

УДК 621.315.592

ПРИРОДА ОБЪЕМНОГО ШУМА $1/f$ в GaAs и Si

Обзор

Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л.

Показано, что в двух основных материалах современной полупроводниковой электроники — кремнии и арсениде галлия объемный шум $1/f$ возникает вследствие флуктуаций заполнения уровней, образующих хвост плотности состояний вблизи края запрещенной зоны. Такие хвосты, обусловленные наличием несовершенств кристаллической решетки — примесей, дефектов, локальных напряжений, существуют в любом реальном кристалле.

Развита модель объемного шума $1/f$ в полупроводниках.

Модель предсказывает существование нескольких новых физических эффектов: немонотонной зависимости низкочастотного шума от интенсивности подсветки, специфического механизма долговременной фотопроводимости, возрастания шума $1/f$ при ухудшении структурного совершенства материала при сохранении механизма формирования шума $1/f$. Все эти эффекты обнаружены экспериментально. Установлено, что модель правильно описывает основные экспериментальные данные.

Введение. В огромном числе самых разнородных объектов и физических систем спектральная плотность флуктуаций S зависит от частоты измерения f по закону $S \sim f^{-\gamma}$, где $\gamma \approx 1$. Это явление, известное как шум $1/f$ (фликкер-шум), интенсивно исследуется уже более полувека. Опубликованы сотни оригинальных работ и десятки обзоров (см., например, [1-9]). В каждой монографии о шуме шуму $1/f$ обычно посвящается отдельная глава (см., например, [10-15]). В течение последних 20 лет проблемы, связанные с шумом $1/f$, каждые 2 года обсуждаются на Международных конференциях (см., например, [16]).

Тем не менее для большинства объектов природа шума $1/f$ неизвестна даже качественно. Однако при исследовании токового шума $1/f$ в полупроводниках за последнее десятилетие достигнут значительный прогресс.

Напомним вкратце постановку задачи (см. вставку на рис. 1). Если постоянный ток I_0 протекает через полупроводниковый резистор (образец из однородно легированного полупроводника с омическими контактами), то напряжение на образце флуктуирует. Пропустив снимаемый сигнал через полосовой фильтр с полосой Δf с центральной частотой f , возведя в квадрат сигнал на выходе фильтра $\delta U(f, \Delta f)$ и усреднив полученную случайную величину δU^2 за время $T \gg 1/f$, можно экспериментально измерить одну из основных характеристик шумового процесса — спектральную плотность флуктуаций напряжения $S_U(f) = \overline{\delta U^2} / \Delta f$ [В²/Гц], а также относительную спектральную плотность шума S_U / U_0^2 (измеряемую в Гц⁻¹ или дБ/Гц).

Типичная частотная зависимость спектральной плотности флуктуаций напряжения качественно показана на рис. 1. Масштаб по оси ординат условный и приведен для того, чтобы показать порядки величин, с которыми обычно приходится иметь дело при измерении шума $1/f$. То же относится и к масштабу по оси абсцисс.

При $I_0 = 0$ наблюдается тепловой (джонсоновский или найквистовский) шум, спектральная плотность которого S_U не зависит от частоты и равняется $4kTR$. С ростом тока уровень шума на низких частотах растет, как правило, пропорционально квадрату тока: $S_U \sim I_0^2$. Это обстоятельство (см. также работу [17]) указывает на то, что флуктуирует сопротивление образца R , а ток I_0 лишь выявляет эти флуктуации.

Довольно часто на зависимости $S_U(f)$ удается наблюдать отчетливо выраженные «лоренцианы» — участки, на которых значение S_U в определенном диапазоне частот не зависит от f («полочки»), а при дальнейшем увеличении частоты спадает по закону $S_U \sim f^{-2}$. Именно такой вид должна иметь зависимость $S_U(f)$, если флуктуации напряжения на образце можно охарактеризовать постоянной времени τ . В этом случае

$$S_U \sim \frac{\tau}{1 + (\omega\tau)^2}. \quad (1)$$

При $\omega = 2\pi f \ll 1/\tau$ спектральная плотность шума не зависит от частоты. При $\omega\tau \gg 1$ величина $S_U \sim 1/\omega^2$.

Для полупроводников в области частот, непосредственно примыкающей сверху к области шума $1/f$, наличие такого рода лоренцианов, как правило, обусловлено генерационно-рекомбинационным шумом, вызванным присутствием

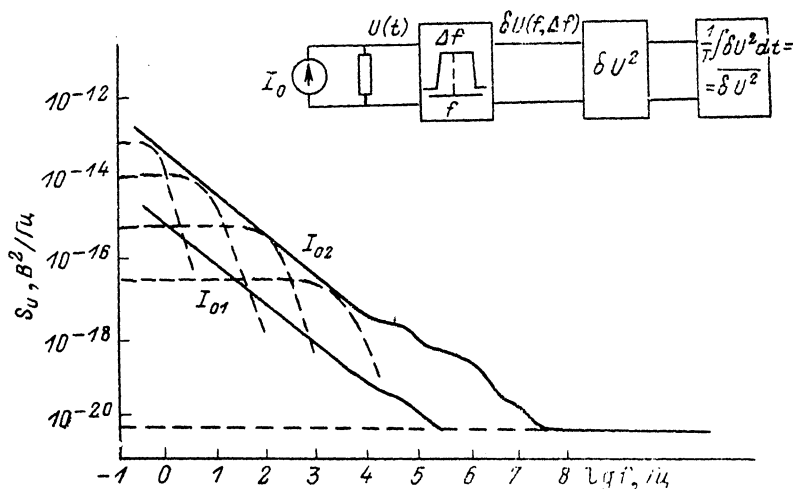


Рис. 1. Качественная зависимость спектральной плотности шума.

$J_{01} > J_{02}$. Штриховые кривые у верхней кривой поясняют идею формирования шума $1/f$ вследствие суперпозиции отдельных лоренцианов. На вставке — схема определения спектральной плотности шума.

в запрещенной зоне полупроводника локальных уровней. Анализ температурных зависимостей $S_U(f)$ позволяет определить концентрацию, глубину залегания и сечение захвата соответствующих уровней (см., например, [18-20], шумовая спектроскопия).

При интерпретации шума $1/f$ наиболее плодотворным оказался подход, при котором возникновение шума $1/f$ обуславливается суперпозицией отдельных лоренцианов с непрерывно (или достаточно плотно) распределенными значениями τ и надлежащей весовой функцией $g(\tau)$ [21] (рис. 1, штриховые кривые).

Одна из ранних моделей такого рода — модель Мак Уортера [22], сформулированная 35 лет назад для объяснения поверхностного шума $1/f$ в полупроводниковых структурах, сравнительно недавно получила прямое экспериментальное подтверждение [23, 24] (см. также обзор [6]).

Общий феноменологический подход к задаче о суперпозиции элементарных лоренцианов как причине возникновения шума $1/f$ разработан достаточно подробно во многих работах (см., например, обзоры [2, 4]).

Как оказалось, существует довольно много физических процессов, которые в принципе могут обусловить возникновение токового шума $1/f$ в металлах, полупроводниках и полупроводниковых структурах (см., например, [2, 4, 5, 8, 25-36]).

Практически все физические процессы, привлекаемые для объяснения шума $1/f$, связаны с наличием различного рода несовершенств кристаллической решетки — примесей, структурных дефектов, напряжений и т. д. В последние

годы получены прямые экспериментальные доказательства того, что уровень шума $1/f$ непосредственно связан с уровнем дефектности металлов и полупроводников [37-43].

Трудность выбора адекватной модели при интерпретации экспериментальных результатов объясняется несколькими обстоятельствами. Прежде всего в «хороших», т. е. структурно совершенных металлах и полупроводниках средняя амплитуда флуктуаций напряжения $(\delta U^2)^{1/2}$, отвечающих за наблюдаемый уровень шума $1/f$, составляет 10^{-5} – 10^{-9} от напряжения U_0 .¹ Поэтому свойства примесей и дефектов, предположительно ответственных за возникновение шума $1/f$ в полупроводниках и металлах, очень трудно, а часто и невозможно наблюдать в каких-либо других экспериментах. Это обстоятельство в значительной мере лишает обсуждаемые модели шума $1/f$ «предсказательной силы» и нередко обрекает исследователей шума $1/f$ на участь «вариться в собственном соку».

Кроме того, как хорошо известно в настоящее время, шум $1/f$ в полупроводниках может быть обусловлен как объемными процессами, так и процессами на поверхности (поверхностный шум $1/f$) и в контактах («контактный» шум). Поверхностный, контактный и объемный шумы могут в принципе иметь совершенно различную природу (см., например, [6, 40, 45-49]). Задача разделения этих потенциальных источников шума на практике часто оказывается непростой. При изменении внешних условий, например температуры, преобладающий механизм шума $1/f$ может изменяться. Наконец, далеко не очевидно, что во всех полупроводниках механизм шума $1/f$ один и тот же.

Цель настоящего обзора — сформулировать и обосновать применимость модели объемного шума $1/f$ в двух основных материалах современной полупроводниковой электроники — кремнии и арсениде галлия.

Обзор построен следующим образом. В разделе 1 описываются результаты очень простого эксперимента, выполненного на GaAs, позволяющие качественно объяснить происхождение объемного шума $1/f$ и сформулировать основные черты модели; в разделе 2 излагается модель объемного шума $1/f$ в полупроводниках и качественно формулируются предсказания, которые могут быть сделаны на основе модели; в разделе 3 описаны эксперименты по проверке предсказанных явлений, выполненные на GaAs. Результаты экспериментов сопоставлены с расчетами в рамках модели. В разделе 4 приведены такие же эксперименты, сделанные на кремнии. В *Заключении* сформулированы основные результаты.

1. Влияние зона-зонного света на шум $1/f$ в GaAs (качественный анализ)

В 1987 г. в работе [50] был обнаружен эффект перестройки спектра низкочастотного шума в GaAs под действием света лампы накаливания. В отсутствие освещения спектр шума имел обычный вид, характерный для шума $1/f$ (рис. 2, кривая 1). Освещение образцов светом с интенсивностью, обеспечивающей уменьшение сопротивления всего на 0.1–1 %, приводило, как видно из рис. 2 (кривая 2), к существенному уменьшению шума в области низких частот ($f \leq \leq 10^3$ Гц) и заметному увеличению шума в области относительно высоких частот анализа ($f \geq 10^8$ Гц). Такой результат наблюдался в работе [50] при 300 К для чистого эпитаксиального арсенида галлия с концентрацией мелких доноров $N_d \sim 10^{15}$ см⁻³, полностью ионизованных во всем температурном диапазоне наблюдений. Более подробные сведения о материале, электрофизических параметрах образцов и методике измерений приведены в *Приложении 1*.

¹ Величина (δU^2) равняется $\int_{f_{ни}}^{f_{в}} S_U df$, где верхний и нижний пределы интегрирования

определяются частотным диапазоном, в котором преобладает шум $1/f$. Величина $f_{в}$ обычно составляет $\sim 10^8$ – 10^7 с⁻¹. Значение $f_{ни}$ лишь в редких случаях удается наблюдать экспериментально (см. [44]). Однако величина интеграла зависит от $f_{в}$ лишь логарифмически, и подставлена в качестве $f_{в}$ даже величин $\sim 10^{17}$ с⁻¹, обратных астрономическим временам, качественно не меняет результата.

В работах [51, 52] были исследованы температурные и спектральные характеристики эффекта. Прежде всего в [51] было показано, что как сам шум $1/f$, так и эффект перестройки шума под действием света связаны с процессами в объеме образца. Этот вывод следует из результатов, показанных на рис. 3 и 4.

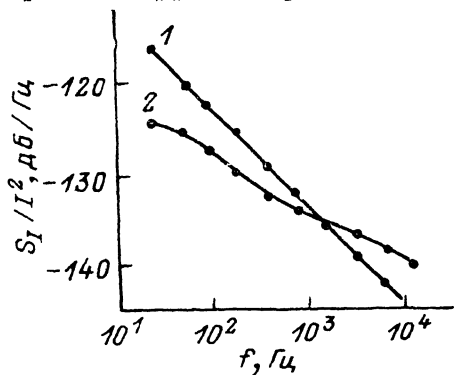


Рис. 2. Зависимость относительной спектральной плотности шума $S_I/I^2 = S_0/U^2 = S_R/R^2$ от частоты анализа.

1 — без освещения, 2 — при освещении лампой накаливания.

