. – Новгород: Изд-е ФО СССР, 1990. – С. 21–23.
- 18Д. *Гороховатский Ю.А., Сезонов Ю.И., Шарянов М.Ш.* // Кинетические процессы и возбуждения в проводниках и диэлектриках. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – С. 112–115.
- 19Д. *Гороховатский Ю.А., Бордовский В.А.* // Докл. Всес. совещ. "Диэлектрические материалы в экстремальных условиях". – Суздаль, 1990. – С. 203–210.

*) См. Предметно-литературный указатель.

- 20Д. *Гороховатский Ю.А.* // Электронные процессы в твердых телах. – Л.: Изд-е ЛГПИ, 1990.
- 21Д. *Гуляев Ю.В., Ждан А.Г., Приходько В.Г., Сульженко П.С.* // Электронная промышленность. – 1985. – № 3 (141). – С. 44–48.
- 22Д. *Дедык А.И., Лебедева Н.Н., Лоос Г.Д.* // ФТТ. – 1983. – Т. 25, № 2. – С. 559–561.
- 23Д. *Зариньш М.Я.* // Методы и аппаратура для исследований люминесценции. – Рига: Изд-е Латв.ГУ, 1985. – С. 99–126.
- 24Д. *Зариньш М.Я., Карклиньш Д.Л.* // Методы и аппаратура для физических исследований. – Рига: Изд-е Латв.ГУ, 1989. – С. 161–166.
- 25Д. *Копанев В.Д., Шубин В.Э.* // Приборы и техн. экспер. – 1976. – № 4. – С. 262–263.
- 26Д. *Перель В.И., Карнус В.* // Тез. докл. Всес. совещ. "Аморфные полупроводники и диэлектрики на основе кремния в электронике". – Одесса: Изд-е ОГУ, 1989. – С. 72–73.
- 27Д. *Приходько В.Г.* // ФТП. – 1985. – Т. 19, № 12. – С. 2163–2167.
- 28Д. *Семак Д.Г., Кикинешш А.А.* // Укр. физ. журнал. – 1972. – Т. 17, № 3. – С. 372–375.
- 29Д. *Холкин А.Л., Гороховатский Ю.А., Сезонов Ю.И.* // Тез. докл. XI Всес. конф. по физике сегнетоэлектриков. – Киев, 1986. – Т. 2. – С. 188–189.
- 30Д. *Bordovskii G.A.* // Phys. Stat. Sol. (a). – 1975. – V. A29, № 2. – P. K183–187.
- 31Д. *Bordovskii G.A., Izvozchikov V.A.* // Proc. Int. Conf. "Amorf. Semi-conduct. –78" (Pardubice). – 1978. – P. 492–498.
- 32Д. *Bordovskii G.A., Izvozchikov V.A., Avanesyan V.T., Bordovskii V.A.* // Ferroelectrics. – 1978. – V. 18, N1–3. – P. 105–107.
- 33Д. *Bordovskii G.A., Avanesyan V.T., Savinova N.A., Stepanov V.V.* // Proc. Int. Conf. "Amorf. Semiconduct. –82". (Bucharest). – 1982. – P. 238.
- 34Д. *Bordovskii G.A., Bordovskii V.A., Amisimova N.I.* // Materials Science. – 1990. – V. 16, № 1–3. – P. 155–160.
- 35Д. *Bordovskii G.A., Kanichev M.R.* // Materials Science. – 1990. – V. 16, № 1–3. – P. 175–180.
- 36Д. *Chen R.* // J. Materials Science. – 1976. – V. 11. – P. 1521–1541.
- 37Д. *Gorokhovatsky Yu.* // Materials Science. – 1990. – V. 16, № 1–3. – P. 203–210.
- 38Д. *Klinger M.J.* // J. Phys. C: Solid State Phys. – 1976. – V. 9. – P. 3955–3961.
- 39Д. *Mar H.A., Simmons J.G.* // IEEE Trans. on Electron Dev. – 1977. – V. ED–24. – P. 540–543.
- 40Д. *Mott N.F.* // Phil. Mag. – 1970. – V. 22. – P. 7–12.
- 41Д. *Pfister C., Abkowitz A.* // J. Appl. Phys. – 1974. – V. 45, № 3. P. 1001–1008.
- 42Д. *Pollak M.* // Phil. Mag. – 1977. – V. 36. – P. 1157–1164.
- 43Д. *Uranwala J.S., Simmons J.G., Mar H.A.* // Sol. State Electron. – 1976. – V. 19. – P. 375–379.