На рис. 3 для разных частот анализа показаны зависимости шума от длины волны падающего на образец света. Для получения этих зависимостей свет лампы накаливания пропускался через спектрометр и затем фокусировался на образец. Видно, как и из рис. 2, что на низких частотах освещение уменьшает уровень шума, на высоких — повышает. Ясно, что основной вклад в эффект вносят кванты света с длиной волны $\lambda \sim 900$ нм. Этой длине волны соответствует энергия фотонов $\mathcal{E}_\phi \sim 1.4$ эВ, близкая к ширине запрещенной зоны GaAs при 300 K .² То обстоятельство, что свет с энергией фотонов $\mathcal{E}_\phi < \mathcal{E}_g$ ни при каких доступных интенсивностях не влияет на спектр низкочастотного шума,

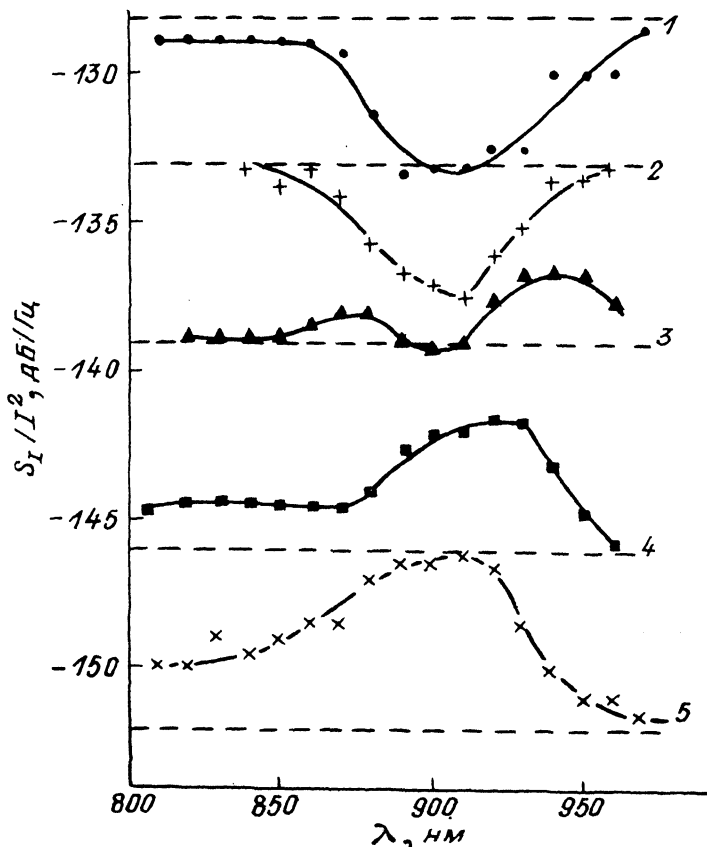


Рис. 3. Зависимость относительной спектральной плотности шума от длины волны падающего на образец света при $T=300 \text{ K}$.

Частота анализа, Гц: 1 — 20, 2 — 80, 3 — 320, 4 — 1280, 5 — 5120. Для каждой частоты анализа штриховой линией показан темновой уровень шума.

² Из рис. 3 следует также, что на достаточно высоких частотах анализа в области, где свет увеличивает шум, вклад в увеличение шума могут вносить и фотоны с энергией $\mathcal{E}_\phi > \mathcal{E}_g$.

наводит на мысль, что перестройка шумового спектра светом происходит благодаря дыркам. Наличие четкого максимума на зависимости $S(\lambda)$ при энергии фотонов $\varepsilon_\phi \approx \varepsilon_g$ указывает на то, что основную роль играют дырки, возникающие под действием света в объеме образца.

С увеличением температуры максимум спектральной чувствительности эффекта смещается в область меньших энергий фотонов (рис. 4). На рис. 4 показаны зависимости $S_I/I^2(\lambda)$ при четырех разных температурах для образца, у которого $S_I/I^2(\lambda)$ обладает четко выраженным максимумом. Сопоставление температурной зависимости энергии фотонов, соответствующей максимуму на кривых $S_I/I^2(\lambda)$ (см. кривую I' на вставке к рис. 4), с температурной зависимостью ширины запрещенной зоны GaAs $\varepsilon_g(T)$ [54] (кривая $2'$) показывает, что обе зависимости практически идентичны. Такой результат служит наиболее убедитель-

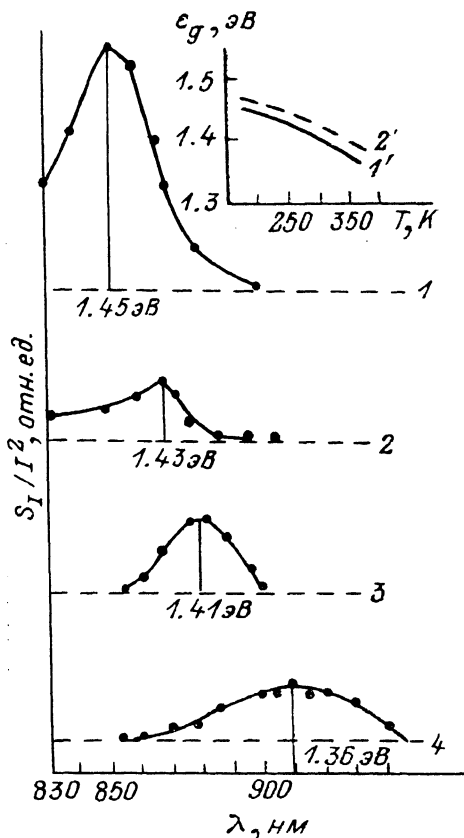


Рис. 4. Зависимость относительной спектральной плотности шума от длины волны света при различных температурах.
Т, К: 1 — 170, 2 — 220, 3 — 300, 4 — 370. Частота анализа 5120 Гц. На вставке: $1'$ — зависимость от температуры энергии фотонов, соответствующих максимуму на кривых $S_I/I^2(\lambda)$, $2'$ — зависимость $\varepsilon_g(T)$ для GaAs [54].

ным доказательством того, что эффект вызван не фотовозбуждением носителей с глубокого уровня на какое-либо возбужденное состояние в зоне [55].

Как уже отмечалось, освещение, заметно перестраивающее шумовой спектр, изменяет концентрацию основных носителей (электронов) на 0.1—1%, что

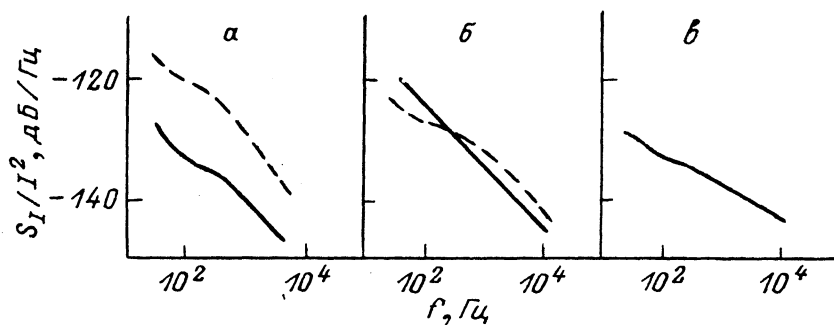


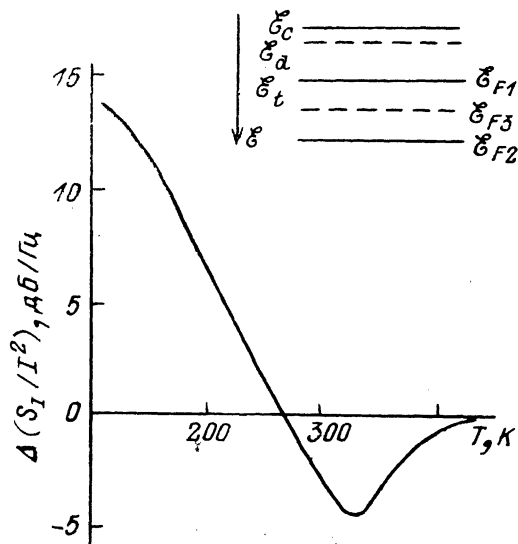
Рис. 5. Зависимости S_I/I^2 от частоты для трех температур в темноте (сплошные кривые) и при освещении (штриховые).
Т, К: а — 130, б — 330, в — 437.

практически не меняет положения квазиуровня Ферми электронов. Однако созданные светом в объеме образца дырки при концентрации $p \sim 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (рис. 3, кривые 4, 5). Для некоторых образцов увеличение шума на высоких частотах наблюдалось вплоть до энергий фотонов ~ 1.9 эВ. Эффект увеличения шума под действием диффузионного потока носителей с поверхности в глубь образца хорошо известен (см., например, [53]). Для него характерна очень слабая зависимость от энергии фотонов ε_ϕ .

захватываясь на уровни, расположенные в запрещенной зоне GaAs, способны сильно повлиять на зарядовое состояние центров [55] и, следовательно, на уровень и спектр низкочастотных шумов [56].

В работе [52] влияние освещения на спектр низкочастотного шума исследовано в широком диапазоне температур (100–470 К).

На рис. 5 для трех температур сравниваются зависимости S_I/I^2 от частоты, полученные в темноте и при освещении. Во всех случаях уменьшение сопротивления образца при освещении по отношению к темновому не превышало $\sim 1\%$. Исследование зависимости шума от длины волны падающего на образец света



показывает, что при всех трех температурах основной вклад в изменение шума дают кванты света с энергией $\epsilon_\phi \sim \epsilon_g$.

Видно, что при низких температурах освещение (ассоциирующееся с появлением в объеме образца дырок) очень сильно повышает уровень шума на всех частотах анализа. При 330 К влияние света на шум качественно ана-

Рис. 6. Зависимость от температуры разности в уровнях шума при освещении и в темноте на частоте анализа $f=40$ Гц.

На вставке — схема влияния температуры на зависимость шума от освещения. Положения уровня Ферми соответствуют: ϵ_{F1} — низкой, ϵ_{F2} — высокой, ϵ_{F3} — промежуточной температурам.

логично зависимостям, показанным на рис. 2. При еще более высокой температуре в пределах погрешности измерения освещение не влияет на уровень шума.

На рис. 6 для частоты анализа $f=40$ Гц приведена зависимость разницы уровней шума при освещении и в темноте от температуры.

Прежде всего убедимся в том, что все экспериментальные результаты, приведенные на рис. 2–6, можно было бы качественно легко объяснить при условии, если описанное влияние света наблюдалось бы в области генерационно-рекомбинационного шума, обусловленного наличием в запрещенной зоне полупроводника локального уровня.

Пусть в соответствии с экспериментальной ситуацией в полупроводнике имеется мелкий донорный уровень ϵ_a , полностью ионизованный при температурах измерения. Концентрация доноров N_a , образующих этот уровень, велика, и положение уровня Ферми определяется только величиной N_a и температурой.

Пусть имеется также уровень ϵ_i с концентрацией $N_i \ll N_a$. Наличие в образце глубокого уровня обуславливает возникновение генерационно-рекомбинационного шума (см. Введение). Обсудим качественно, как в зависимости от температуры будет влиять освещение, вызывающее появление в образце дырок, на уровень шума.

Хорошо известно, что при заданной концентрации локального уровня N_i уровень генерационно-рекомбинационного шума определяется степенью его заполнения электронами $F: S \sim F^2(1-F)$ (см., например, [12, 18]).

Когда уровень Ферми ϵ_F лежит значительно выше ϵ_i , глубокий уровень практически заполнен электронами [$(1-F) \ll 1$] и величина шума мала. Возникающие при освещении дырки, захватываясь на уровень ϵ_i , будут приводить к появлению на нем центров, свободных от электронов. Величина шума при этом должна расти.

Когда уровень Ферми лежит значительно ниже ϵ_i , уровень ϵ_i практически пуст уже в темноте. Поэтому появление дырок при освещении не сказывается на заполнении уровня ϵ_i . Освещение в этом случае не будет оказывать влияния на уровень шума.

В случае, когда уровень Ферми лежит несколько ниже ξ_i и величина шума близка к максимальной (такая ситуация реализуется при $F \leq 2/3$), появление дырок, изменяя степень заполнения, может приводить к снижению шума при освещении.

Уровень Ферми в полупроводнике n -типа монотонно сдвигается в глубь запрещенной зоны с повышением температуры.