ПРЕДМЕТНО-ЛИТЕРАТУРНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ*)

- Агрегация дефектов 110, 224 [89, 92, 239, 280, 297]
- Барьер Шоттки 20, 36 [130, 203, 449, 15Д, 35Д, 39Д, 43Д]
- Взаимодействие дефектов дальнедействующее 109 [71, 181, 213, 428]
 – – короткодействующее 109 [201, 280, 311]
- Висмутат свинца 117 [2, 3, 45, 12Д, 13Д, 14Д]
- Время захвата на ловушку 27, 66 [92, 306, 10Д]
 – максвелловское 18 [48, 114]
 – пролета 38, 48, 66 [92, 325]
 – рекомбинации 27, 66 [70, 92, 306]
- Гетерозаряд 87, 90 [113, 239]
 Гомозаряд 87, 90 [113, 239]
- Двуокись кремния 175, 218 [86, 89, 90, 92, 323, 16Д]
- Дисперсия пика ТСТ КЗ 146, 157 [32, 35]
- Закон компенсационный 187 [261, 345, 370, 26Д]
- Инверсия ТСТ КЗ 57, 82, 90, 198 [92, 325, 5Д, 11Д, 37Д]
- Инжекция заряда 22, 55, 69, 198 [23, 118, 162, 303]
- Квазидиполи 16, 78, 118 [116, 234, 416]
- Кинетика релаксации первого порядка 51, 117, 216 [92, 36Д]
 – – второго порядка 51, 117, 216 [92, 36Д]
 – – промежуточная 53, 161 [367, 37Д]
- Криостат азотный 127 [138, 197, 1Д, 25Д]
- Метод анализа релаксационных карт 168, 187 [260, 262, 427]
 – регуляризации 62, 150, 157 [101, 108, 3Д, 17Д, 18Д, 21Д, 27Д, 37Д]
 – Симмонса 97, 102, 174, 200 [239, 443, 448, 450]
 – термостимулированного спада поверхностного потенциала 201 [59, 222, 239, 406]
 – частичной термоочистки 133, 189 [92, 347]
- Модель двухслойного диэлектрика 80 [221, 239, 393, 469]
 – трехслойного диэлектрика 82, 87 [211, 239]
- Моноалюминат неодима 167, 216 [83, 92, 322]
- Моноокись германия 207 [82, 83, 107]
 – кремния 182, 184, 202 [22, 70, 75, 435]
- Моноэлектрет 40 [111, 113, 469]
- Неупорядоченность позиционная 188, 191 [43, 144, 268, 269, 408, 31Д]

*) Цифры без скобок обозначают номера страниц в книге, цифры в скобках – порядковый номер ссылки в списках основной и дополнительной литературы (ссылки на дополнительную литературу содержат букву Д).

Оксид иттрия 167, 175, 210 [73, 77, 80]
Оксид свинца 189 [10, 30, 31, 39, 32Д,
34Д]

Переполяризация во внутреннем поле
88, 90 [88, 92, 125]

Плоскость нулевого поля 42, 47, 55 [59,
92, 329, 432, 485]

Погрешности определения энергии ак-
тивации 142 [100, 324]

Поляризация Максвелла – Вагнера 18,
80, 123 [211, 221, 259, 469]

– объемно-зарядовая 18, 21 [92, 98,
116, 152]

– ориентационная 14, 87 [114, 124, 221,
239]

– тепловая электронная (ионная) 16
[48, 113]

Приближение виртуального катода 23
[162, 183]

– времени пролета 41, 47 [92, 325, 374]

– дрейфовое 37, 41, 43 [92, 102, 106,
111, 325]

– квазистационарное 28, 51, 63 [6, 92,
111]

Принцип температурно-временной су-
перпозиции 78 [111, 328]

Проводимость дислокационная 122 [109,
192, 250]

– прыжковая 12 [4Д, 38Д, 40Д, 42Д]

Распределение пространственное степен-
ное 55 [361]

– – равномерное 45, 49, 95 [92, 239,
485]

– – экспоненциальное 22, 44

– – экспоненциально-равномерное 55, 60
[106, 325]

Регулирование температуры 129 [147,
200, 223, 23Д, 24Д]

Режим нагревания гиперболический 152,
159 [34, 258, 358, 392]

– – линейный 125 [59, 92, 469]

– – самосогласованный 159, 215 [72,
92, 107, 20Д]

– – фракционный 169 [92, 295, 317,
323]

Рекомбинация мономолекулярная 28
[9, 25, 70, 172, 9Д]

– бимолекулярная 30 [9, 25, 70, 172,
6Д, 7Д]

Релаксатор Дебая 15, 28 [148, 221]

– Фрелиха 15, 17 [117, 221]

– элементарный 108 [229]

Способ варьирования скорости нагрева-
ния 135, 155 [50, 193, 262, 335,
433]

– – степени начального заполнения
138 [155, 233, 28Д]

– начального подъема 134, 155 [9, 92,
314, 344, 418]

– парциальной полуширины 136, 156
[330, 336, 337, 357, 409]

– площади пика 155 [224, 396]

– сопоставления кривых ТСТП и ТСТ
КЗ 189 [6Д, 7Д, 8Д, 9Д, 30Д]

– температурной зависимости времени
релаксации 138 [274, 275]

– температурного положения пика 133
[265, 273, 314, 418, 473, 30Д]

Способность разрешающая 145, 155, 157
[32, 35, 92]

Сурик свинца тетрагональный 195 [40,
41]