Как видно из рис. 6, при низкой температуре, когда уровень Ферми ξ_F лежит вблизи края зоны проводимости, освещение действительно приводит к существенному увеличению шума. При высокой температуре, когда уровень ξ_{F3} лежит достаточно глубоко в запрещенной зоне, освещение не влияет на уровень шума. При промежуточной температуре наблюдается снижение шума по отношению к темновому.

Возможность такого простого качественного объяснения наводит на мысль, что наблюдающийся в GaAs шум типа $1/f$ вызван суперпозицией генерационно-рекомбинационных процессов, обусловленных наличием серии близко расположенных уровней или участка сплошного спектра уровней в запрещенной зоне полупроводника. Тогда при низкой температуре, когда большинство уровней, вносящих вклад в шум $1/f$, лежит ниже уровня Ферми, появление дырок может приводить к сильному увеличению шума. При высокой температуре, когда большинство уровней практически пусто, дырки не будут влиять на уровень шума. В промежуточной области температур возможно снижение шума при освещении.

Такая гипотеза о природе шума $1/f$ в GaAs хорошо согласуется также с результатами работ [57, 58]. В работе [57], результаты которой были позднее подтверждены авторами [59, 60], показано, что в n -GaAs шум $1/f$ вызван флуктуациями числа электронов (а не их подвижности). Аналогичный вывод был сделан в работе [58] на основе измерений шума $1/f$ горячих электронов в GaAs.

Идея работы [57], использованная впоследствии в [59, 60], состояла в измерении шума в условиях сильного геометрического магнитосопротивления, т. е. в коротких образцах с малым отношением длины L к ширине d ($L/d \ll 1$) [57, 60] или в образцах, имеющих форму диска Карбино [59]. В таких условиях, как хорошо известно (см., например, [61]), подвижность в присутствии магнитного поля μ связана с подвижностью μ_0 при $B=0$ соотношением

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + (\mu_0 B)^2}. \quad (2)$$

Если предположить, что шум $1/f$ связан с флуктуациями подвижности $\delta\mu_0$, то из выражения (2) легко установить связь между флуктуацией подвижности в присутствии магнитного поля $\delta\mu$ и флуктуацией $\delta\mu_0$:

$$\left(\frac{\delta\mu}{\mu}\right)^2 = \left[\frac{1 - (\mu_0 B)^2}{1 + (\mu_0 B)^2}\right]^2 \left(\frac{\delta\mu_0}{\mu_0}\right)^2. \quad (3)$$

Из (3), в частности, видно, что при $\mu_0 B = 1$ флуктуации подвижности μ_0 вообще не вызывают флуктуаций μ . Таким образом, исходя из гипотезы о флуктуации подвижности, следовало бы ожидать резкого уменьшения шума $1/f$ при $\mu_0 B = 1$. Между тем в работах [57, 59, 60] уровень шума $1/f$ не зависел от значения параметра $\mu_0 B$ (в [57] вплоть до $\mu_0 B \geq 3$). Такой результат естественно объясняется исходя из предпосылки о флуктуациях числа носителей, не зависящих от магнитного поля.

Если предполагать, что за возникновение шума $1/f$ ответствен участок сплошного спектра, то из приведенных на рис. 5 результатов можно оценить его локализацию в запрещенной зоне GaAs.

Положение уровня Ферми в рассматриваемой ситуации определяется выражением

$$\mathcal{E}_F = kT \ln(N_c/N_d). \quad (4)$$

Здесь энергия отсчитывается от дна зоны проводимости в глубь запрещенной зоны, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, N_d — уровень легирования мелкой примесью.

Для GaAs при 100 К $N_c \cong 10^{17} \text{ см}^{-3}$, при $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ уровень Ферми расположен на 0.04 эВ ниже дна зоны проводимости. Как видно из рис. 5, а, освещение при $T \sim 100 \text{ К}$ приводит к увеличению шума во всем наблюдаемом диапазоне частот. В соответствии со сказанным можно думать, что при этом большинство уровней, вносящих вклад в шум, лежит ниже уровня Ферми \mathcal{E}_F .

При $T \sim 400 \text{ К}$ ($N_c \cong 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) уровень Ферми лежит на $\sim 0.23 \text{ эВ}$ ниже дна зоны проводимости. При этом, как видно из рис. 5, в, освещение ни при каких частотах анализа не влияет на уровень шума. Можно думать поэтому, что при 400 К большинство уровней, вносящих вклад в шум $1/f$, лежит уже выше уровня Ферми.

Таким образом, ясно, что если высказанная гипотеза справедлива, то участок сплошного спектра, ответственный за шум $1/f$, должен находиться вблизи края зоны проводимости и достаточно быстро (с характерным масштабом в несколько десятых электрон-вольта) спадать в глубь запрещенной зоны.

Известно, что такого рода участки сплошного спектра существуют в любых реальных полупроводниковых кристаллах.

Действительно, в реальных полупроводниковых монокристаллах плотность состояний не обращается в нуль при значениях энергий \mathcal{E}_c и \mathcal{E}_v (\mathcal{E}_c и \mathcal{E}_v — границы зоны проводимости и валентной зоны соответственно). Любые несовершенства кристаллической решетки (примеси, дефекты, локальные напряжения решетки и т. д.) приводят к формированию «хвостов» плотности состояний, экспоненциально спадающих в глубь запрещенной зоны. Такого рода хвосты всегда наблюдаются в спектрах поглощения. Они были обнаружены также методом DLTS в монокристаллах кремния с дефектами, введенными с помощью нейтронного облучения [62]. В GaAs такие хвосты плотности состояний наблюдались в очень большом числе работ (см., например, [63–66]). Отмечалось (см., например, [65, 66]), что плотность состояний в хвостах возрастает с увеличением степени дефектности материала. Как отмечалось во *Введении*, уровень шума $1/f$ также обычно растет с увеличением дефектности полупроводника. Таким образом, хвосты плотности состояний, обусловленные несовершенствами кристаллической решетки, являются естественными «кандидатами» на роль источников шума $1/f$.

В следующем разделе будет изложена модель, связывающая возникновение объемного шума $1/f$ в полупроводниках с наличием хвостов плотности состояний.

2. Модель объемного шума $1/f$ в полупроводниках

На рис. 7 показана качественная зависимость плотности состояний $\rho(\mathcal{E})$ от энергии, соответствующая рассматриваемой ситуации. Мелкий донорный уровень \mathcal{E}_d полностью ионизован при температуре измерения, так что концентрация свободных носителей $n_0 \cong N_d$, уровень Ферми \mathcal{E}_F лежит ниже, чем \mathcal{E}_d , и его положение определяется выражением (4).

Как показано в работе [67], модель может быть развита в двух вариантах. В первом варианте предполагается, что сечение захвата электронов на уровни хвоста плотности состояний не зависит от энергии. В этом случае, как можно показать, спектральная зависимость шума содержит участок типа $1/f$. Однако этот участок существует в слишком узком частотном диапазоне, чтобы в рамках такой модели можно было объяснить наблюдающиеся экспериментальные результаты.

Во втором варианте модели, согласно многофононной модели захвата, предполагается, что сечение захвата на уровень хвоста σ_n экспоненциально убывает с ростом энергии \mathcal{E} . Зависимость постоянной времени захвата на уровень $\tau_0(\mathcal{E}) \sim 1/\sigma_n$ определяется выражением

$$\tau_0(\mathcal{E}) = \tau_0(0) e^{\mathcal{E}/\mathcal{E}_1} \equiv \tau_{00} e^{\mathcal{E}/\mathcal{E}_1}, \quad (5)$$

где τ_{00} — постоянная времени захвата на уровни при $\mathcal{E}=0$, \mathcal{E}_1 — постоянная, характеризующая уменьшение сечения захвата с ростом энергии \mathcal{E} .

Постоянная времени $\tau(\mathcal{E})$, характеризующая релаксацию заполнения уровней на глубине \mathcal{E} при отклонении от равновесия, равняется

$$\tau(\mathcal{E}) = \tau_0(\mathcal{E}) F, \quad (6)$$

где $\tau_0(\mathcal{E}) = [\sigma_n(\mathcal{E}) v_T n_0]^{-1}$ — постоянная времени захвата, зависящая от энергии в соответствии с выражением (5), v_T — тепловая скорость, n_0 — равновесная концентрация электронов [18],

$$F = \frac{1}{1 + e^{(\mathcal{E}_F - \mathcal{E})/kT}} \quad (7)$$

— степень заполнения уровня с энергией \mathcal{E} .

Выделим в пределах хвоста полосу энергий $d\mathcal{E}$, лежащую на глубине \mathcal{E} . Тогда относительная спектральная плотность флуктуаций концентрации (равная относительной спектральной плотности флуктуаций сопротивления образца), возникающая из-за флуктуаций заполнения этой полосы, будет равна

$$\begin{aligned} \frac{dS_n(\mathcal{E})}{n_0^2} &= \frac{dS_R(\mathcal{E})}{R^2} = \\ &= \frac{4\rho(\mathcal{E})}{VN_d^2} \frac{F(1-F)\tau(\mathcal{E})}{1 + [\omega\tau(\mathcal{E})]^2}, \end{aligned} \quad (8)$$

где V — объем образца (см., например, [12]).

Для получения относительной спектральной плотности флуктуаций концентрации, обусловленной обменом носителями между зоной проводимости и всеми уровнями хвоста, следует проинтегрировать (8) с учетом зависимости плотности состояний от энергии $\rho(\mathcal{E})$ и выражений (5)–(7).

В работе [67] принималось, что хвост плотности состояний экспоненциально спадает в глубь запрещенной зоны:

$$\rho(\mathcal{E}) = \rho(0) e^{-\mathcal{E}/\mathcal{E}_0}, \quad (9)$$

\mathcal{E}_0 — постоянная, характеризующая скорость спада плотности состояний.³

Тогда

$$\frac{S_n}{n_0^2} = \frac{4N_0}{VN_d^2} \int_0^{\infty} \frac{F^2(1-F)\tau_{00}e^{(\mathcal{E}_1/\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}/\mathcal{E}_0)} d\mathcal{E}}{1 + \omega^2(\tau_{00}e^{\mathcal{E}/\mathcal{E}_0})^2 F^2} \frac{d\mathcal{E}}{\mathcal{E}_0}, \quad (10)$$

где $N_0 = \int_0^{\infty} \rho(\mathcal{E}) d\mathcal{E} = \rho(0)\mathcal{E}_0$ — полная концентрация уровней хвоста. Верхний предел интеграла (10) записан из условия $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_0 \ll \mathcal{E}_g$ (\mathcal{E}_g — ширина запрещенной зоны).

Анализ показывает, что характер частотной зависимости спектральной плотности шума $S_n/n_0^2(\omega)$ определяется величиной параметра ν :

$$\nu = \frac{kT}{\mathcal{E}_1} - \frac{kT}{\mathcal{E}_0}. \quad (11)$$

Можно выделить три характерные области значений ν : $\nu < -2$, $-2 < \nu < 1$ и

$$\nu = \frac{kT}{\mathcal{E}_1} \left(1 - \frac{\mathcal{E}_1}{\mathcal{E}_0}\right) > 1. \quad (12)$$

Характер спектральных зависимостей, реализующихся в первых двух случаях, рассмотрен в работе [67]. Наиболее интересный случай, который в дальнейшем

³ Еще раз отметим, что хвост плотности состояний может возникнуть вследствие наличия несовершенств кристаллической решетки. Конкретная природа хвоста плотности состояний для дальнейшего несущественна.

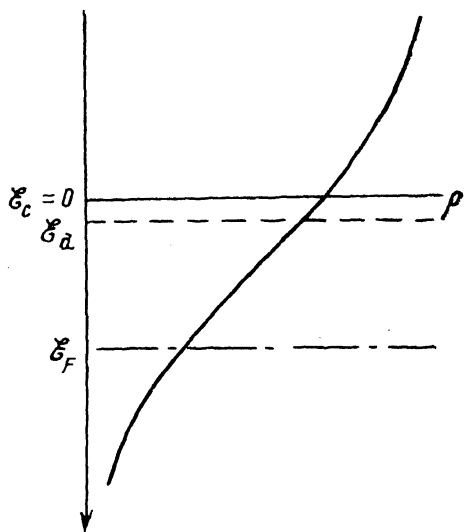


Рис. 7. Хвост плотности состояний и положение уровня Ферми \mathcal{E}_F в модели.

и будет использоваться при интерпретации экспериментальных результатов, реализуется при выполнении условия (12), т. е. когда с увеличением энергии постоянная времени τ_0 растет быстрее, чем падает плотность состояний ($\mathcal{E}_1 < \mathcal{E}_0$), и температура относительно велика.

Введем параметр $\tau_{F^*} = \tau_0 e^{\mathcal{E}_F/\mathcal{E}_0}$ — постоянную времени захвата на уровень хвоста вблизи уровня Ферми. Тогда в области низких частот ($\omega\tau_F \ll 1$) спектральная плотность шума, определяемая интегралом (10), при выполнении условия (12) неограниченно возрастает с уменьшением частоты анализа:

$$\frac{S_n}{n_0^2} \approx \frac{4N_0 e^{-\mathcal{E}_F/\mathcal{E}_0}}{V N_d^2 \tau_F^{\Gamma-1}} \frac{kT}{\mathcal{E}_0} \frac{1}{\omega^\Gamma}, \quad (13)$$

где $\Gamma = 1 - \mathcal{E}_1/\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}_1/kT > 0$.

При $\mathcal{E}_1 \ll \mathcal{E}_0$ и $\mathcal{E}_1 \ll kT$ частотная зависимость спектральной плотности шума имеет вид $1/f$.

Уровень шума $1/f$ в различных материалах часто принято характеризовать величиной безразмерного параметра Хоуге α [3]:

$$\alpha = \frac{S_R}{R^2} fN, \quad (14)$$

где $N = n_0 V$ — полное число электронов проводимости в образце. Диапазон значений α , экспериментально наблюдаемых для одного и того же полупроводникового материала, как правило, очень велик: для Si, например, он лежит в диапазоне $10^{-7} \leq \alpha \leq 1$, а для GaAs — $10^{-6} \leq \alpha \leq 10$. Несмотря на очевидную грубость такого критерия, принято считать уровень шума в полупроводниковом материале «низким», если $\alpha \leq 10^{-3}$. Значения $\alpha > 10^{-3}$, как правило, характерны для контактного или сильного поверхностного шума или для объемного шума в образцах, подвергшихся сильной деструкции. Экспериментальные результаты, показанные на рис. 2—6, получены для GaAs, характеризующегося значением $\alpha \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$.

Из (13) видно, что при $\mathcal{E}_1 \ll \mathcal{E}_0$ и $\mathcal{E}_1 \ll kT$

$$\alpha \approx \dot{N}_F / N_d, \quad (15)$$

где $N_F = N_0 \exp(-\mathcal{E}_F/\mathcal{E}_0)$ — полное число состояний в хвосте ниже уровня Ферми. При $T = 300$ К величина $\mathcal{E}_F \approx 0.16$ эВ. Принимая величину \mathcal{E}_0 равной 0.03 эВ [67], получим, что при $N_d \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $\alpha \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$ полная концентрация уровней хвоста N_0 будет $\sim 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$, что представляется вполне разумной оценкой.

Отметим еще раз, что за шум $1/f$ в описываемой модели ответственны уровни хвоста плотности состояний, лежащие ниже уровня Ферми (при условии $\omega\tau_F \ll 1$).

В области более высоких частот при $\omega\tau_F \gg 1$, но $(\omega\tau_F)^{\mathcal{E}_1/(\mathcal{E}_0+kT)} e^{-\mathcal{E}_F/kT} \ll 1$

$$S_n/n_0^2 \sim 1/\omega^\gamma, \quad (16)$$

где $\gamma = (\nu + 2)/(kT/\mathcal{E}_1 + 1)$. Наконец, в области еще более высоких частот при $(\omega\tau_F)^{\mathcal{E}_1/(\mathcal{E}_0+kT)} e^{-\mathcal{E}_F/kT} \gg 1$

$$S_n/n_0^2 \sim 1/\omega^2. \quad (17)$$

Если в результате освещения в образце появляются дырки, то они захватываются на уровни, образующие хвост плотности состояний. При этом в наибольшей степени будет меняться заселенность уровней, лежащих ниже уровня Ферми. Следует поэтому ожидать, что освещение сильнее всего повлияет на спектр шума в области частот, отвечающих условию $\omega\tau_F \ll 1$, т. е. в области шума типа $1/f$.

При появлении в образце дырок степень заполнения уровней F и время релаксации τ уже не будут описываться уравнениями (7) и (6). Новые значения τ^* и F^* можно найти из уравнения баланса электронов и дырок [67]. Поскольку энергетический зазор между уровнями хвоста плотности состояний и потолком валентной зоны, практически равный ширине запрещенной зоны \mathcal{E}_g , очень

велик по сравнению с характерным масштабом энергии \mathcal{E}_0 , можно ожидать, что вероятность захвата дырок на уровне хвоста γ_1 (в отличие от вероятности захвата электронов) не будет заметно зависеть от энергии. Тогда, как показано в [67], вычисление спектральной плотности шума сведется к замене $\tau_0(\mathcal{E})$ на $\tau_0^*(\mathcal{E})$, где

$$\tau_0^*(\mathcal{E}) = \frac{\tau_p \tau_0(\mathcal{E})}{\tau_p + \tau_0(\mathcal{E})}, \quad (18)$$

а $\tau_p = (\gamma_1 p)^{-1}$ (p — концентрация свободных дырок, возникших в результате освещения). Введя безразмерный параметр $\beta = \tau_{00}/\tau_p$, характеризующий степень освещенности образца, интеграл (10) можно переписать в виде [68]

$$\frac{S_n}{n_0^2} \cong \frac{4N_0 \tau_{00}}{N_d^2 V} \int_0^\infty F^{*2} (1 - F^*) \frac{e^{x(a-1)}}{1 + (ze^{ax} F^*)^2} dx, \quad (19)$$

где $x = \mathcal{E}/\mathcal{E}_0$, $a = \mathcal{E}_0/\mathcal{E}_1$, $z = \omega \tau_{00}$,

$$F^* = \left(\frac{N_c}{N_d} e^{-x/t} + 1 + \beta e^{ax} \right)^{-1} \quad (20)$$

— функция заполнения уровней хвоста с учетом захваченных на уровне дырок, $t = kT/\mathcal{E}_0$ — безразмерная температура.

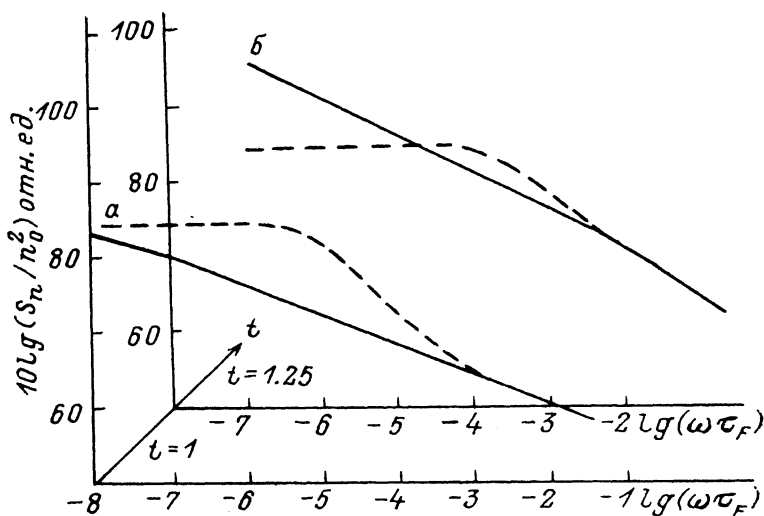


Рис. 8. Зависимость относительной спектральной плотности шума от частоты.

Сплошные кривые — в отсутствие дырок, штриховые — с учетом дырок. t : а — 1, б — 1.25, $\mathcal{E}_0/\mathcal{E}_1=3$, $\beta = \tau_{00}/\tau_p = 5 \cdot 10^{-13}$ ($\tau_F/\tau_p = 5 \cdot 10^{-8}$).

При $\beta=0$ (т. е. в отсутствие дырок) выражение (20) для величины F^* переходит в стандартную функцию заполнения уровня с энергией \mathcal{E} , а интеграл (19) описывает темновую спектральную плотность шума, определяемую флуктуациями числа носителей на уровнях хвоста, проанализированную выше.

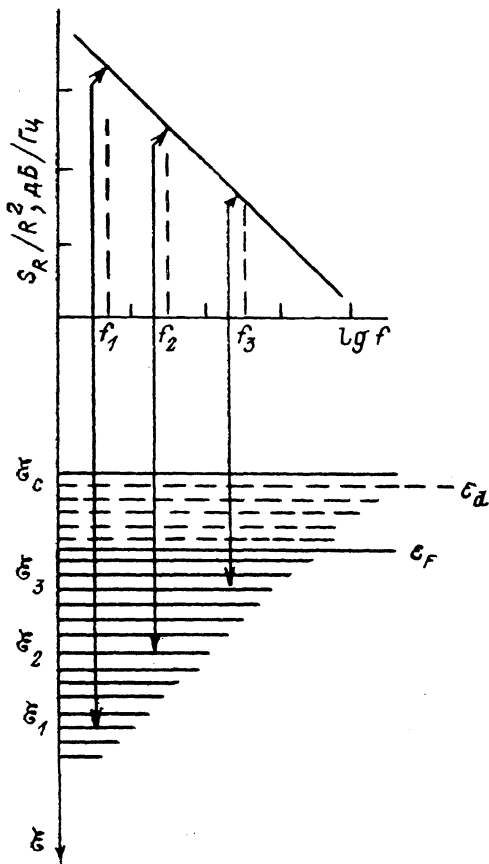
На рис. 8 показаны результаты численных расчетов спектральной плотности шума в темноте (сплошные кривые) и в присутствии дырок (штриховые) для двух значений безразмерной температуры t . Зависимости, показанные на рис. 8, соответствуют области $\omega \tau_F \ll 1$. Видно, что в отсутствие дырок спектральная плотность шума неограниченно возрастает с уменьшением частоты. При относительно низких температурах (рис. 8, а) появление дырок приводит к заметному возрастанию шума в широкой области относительно высоких частот. Подавление шума происходит при относительно низких частотах.

С ростом температуры частота, при которой подавление шума сменяется его увеличением, возрастает. В то же время рост шума в области высоких частот становится меньше (рис. 8, б). Видно, что модель качественно правильно

описывает экспериментальные данные по влиянию освещения на спектр низкочастотного шума (ср. с рис. 5, а, б).

Из модели, в которой возникновение шума $1/f$ объясняется флуктуациями заполнения уровней хвоста плотности состояний, вытекает ряд следствий, которые могут быть проверены экспериментально. Далее мы опишем результаты сопоставления следствий из модели с экспериментом отдельно для GaAs и Si, поскольку условия наблюдения и численные значения параметров оказываются для этих материалов существенно различными.

Заметим, что описанная модель позволяет качественно описать многочисленные экспериментальные результаты наблюдения шума $1/f$ в лавинно-пролетных диодах [⁶⁹⁻⁸⁰]. Теория объемного шума $1/f$ в лавинно-пролетных диодах, развитая в работе [??], изложена в Приложении 2.



3. Следствия из модели и их экспериментальная проверка (GaAs)

3.1. *Немонотонная зависимость шума $1/f$ от интенсивности подсветки в GaAs.* Анализ модели шума $1/f$, рассмотренной в предыдущем разделе, показывает, что влияние света на объемный шум, обнаруженное и исследованное в работах [⁵⁰⁻⁵²], представляет собой лишь частный случай. Из модели следует, что в действительности на каждой частоте анализа должна наблюдаться немонотонная зависимость шума от интенсивности подсветки. При низких уровнях освещенности (малая концентрация дырок) шум должен сначала расти, а затем по мере увеличения интенсивности подсветки достигать максимума и в дальней-

Рис. 9. Флуктуации заполнения уровней энергией ε , ответственные за уровень шума на соответствующей частоте f .

шем монотонно уменьшаться, становясь меньше темного. При этом чем ниже частота анализа, тем при меньших интенсивностях света достигаются максимум шума и его последующее уменьшение.

Обсудим вначале природу этого явления качественно. Как ясно из модели, каждый уровень, принадлежащий хвосту плотности состояний, в отсутствие освещения характеризуется своей постоянной времени τ (ε). Таким образом, за шум $1/f$ на выделенной частоте f отвечают уровни, находящиеся на определенной глубине ε от дна зоны проводимости (рис. 9). Все эти уровни лежат ниже уровня Ферми ε_F . [Флуктуации заполнения уровней, лежащих выше ε_F , ответственны за уровень шума на более высоких частотах в соответствии с выражениями (16) и (17)]. Степень заполнения уровней при $\varepsilon > \varepsilon_F$ близка к единице и описывается выражением (7).