Танталат калия 151 [118, 243, 326,
29Д]

Титанат стронция 151 [118, 243, 326,
22Д, 29Д]

Транспорт носителей дисперсионный 95,
99 [13, 14, 16, 448]

Уравнение Дебая 39 [59, 239, 41Д]

– непрерывности 37, 42, 66 [219, 239]

– полного тока 41, 63 [92, 111, 221,
469]

– Пуассона 37, 42, 63 [114, 239, 432]

Условие короткого замыкания 42, 60
[92, 239]

– электронейтральности 63 [92]

Фактор закорачивания 83, 84 [116, 224,
469]

Функция мгновенного заполнения ло-
вушек 172, 178

ХСП свинецсодержащий 198 [5, 19, 44,
270, 2Д, 33Д]

Эмиссия Шоттки 70 [22, 129, 130]

Эффект механоэлектрический 121 [37, 166,
171, 19Д]

– псевдопироэлектрический 199 [36]

– сильного электрического поля 118,
178, 204, 206, [83, 92, 130, 181,
224, 481]

– электрический 113 [92, 94, 111, 112,
113, 149, 171, 211, 219]

Научное издание

ГОРОХОВАТСКИЙ Юрий Андреевич
БОРДОВСКИЙ Геннадий Алексеевич

**ТЕРМОАКТИВАЦИОННАЯ ТОКОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ
ВЫСОКООМНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ**

Серия "Физика полупроводников и полупроводниковых приборов", вып. 35

Заведующий редакцией *Н.А. Носова*

Редактор *Г.М. Карасева*

Художественный редактор *Г.М. Коровина*

Технические редакторы *О.Б. Черняк, М.И. Мешкова*

Корректоры *Н.П. Круглова, Т.А. Печко*

Набор осуществлен в издательстве
на наборно-печатающих автоматах

ИБ № 41263

Сдано в набор 25.09.90. Подписано к печати 14.01.91

Формат 60 X 90/16. Бумага книжно-журнальная

Гарнитура Пресс-Роман. Печать офсетная

Усл.печ.л. 15,5. Усл.кр.-отт. 15,5. Уч.-изд.л. 17,49

Тираж 1270 экз. Тип. зак. 509 Цена 3 р. 80 к.

Ордена Трудового Красного Знамени
издательство "Наука"

Главная редакция физико-математической литературы
117071 Москва В-71, Ленинский проспект, 15

Четвертая типография издательства "Наука"
630077 г. Новосибирск-77, ул. Станиславского, 25

Yuri GOROKHOVATSKY, D.Sc. (Phys. & Math.)
Hennady BORDOVSKY, D.Sc. (Phys. & Math.)

THERMALLY ACTIVATIONAL CURRENT SPECTROSCOPY OF HIGH-RESISTANCE SEMICONDUCTORS AND DIELECTRICS

Moscow, Nauka, Main Editorial Board for Physical and Mathematical Literature, 1991

READERSHIP: Specialists dealing with the electro-physical properties analysis of high-resistance semiconductors, dielectrics and electrets.

EXPERT'S VIEW: "The book represents a prominent advantage in the development of thermally activational current spectroscopy in high-resistance materials. The authors of the book, who were successful in summing up the results of their scientific research performed during the last 10 years, are well known specialists in the field of thermally activational spectroscopy of disordered semiconductors and dielectrics".

BORIS ZAKHARCHENYA, Corresponding Member of the USSA Academy of Sciences, Lenin and State Prizes winner

SUMMARY: The theories of thermally stimulated conductivity, polarization, discharge and depolarization currents in high-resistance semiconductors and dielectrics are classified. A number of new theoretical models is proposed. Peculiarity of these processes in disordered thermodynamically non-equilibrium materials is discussed.

Experimental techniques and ways of getting useful information from thermally stimulated current curves are described.

The results of experimental studies of the TST currents in a number of high-resistance disordered materials are presented.

For scientists working in the field of semiconductor and dielectric physics and also physics of electrets.

CONTENTS: Elementary theory of thermally stimulated conductivity and polarization in dielectrics. Short circuit thermally stimulated currents in a unipolar charged dielectric and an electroneutral dielectric. Thermally stimulated charge relaxation in short-circuited heterogeneous samples.

Peculiarity of thermally stimulated currents in disordered thermodynamically non-equilibrium and thin film high-resistance materials. The parameters identification of electrically active defects from the thermally stimulated currents, measured at a constant heating rate. Complex measuring technique for thermally stimulated conductivity and discharge currents. Thermally stimulated currents measured during the non-linear monotone heating. Thermal trial technique. Thermally stimulated currents in Pb-doped compounds with a positionally disordered grid. Thermally stimulated currents in thin oxide films.

THE AUTHORS: Professor Yuri Gorokhovatsky lectures at Hertzen State Pedagogical Institute of Leningrad.

Professor Hennady Bordovsky is the Rector of the Hertzen State Pedagogical Institute of Leningrad, the Member of Pedagogical Science Academy of the USSR.