Появляющиеся в результате освещения дырки захватываются на уровни хвоста с вероятностью, не зависящей от энергии ε . Однако в условиях стационарного освещения степень заполнения уровней очень сильно зависит от ε , поскольку время захвата электронов на освободившиеся места τ_0 экспоненциально зависит от энергии [см. выражение (5)]. При слабой освещенности, характеризующейся низкой скоростью генерации дырок, уровни, лежащие в глу-

бине запрещенной зоны (при больших \mathcal{E} и экспоненциально больших τ_0), могут быть полностью опустошены, в то время как степень заселенности высоколежащих уровней практически не изменится.

Рассмотрим уровень с некоторой энергией $\mathcal{E} = \mathcal{E}_2$ (рис. 9). При слабой освещенности степень заселенности этого уровня начнет уменьшаться, приближаясь к значению $F = 2/3$, обеспечивающему максимальный уровень шума. По мере увеличения интенсивности света шум будет расти, пока не выполнится условие $F = 2/3$. Заметим, что при этом нижележащий уровень \mathcal{E}_1 уже практически пуст, а степень заселенности вышележащего уровня \mathcal{E}_3 еще не изменилась по сравнению с темновой. Соответственно уровень шума на частоте f_3 при такой освещенности практически будет равен темновому, на частоте f_2 он достигнет максимального значения, а на частотах $f \ll f_2$ спектральная плотность шума не будет зависеть от частоты, поскольку полностью опустошенные уровни вклада в шум не дают.

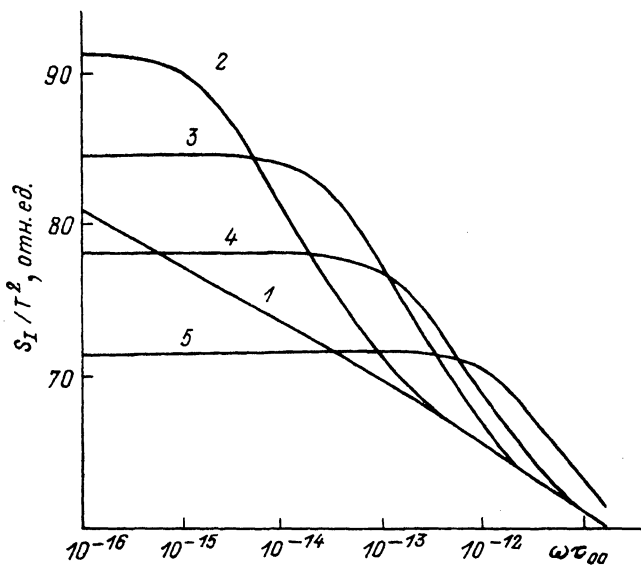


Рис. 10. Расчетные зависимости спектральной плотности шума от частоты для GaAs в темноте (1) и при различных уровнях освещенности.

Значения β : 1 — 0, 2 — 10^{-15} , 3 — 10^{-14} , 4 — 10^{-13} , 5 — 10^{-12} .

Соответствующие количественные критерии легко установить, исходя из выражения (20). При заданном значении параметра β , характеризующего интенсивность подсветки ($\beta \sim p$), свет слабо влияет на степень заполнения уровней при $\beta e^{ax} = \beta e^{\mathcal{E}/\mathcal{E}_1} \ll 1$. В этом случае величина F^* близка к F . В противоположном предельном случае $\beta e^{ax} \gg 1$ функция заполнения F^* экспоненциально мала.

Условие $\beta e^{ax} \sim 1$ отвечают характерные значения энергии $\mathcal{E}_x \approx \mathcal{E}_1 \ln(1/\beta)$, или в соответствии с (5)

$$\tau_{0x} \approx \tau_{00}/\beta \approx \tau_p. \quad (21)$$

Для уровней с энергией $\mathcal{E} < \mathcal{E}_x$ освещение не влияет на степень заполнения. Этим значениям энергии соответствуют времена релаксации $\tau_0(\mathcal{E}) < \tau_{0x}$. Соответственно следует ожидать, что на относительно высоких частотах анализа $\omega \gg 1/\tau_{0x}$ уровень шума не изменится.

Уровни с энергией $\mathcal{E} > \mathcal{E}_x$ при освещении практически пусты и не дают вклада в шум. Поэтому следует ожидать, что на низких частотах анализа $\omega \ll 1/\tau_{0x}$ спектральная плотность шума будет частотно независимой.

В области промежуточных значений энергий $\mathcal{E} \approx \mathcal{E}_x$, т. е. в области частот анализа, соответствующих условию $\omega \tau_{0x} \approx 1$ (или $\omega \tau_{00} \approx \beta$), захваченные на уровни хвоста дырки уменьшают степень заполнения, приближая ее к значению $F^* \approx 2/3$, при котором уровень шума максимален.

На рис. 10 показаны зависимости спектральной плотности шума, рассчитанные для GaAs в соответствии с выражением (19) при четырех значениях β . При расчете использовались значения параметров, позволяющие в хорошем согласии с экспериментом описать темновой шум $1/f$ в GaAs [67] ($t=1$, $N_c=4.7 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_a=10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\mathcal{E}_0=0.03 \text{ эВ}$, $\mathcal{E}_1=0.01 \text{ эВ}$). Видно, что результаты расчета полностью подтверждают высказанные выше качественные соображения [81]. Отметим, что чрезвычайно малые значения $\omega\tau_0$ ($\sim 10^{-16} \div 10^{-11}$) связаны с выбором в качестве временного масштаба очень малого τ_{00} — времени захвата на уровни хвоста, расположенные в непосредственной близости от края зоны проводимости. Преимущество такого выбора состоит в том, что τ_{00} не зависит от температуры. Физически более оправдан выбор в качестве временного

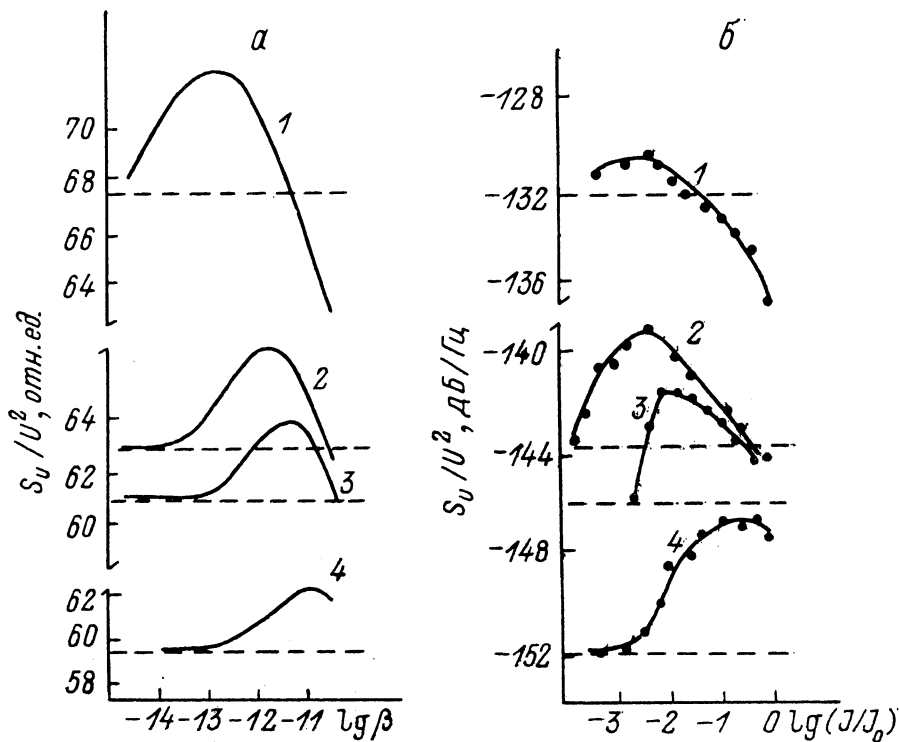


Рис. 11. Зависимость относительной спектральной плотности шума от интенсивности подсветки для четырех частот анализа [81].

a — теоретический расчет для тех же параметров, что и на рис. 10. Для 1 $\omega\tau_{00}=\omega\tau_{01}=4 \cdot 10^{-13}$, для 2—4 $\omega\tau_{00}/\omega\tau_{01}$: 2 — 10, 3 — 25, 4 — 50; b — экспериментальные кривые (300 К). Частота анализа для 1 $f_1=80$ Гц, для 2—4 f_1 : 2 — 12, 3 — 16, 4 — 64. Штриховые прямые — уровень шума в темноте ($\beta=0$).

масштаба времени τ_F — постоянной захвата на уровни Ферми. Однако недостатком такого масштаба является сильная зависимость величины τ_F от температуры.⁴

Результаты расчета для сопоставления с соответствующими экспериментальными данными удобно представить в несколько иной форме (рис. 11, a). На рис. 11, a для четырех различных частот анализа представлены рассчитанные зависимости шума на фиксированной частоте от интенсивности подсветки. Видно, что чем выше частота, тем большая интенсивность подсветки необходима для достижения максимального уровня шума и его последующего уменьшения. На рис. 11, b представлены экспериментальные зависимости для частот анализа 80, 960, 1280 и 5120 Гц. Максимальная интенсивность J_0 соответствует несфокусированному свету 100 Вт точечной лампы накаливания в номинальном ре-

⁴ Это замечание относится также и к величине β . Физически более оправдано сравнивать величину τ_F не с τ_{00} , а с τ_F и пользоваться параметром $\beta^*=\tau_F/\tau_F$. Однако в этом случае величина β^* сильно зависит от температуры.

жкие с расстояния ~ 30 см. Ослабление интенсивности достигалось с помощью калиброванных нейтральных фильтров, размещенных между лампой и образцом.

Хорошее согласие результатов расчетов на основе модели с экспериментом служит, на наш взгляд, серьезным доказательством справедливости предложенной модели.

С повышением температуры эффект немоной зависимости шума от интенсивности подсветки довольно быстро исчезает. Это обстоятельство также объясняется в рамках модели. Дело в том, что с увеличением температуры уровень Ферми движется в глубь запрещенной зоны. Значение \mathcal{E}_F растет. С ростом \mathcal{E}_F экспоненциально увеличивается τ_F и соответственно уменьшается значение $\omega_F = 1/\tau_F$. Поскольку эффект связан с перезарядкой уровней хвоста плотности состояний, лежащих ниже уровня Ферми, и, следовательно, существует только при $\omega < \omega_F$, с увеличением температуры частотный диапазон, в котором может наблюдаться эффект немоной зависимости уровня шума от интенсивности подсветки, быстро смещается в область более низких частот.

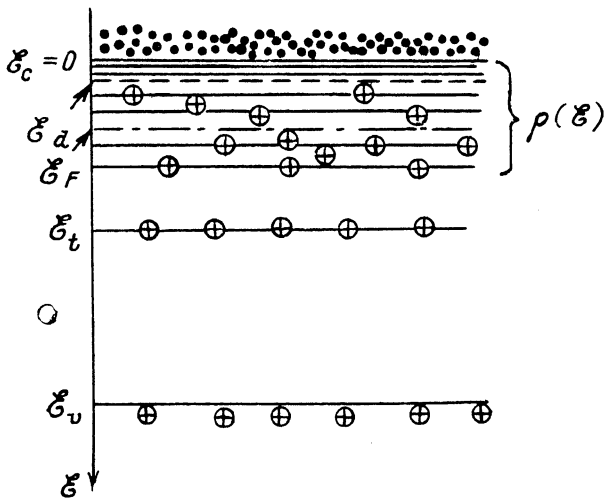


Рис. 12. Схема уровней, поясняющая кинетику спада фотопроводимости.

При наблюдении шумового спектра в фиксированном диапазоне частот эффект с ростом температуры должен постепенно подавляться и полностью исчезать, когда значение ω_F станет порядка нижней частоты наблюдения.

Эти качественные соображения полностью подтверждаются результатами численных расчетов [88].

3.2. Механизм долговременной релаксации фотопроводимости, обусловленный наличием хвоста плотности состояний (GaAs). Одним из следствий существования хвоста плотности состояний должно являться наличие специфического механизма долговременной релаксации фотопроводимости.

3.2.1. Механизм долговременной релаксации: качественная картина. Рассмотрим кинетику спада собственной фотопроводимости с учетом существования хвоста плотности состояний. Пусть образец освещен светом, создающим в полупроводнике электроны и дырки (рис. 12). При освещении наряду со свободными дырками в валентной зоне имеется определенная концентрация дырок, захваченных на рекомбинационный уровень \mathcal{E}_t и на уровни хвоста. Реально в GaAs существует несколько рекомбинационных уровней (см., например, [82]), однако для дальнейшего это обстоятельство несущественно. Время жизни избыточных носителей при рекомбинации через любой из этих уровней не превышает $10^{-5} \div 10^{-6}$ с [82].

После выключения света свободные дырки и дырки на рекомбинационных центрах исчезают за время, меньшее $10^{-5} \div 10^{-6}$. Остаются дырки, захваченные на уровни хвоста, и избыточные электроны, число которых равно полному числу захваченных дырок. Эти избыточные электроны и будут определять избыточную фотопроводимость $\Delta\sigma$ на временах $t \geq 10^{-5}$ с после выключения света.

В рассмотренной выше модели шума $1/f$ предполагалось, что чем глубже лежит уровень, принадлежащий хвосту плотности состояний, тем больше время захвата на него электрона. Таким образом, следует ожидать, что кинетика спада фотопроводимости будет характеризоваться широким диапазоном времен релаксации τ , причем максимальные значения τ могут быть очень большими.

В рассматриваемой картине для рекомбинации электрона и дырки, захваченной на уровень хвоста, не нужно преодолевать никакого энергетического барьера. Поэтому следует ожидать, что кинетика спада фотопроводимости будет относительно слабо зависеть от температуры. Этим указанный механизм долговременной релаксации принципиально отличается от двух других, хорошо из-

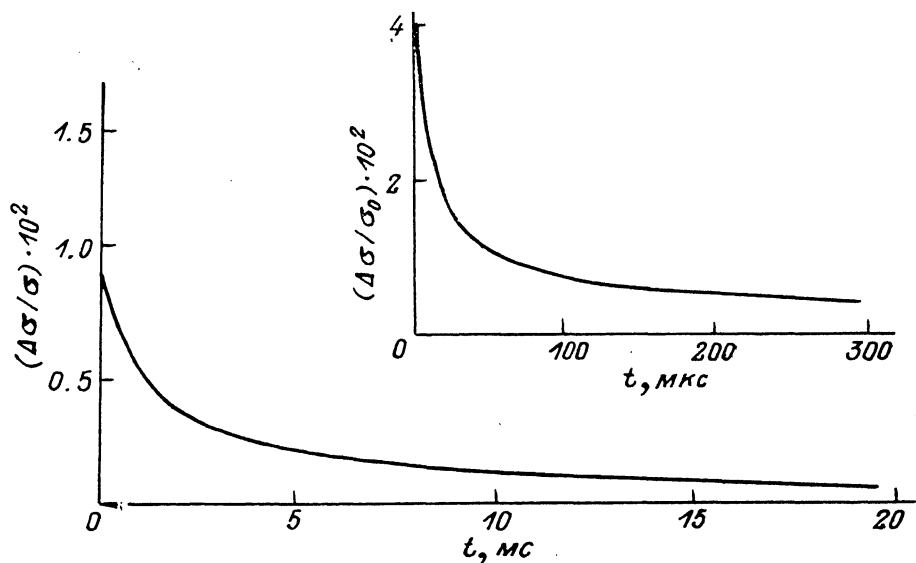


Рис. 13. Кинетика спада фотопроводимости при 300 К для одного из образцов при возбуждении импульсом света GaAs-лазера (см. вставку) и при возбуждении светом от лампы накаливания (с химическим модулятором).

вестных механизмов — релаксации, вызванной наличием уровней прилипания [83], и долговременной релаксации, обусловленной наличием в полупроводнике пространственно неоднородных энергетических барьеров [84]. В обоих последних случаях рекомбинация связана с преодолением энергетических барьеров и, как следствие, постоянная времени спада экспоненциально возрастает с понижением температуры.

Для обсуждаемого механизма спада фотопроводимости должна существовать и характерная особенность в гашении долговременной фотопроводимости подсветкой. При наличии уровней прилипания или барьерного механизма к гашению долговременной релаксации приводит так называемая «инфракрасная подсветка», т. е. освещение полупроводника светом с энергией фотонов $\mathcal{E}_\phi < \mathcal{E}_g$. Поскольку рассматриваемый механизм релаксации не связан с преодолением энергетического барьера, инфракрасное гашение в данном случае не должно наблюдаться. С другой стороны, если существует непрерывная подсветка образца светом с энергией квантов $\mathcal{E}_\phi \geq \mathcal{E}_g$, создающая (пусть и в относительно небольшой концентрации) дырки, долговременная релаксация может оказаться подавленной. Действительно, если создаваемых подсветкой дырок достаточно, чтобы заполнить наиболее глубокие уровни хвоста, число которых экспоненциально мало, а время релаксации максимально, то соответствующие (наибольшие) времена релаксации в кинетике спада не должны наблюдаться.

Кроме того, от барьерного механизма релаксации, для которого, как известно [84], характерно полевое гашение долговременной фотопроводимости, обсуждаемый механизм должен отличаться слабой зависимостью от напряженности поля в условиях разогрева носителей. Как и слабая чувствительность

к температуре, это обстоятельство связано с отсутствием энергетических барьеров, препятствующих рекомбинации.

3.2.2. Экспериментальное исследование долговременной релаксации фотопроводимости в GaAs. Механизм долговременной релаксации фотопроводимости, связанный с захватом на уровни хвоста плотности состояний в GaAs, обнаружен и исследован в работах [85, 86].

Ранее в [87, 88] было установлено, что даже при низких уровнях возбуждения кинетика релаксации фотопроводимости в чистых, структурно совершенных эпитаксиальных пленках n -GaAs ($N_d \sim 10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$) носит сложный характер. Наряду с постоянными времени релаксации $10^{-7} \div 10^{-8} \text{ с}$ в кинетике спада фотопроводимости присутствуют времена релаксации $\tau \sim 10^{-1} \div 10^{-3} \text{ с}$. Однако последовательного объяснения столь больших значений τ не существовало.

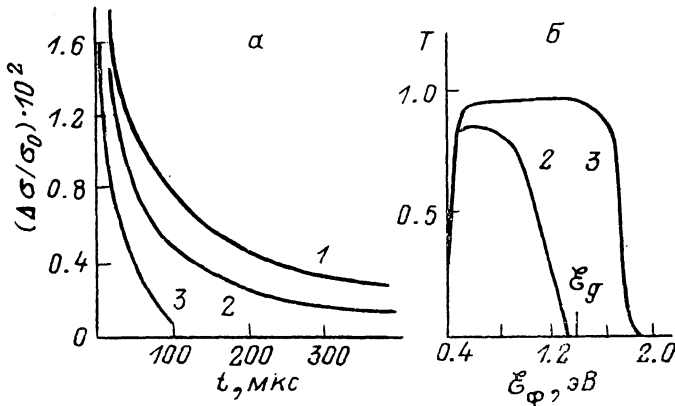


Рис. 14. Кинетика спада фотопроводимости при 300 К без непрерывной подсветки (1), с подсветкой через фильтры ИКС-3 (2) и ИКС-19 (3) (а); спектры пропускания фильтров ИКС-3 (2) и ИКС-19 (3) (б).

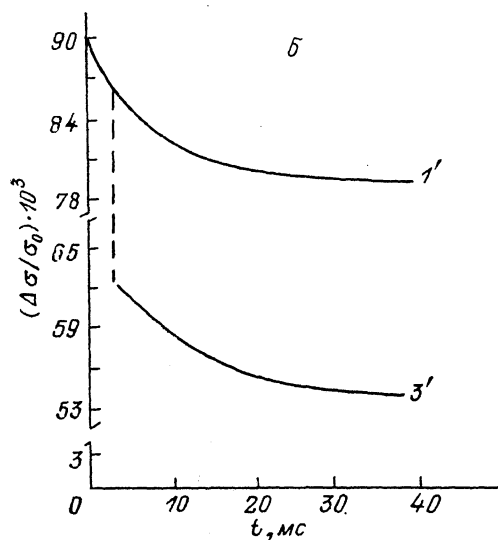
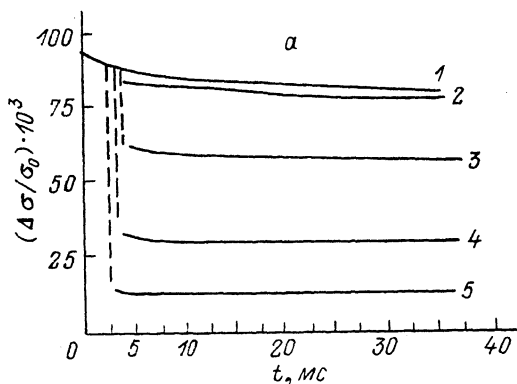
На рис. 13 показаны типичные зависимости избыточной фотопроводимости $\Delta\sigma/\sigma_0$ от времени для одного из образцов [85]. Фотопроводимость измерялась в диапазоне температур $77 \div 500 \text{ К}$. При каждой температуре фотопроводимость возбуждалась светом с энергией фотонов $\epsilon_\phi \approx \epsilon_g$, соответствующей максимуму на зависимости $\Delta\sigma/\sigma_0(\lambda)$. При 300 К значение ϵ_ϕ составляло ~ 1.42 , при 77 К — $\sim 1.51 \text{ эВ}$.

На вставке к рис. 13 показана кинетика спада фотопроводимости, возбуждаемой в образце импульсом света GaAs-лазера длительностью $\sim 10^{-7} \text{ с}$, при 300 К. На рис. 13 приведена зависимость $\Delta\sigma/\sigma_0(t)$, полученная при освещении того же образца светом лампы накаливания, пропущенным через монохроматор и механический модулятор. Из сравнения кривой 1 и кривой на вставке, соответствующих одной и той же температуре (300 К), видно, что в зависимости $\Delta\sigma/\sigma_0(t)$ присутствует широкий набор постоянных времени τ . При измерениях выявлено, что наблюдаемые значения τ лежат в диапазоне от 10^{-7} до 10^{-1} с .

Согласно экспериментам, даже очень сильные греющие поля при 300 К не оказывают никакого влияния на процесс спада фотопроводимости. К образцам прикладывались импульсы напряжения U_0 с амплитудой $6 \div 7 \text{ В}$, что при длине образцов $L=10 \text{ мкм}$ соответствует средним значениям поля $E_0 = U_0/L \approx 6 \div 7 \text{ кВ/см}$, вдвое превышающим пороговое значение для эффекта Ганна. При однородном распределении поля вдоль образца таким величинам E_0 в GaAs при 300 К соответствует средняя энергия электронов в Γ -долине $\epsilon_{e\Gamma} \approx 0.15 \div 0.17 \text{ эВ}$ [89]. В действительности при таких E_0 в образцах возникает эффект Ганна и амплитуда поля в домене E_{max} превышает $50 \div 70 \text{ кВ/см}$. Тем не менее даже разогрев носителей, соответствующий столь сильным полям, не влияет на кинетику спада фотопроводимости.

Такой результат ясно показывает, что эффект долговременной фотопроводимости при 300 К не связан с барьерным механизмом.

В левой части рис. 14 приведены зависимости фотопроводимости от времени при 300 К для одного и того же образца без подсветки (кривая 1), с подсветкой через фильтр ИКС-3 (кривая 2) и с подсветкой через фильтр КС-19 (кривая 3). Фильтр ИКС-3 пропускает широкую полосу инфракрасного света (рис. 14, б, кривая 2), и на образец попадают почти все фотоны с $\epsilon_{\phi} < \epsilon_g$. Видно, что



долговременная релаксация сохраняется практически без изменений (ср. кривые 1 и 2 на рис. 14, а). Фильтр КС-19 пропускает свет с энергией фотонов $\epsilon_{\phi} \geq \epsilon_g$ (рис. 14, б, кривая 3). Как видно из сравнения кривых 1 и 3 на рис. 14, а, свет с энергией фотонов $\epsilon_{\phi} > \epsilon_g$ подавляет долговременную релаксацию.

Такой результат показывает, что эффект долговременной фотопроводимости при 300 К не связан с наличием уровней прилипания.

Наиболее прямым доказательством того, что долговременная фотопроводимость не связана с необходимостью преодоления свободными носителями энергетических барьеров, является слабая температурная зависимость кинетики спада.

Однако, как было показано в работе [90], при пониженных температурах в кинетике спада фотопроводимости в GaAs проявляются не один, а два механизма дол-

Рис. 15. Кинетика спада фотопроводимости при 77 К.

а и б построены для одного и того же образца в разных масштабах. а) 1 — зависимость фотопроводимости от времени после выключения света, 2—5 — через 3—5 мс после выключения света к образцу прикладывался импульс греющего поля длительностью $t_0=1$ мс; амплитуда импульса, В: 2—2, 3—3, 4—4, 5—5; 1', 3' (б) — то же, что и 1, 3 (а), но в другом масштабе.

говременной релаксации. На рассмотренный выше механизм релаксации, связанный с наличием хвоста плотности состояний, накладывается барьерный механизм релаксации.

На рис. 15 кривыми 1 и 1' в разных масштабах показана одна и та же зависимость $\Delta\sigma/\sigma_0(t)$ при 77 К. Из анализа следует, что при 77 К также существует широкий набор постоянных времени τ . Минимальные значения τ соответствуют $10^{-7} \div 10^{-8}$, максимальные — $> 10^6$ с ($\tau_{\max} \gg 10^6$ с). Из сравнения кривой 1 на рис. 15 с зависимостью $\Delta\sigma/\sigma_0$, представленной на рис. 13, видно, что амплитуда фотопроводимости при 77 К возрастает по сравнению с 300 К более чем на порядок. При временах $t \lesssim 30 \div 40$ мс зависимости $\Delta\sigma/\sigma_0(t)$ при 77 и 300 К спадают приблизительно по одному и тому же закону. При $t \geq 4 \cdot 10^{-2}$ с спад при 77 К замедляется и на зависимости $\Delta\sigma/\sigma_0(t)$ наблюдаются очень большие постоянные времена, отсутствующие при 300 К.

Обнаружить два механизма долговременной релаксации и разделить их можно с помощью экспериментов с полевым гашением фотопроводимости [90, 91].

Кривыми 2—5 на рис. 15 показаны зависимости $\Delta\sigma/\sigma_0(t)$ в условиях, когда через несколько миллисекунд после выключения света к образцу приклады-

вается короткий (длительностью $t=1$ мкс) импульс напряжения. Видно, что фотопроводимость монотонно уменьшается с ростом амплитуды «греющего» импульса, что достаточно определенно указывает на наличие барьерного механизма фотопроводимости. Напомним вкратце, поскольку это важно для дальнейших рассуждений, что это за механизм [84, 92-94].

В материале n -типа существуют отрицательно заряженные области. Появление этих областей может быть обусловлено наличием скоплений акцепторных центров [94], областей разупорядочения [92], заряженных дефектов других типов [84, 93]. Таким областям соответствует возникновение потенциального рельефа: «холмов» для электронов и «ям» для дырок (рис. 16, а). Пока число таких областей невелико, они (в отсутствие освещения) не оказывают заметного

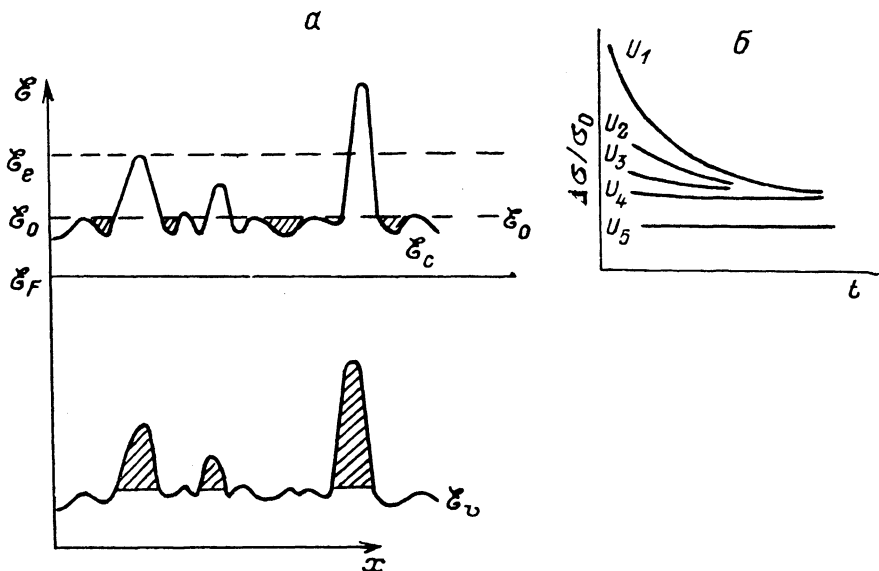


Рис. 16. Качественная картина потенциального рельефа, объясняющая барьерный механизм долговременной релаксации фотопроводимости (а); качественная картина полевого гашения долговременной фотопроводимости, которую можно ожидать, исходя из барьерной модели, при различных амплитудах напряжения импульса гашения U (б).

а) \mathcal{E}_0 — средняя энергия электронов при температуре решетки T_0 , \mathcal{E}_e — средняя энергия электронов при приложении греющего поля. Затрихованы области локализации электронов в зоне проводимости и дырок (возникающих при освещении (в валентной зоне); б) $U_1 < U_2 < U_3 < U_4 < U_5$.

влияния на электрофизические характеристики материала. Возникшие в результате освещения дырки локализуются в потенциальных ямах. Они пространственно отделены от электронов, что затрудняет рекомбинацию и приводит к возникновению долговременной релаксации фотопроводимости. Максимальные времена релаксации определяются высотой барьеров \mathcal{E} и температурой электронов. При разогреве электронов сильным электрическим полем электронная температура T_e (средняя тепловая энергия \mathcal{E}_e) повышается. Электроны получают возможность проникать в область барьеров и рекомбинировать с дырками, что обуславливает полевое гашение долговременной релаксации.

Из рассмотренной картины возникновения барьерного механизма ясно, что появление широкого спектра времен релаксации τ в барьерной модели связано с наличием барьеров разной высоты. Чем меньше высота энергетического барьера, который электрон должен преодолеть, чтобы оказаться в пространственной области, занятой дырками, тем меньше соответствующее время релаксации τ . Таким образом, быстрые времена спада обусловлены существованием барьеров малой высоты, медленные — большой.

Ясно, что чем меньше высота барьера, тем при меньшей амплитуде импульса гашения будет достигнуто значение энергии электронов \mathcal{E}_e , необходимое для рекомбинации дырок, локализованных в данном барьере (рис. 16, а). Следовательно, исходя из барьерной модели, можно было бы ожидать картину гашения, показанную на рис. 16, б. Между тем, и это особенно ясно видно из рис. 15, б,

реализуется качественно иная ситуация. При амплитуде импульса гашения 3 В «медленная» компонента долговременной релаксации, за которую ответственные высокие барьеры, сильно подавлена, тогда как быстрая компонента не претерпела практически никаких изменений.

Меняя амплитуду импульса гашения и время задержки между моментом выключения света и импульсом, можно установить, что при $t \geq 30 \div 40$ мс преобладает барьерный механизм долговременной релаксации, а при $t \leq 30 \div 40$ мс — другой механизм, не зависящий или слабо зависящий от энергии электронов. Во временном масштабе порядка десятков миллисекунд, характерном для долговременной релаксации при 300 К (рис. 13), процесс релаксации фотопроводимости при 77 К выглядит, как линейная суперпозиция барьерной компоненты и компоненты, не зависящей от энергии электронов.

Если сравнить параметры этой второй компоненты с кривой $\Delta\sigma/\sigma_0(t)$, характеризующей кинетику спада фотопроводимости при 300 К, то можно заметить, что эти зависимости весьма близки. Обе они характеризуются максимальными постоянными времени спада $\tau \leq 10^{-2}$ с. Близки амплитуды этих кривых ($\sim 8 \cdot 10^{-3}$ для 300 К и $\sim 12 \cdot 10^{-3}$ для 77 К). Наконец, обе зависимости не чувствительны к полевому гашению фотопроводимости. Естественно считать, что эта «быстрая» компонента долговременной фотопроводимости, наблюдаемая при 77 К, имеет ту же природу, что и механизм долговременной фотопроводимости при 300 К.

3.2.3. В ы в о д ы. Таким образом, в полном соответствии с предсказанием модели в GaAs действительно существует механизм долговременной релаксации фотопроводимости, не чувствительный к инфракрасной подсветке, полевому гашению и температуре. Он обусловлен существованием хвоста плотности состояний, флуктуации заполнения уровней которого объясняют появление объемного шума $1/f$ в GaAs.

В работе [86] проделан расчет кинетики спада фотопроводимости для механизма долговременной релаксации, связанного с наличием хвоста плотности состояний. Результаты расчета сопоставлены с экспериментальными данными. Хорошее согласие между теорией и экспериментом дает еще одно доказательство в пользу справедливости обсуждаемой модели.

3.3. Шум $1/f$ в GaAs с искусственно введенными структурными дефектами. Хвост плотности состояний, наличие которого обуславливает возникновение шума $1/f$ и долговременной релаксации фотопроводимости, связан с неизбежным существованием в реальном кристалле различного рода структурных несовершенств. Таким образом, в модели получает некоторое обоснование многократно высказывавшееся эмпирическое утверждение, что уровень объемного шума $1/f$ в полупроводниках определяется «степенью структурного совершенства». В этом разделе мы покажем, что при определенных методах введения в GaAs структурных дефектов можно наблюдать увеличение шума $1/f$ на 1—2 порядка. При этом природа шума $1/f$ в дефектном материале остается той же, что и в исходном структурно совершенном арсениде галлия. Возрастание шума обусловлено увеличением концентрации уровней хвоста плотности состояний.

Попытки непосредственно связать наличие структурных дефектов с возникновением шума $1/f$ в полупроводниках предпринимались неоднократно. Так, в работах [85–87] исследовалось влияние на шум типа $1/f$ контролируемо вводимых дислокаций. Все три работы были выполнены на кремнии. Методы введения дислокаций также были сходными. Тем не менее результаты качественно различались. Так, в работе [85] введение дислокаций оказывало большое влияние на низкочастотный шум. При этом эффект очень сильно зависел от температуры. При 100 °С в образцах, сопротивление которых возросло при введении дислокаций в 1.5—2 раза, значение постоянной Хоуге увеличилось в 3—4 раза. При более высокой температуре (150 °С) уровень низкочастотного шума в образцах с введенными дислокациями был значительно меньше. В работе [86] измерения проведены на *p*-Si и *n*-Ge при температурах 77 и 300 К. Уровень шума в образцах *p*-Si, сопротивление которых изменилось в результате введения дислокаций на порядок, остался неизменным. В работе [87] введение дислокаций приводило к очень заметному росту абсолютного уровня шума $1/f$ при неизменном токе через образец. Уровень шума монотонно возрастал с увеличением

плотности дислокаций вплоть до перекомпенсации материала и перехода проводимости из n -типа в p -тип.

Значительно лучше воспроизводимы результаты при введении структурных несовершенств методом ионной имплантации. В работах [98, 99] убедительно показано, что структурные нарушения, вызванные ионной имплантацией, приводят к существенному увеличению объемного шума $1/f$ в Si. Последующий отжиг, восстанавливающий структурное совершенство кремния, приводит к уменьшению объемного шума $1/f$ вплоть до полного его исчезновения в области частот ≥ 10 Гц.

В этом разделе мы установим связь шума $1/f$ в GaAs со структурными несовершенствами, возникающими при сильном (деструктивном) сжатии [100]. Такой способ введения дефектов выбран по нескольким соображениям. Прежде

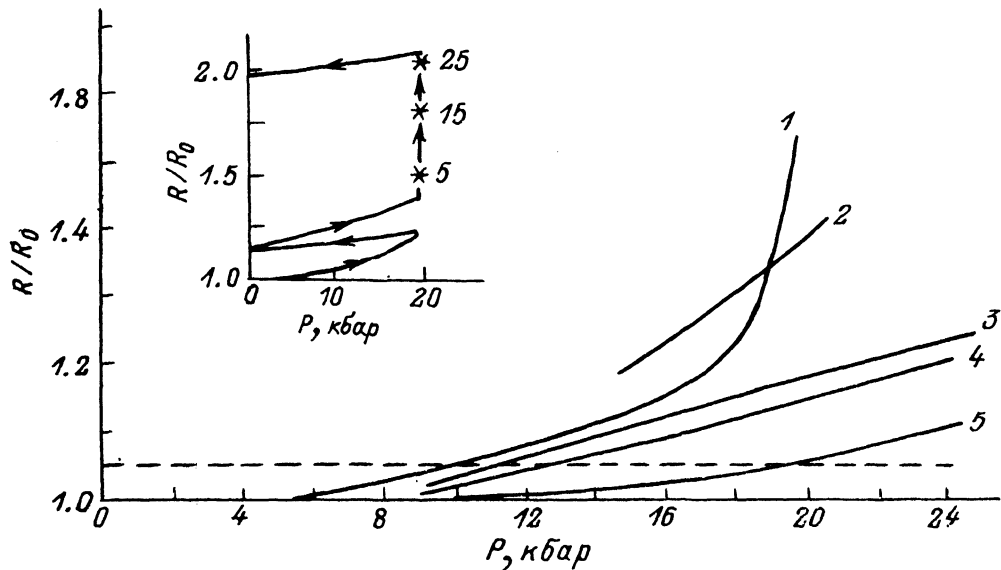


Рис. 17. Зависимость сопротивления от давления для пяти различных образцов.

На вставке — зависимость R/R_0 от времени (в мин) при $P = 20$ кбар.

всего изготовление многих полупроводниковых приборов включает в себя операции, сопровождающиеся очень сильными, а иногда и деструктивными механическими напряжениями. К таким операциям относятся различные виды термообработок, ультразвуковая обработка пластин и отдельных приборов, лазерное и механическое скрайбирование пластин, разделение пластин полупроводника на отдельные приборы, монтаж приборов с использованием термокомпрессии и ультразвуковой сварки и т. д. Можно думать, что структурные нарушения, возникающие при сильном сжатии, в значительно большей степени соответствуют несовершенствам, возникающим в процессе операций, чем дефекты кристаллической решетки, вызванные ионной имплантацией.

Далее, нарушения решетки полупроводников, возникающие в ходе деструктивного сжатия, к настоящему времени качественно изучены достаточно подробно (см., например, [101-103]). С помощью методов дифракции быстрых и медленных электронов, спектроскопии характеристических потерь энергии электронов, дифракции нейтронов и др. показано, что под воздействием механических нагрузок в структурно совершенной монокристаллической решетке появляются вакансии и кластеры вакансий, дислокации, дисклинации и т. д. По мере роста нагрузки поверхностный слой полупроводника проходит через поликристаллическую, а при определенных условиях и через аморфную фазы. При этом толщина «поверхностного» слоя составляет десятки микрон, что существенно превышает типичную толщину современных полупроводниковых приборов.

Наконец, избранный способ введения дефектов прост и позволяет измерять шумы непосредственно в процессе деформации.

При сжатии сопротивление образцов GaAs возрастает. На рис. 17 показаны типичные зависимости сопротивления образцов от давления. Штриховой линией, параллельной оси абсцисс и соответствующей значению $R/R_0 \approx 1.05 \div 1.06$ (R_0 — исходное сопротивление), отмечена граница «предела прочности». Видно, что для различных образцов этому пределу соответствует значение критического давления $P_{кр}$, лежащее в диапазоне $\approx 10 \div 20$ кбар. При $P < P_{кр}$ сопротивление образца после снятия нагрузки возвращается точно к тому же значению, что и до нагружения. Если в процессе сжатия достигается давление $P > P_{кр}$, то сопротивление образца после снятия нагрузки возрастает по сравнению с исходным. Если давление $P > P_{кр}$ поддерживается в течение длительного времени, то сопротивление образца R монотонно увеличивается со временем. На вставке к рис. 17 показаны оба эти процесса. Образец сжимался до давления $P=20$ кбар, при этом величина R/R_0 составила 1.2. После снятия напряжения новое значение R при отсутствии нагрузки равнялось $1.15R_0$. При повторном сжатии до $P=20$ кбар величина R/R_0 составила 1.43. Затем образец был оставлен под нагрузкой. Видно, как растет сопротивление образца со временем. После пребывания образца под нагрузкой $P=20$ кбар в течение 25 мин и ее снятия новое значение R составило $\approx 1.95R_0$.

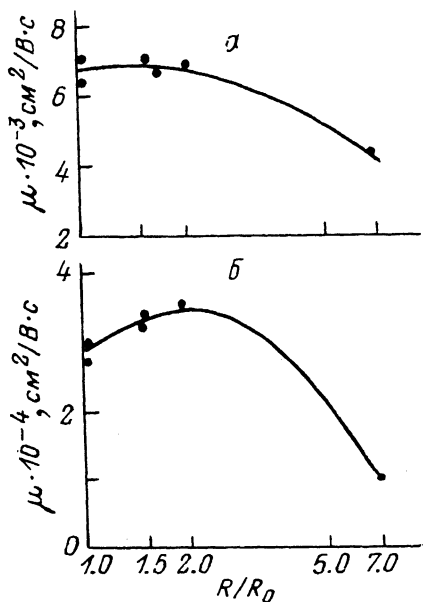


Рис. 18. Зависимость подвижности, измеренной методом геометрического магнитосопротивления, от степени деструкции образцов.

Рис. 18. Зависимость подвижности, измеренной методом геометрического магнитосопротивления, от степени деструкции образцов.

За меру деструкции принято отношение сопротивления после нагружения к исходному сопротивлению при 300 К.
Т, К: а — 300, б — 77.

Эксперименты показывают, что с увеличением температуры величина $P_{кр}$ резко уменьшается, а скорость деструкции при неизменном давлении $P > P_{кр}$ резко растет.

Для целого ряда образцов методом геометрического магнитосопротивления [61] были измерены значения подвижности в слабом поле μ_0 при 300 и 77 К до сжатия, а также после сжатия с $P > P_{кр}$. Результаты измерений показаны на рис. 18. При 300 К измерения методом геометрического магнитосопротивления на образцах, не подвергавшихся сжатию ($R/R_0=1$), дают те же значения подвижности $\mu_{300}=(6.5 \div 7.5) \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{c}$, что и измерения методом Ван-дер-По на исходных пластинах GaAs. Из рис. 18, а видно, что даже при $R/R_0=2$, т. е. в состоянии, отвечающем весьма глубокой деструкции, а иногда и наличию одной-двух сквозных магистральных трещин, значение подвижности остается практически таким же, как и у образцов, не подвергавшихся сжатию.

При 77 К измерения подвижности методом геометрического магнитосопротивления на образцах, не подвергавшихся сжатию, дают значения $\mu_{77}=(2.5 \div 3.5) \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{c}$ (рис. 18, б), существенно меньшие, чем при измерениях методом Ван-дер-По на исходных пластинах, в соответствии с которыми $\mu_{77}=(5 \div 7) \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{c}$. Такая разница обусловлена по-видимому, влиянием контактов [61], особенно заметным при 77 К, поскольку при этой температуре сопротивление образцов $R_0=3 \div 4 \text{ Ом}$ (при 300 К $R_0 \approx 15 \div 25 \text{ Ом}$). При увеличении R в процессе деструкции влияние контактов на величину μ_{77} , измеренную методом геометрического магнитосопротивления, уменьшается и она приближается к истинному значению μ_{77} , известному из измерений, выполненных методом Ван-дер-По. Уменьшение подвижности при 77 К, так же как и при 300 К, соответствует значениям $R/R_0 \geq 2$.

Обсудим теперь результаты измерений низкочастотного шума в зависимости от уровня деструкции, обусловленной сжатием.

Прежде всего следует отметить, что при $P < P_{кр}$ [для некоторых образцов $P_{кр}$ достигает 20 кбар (рис. 17)] спектр шума не изменяется. К изменению уровня шума приводят только нагрузки, обуславливающие деградацию материала.

На рис. 19 показано, как меняется уровень низкочастотного шума по мере нарастания деструкции. Кривая 1 (образец до нагружения) имеет наклон, практически точно соответствующий закону $1/f$. Величина постоянной Хоуге α

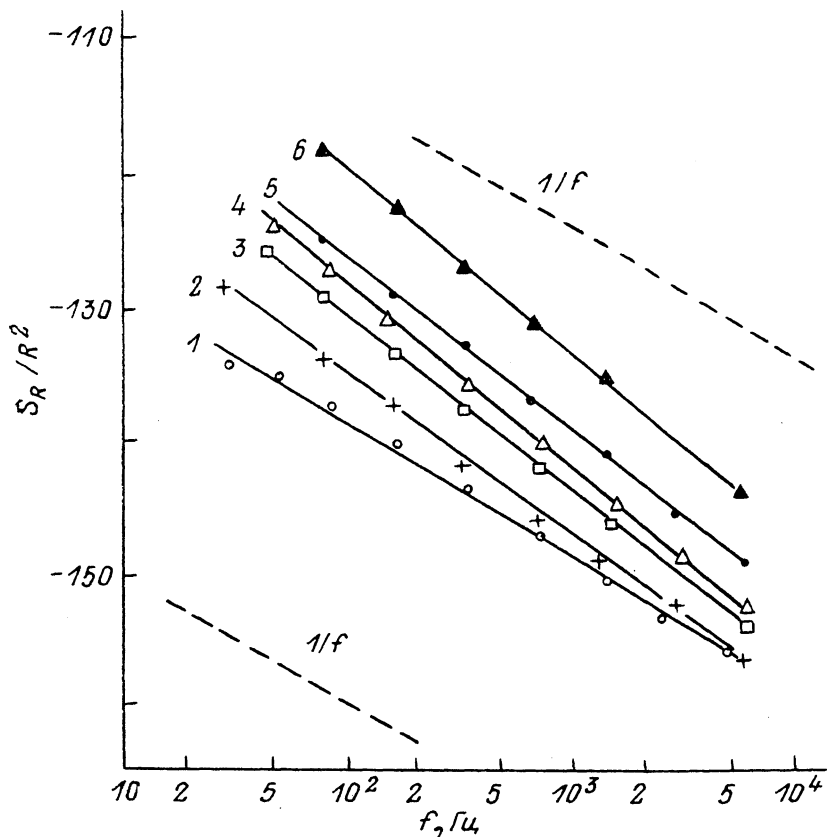


Рис. 19. Зависимость относительной спектральной плотности шума от частоты при разной степени деструкции (300 К).

1 — до нагружения, $R/R_0=1$; 2 — после сжатия при давлении 11.5 кбар, $R/R_0=1.09$; 3—6 — после сжатия при давлении 16.5 кбар; 3 — непосредственно после сжатия, $R/R_0=1.15$; 4 — через 20 мин, $R/R_0=1.63$; 5 — через 50 мин, $R/R_0=2.13$. 3—5 сняты непосредственно в процессе сжатия; 6 — нагрузка с образца снята. Величина R/R_0 увеличилась от 2.13 до 2.38. Штриховыми линиями показан наклон зависимости $S_R/R^2(f)$, соответствующий закону $1/f$.

для кривой 1 равняется $\approx 10^{-4}$. Даже при очень малом уровне деструкции, характеризующейся отношением $R/R_0=1.09$, наклон зависимости $S_R/R^2(f)$ изменяется (кривая 2). Новый наклон соответствует закону $S_R \sim 1/f^\gamma$, где $\gamma=1.18$, и с дальнейшим увеличением уровня деструкции не меняется. На частоте анализа 40 Гц уровень шума при $R/R_0=1.09$ возрастает по сравнению с исходным на $\sim 4 \div 5$ дБ, т. е. в 2.5—3 раза. Таким образом, уровень низкочастотного шума действительно оказывается очень чувствительным даже к сравнительно слабым деструктивным воздействиям.

Такой результат хорошо согласуется с данными работы [104], в которой установлено, что ультразвуковая обработка эпитаксиальных образцов GaAs, по свойствам аналогичных образцам, исследованным в настоящей работе, приводит к росту уровня низкочастотного шума на $5 \div 12$ дБ.

Следует заметить, однако, что в литературе описан пример противоположного воздействия ультразвука [105]. В работе [105] обработка арсенид-

галлиевых туннельных диодов приводила к уменьшению уровня шума $1/f$. Таким образом, характер воздействия структурных нарушений на шум $1/f$ зависит от конкретного механизма шума $1/f$ в исследуемой структуре.

При $R/R_0=2.13$ (рис. 19, кривая 5) уровень шума на частоте анализа $f=40$ Гц возрастает по сравнению с исходным более чем на 2 порядка. Между тем из сравнения с рис. 18 видно, что при измерении подвижности при таких значениях R/R_0 какого-либо ухудшения качества материала не фиксируется.

Снятие нагрузки часто (но не во всех случаях) сопровождается заметным увеличением отношения R/R_0 . При этом, если отношение R/R_0 возрастает, увеличивается и уровень шума $1/f$ (ср. кривые 5 и 6 на рис. 19).

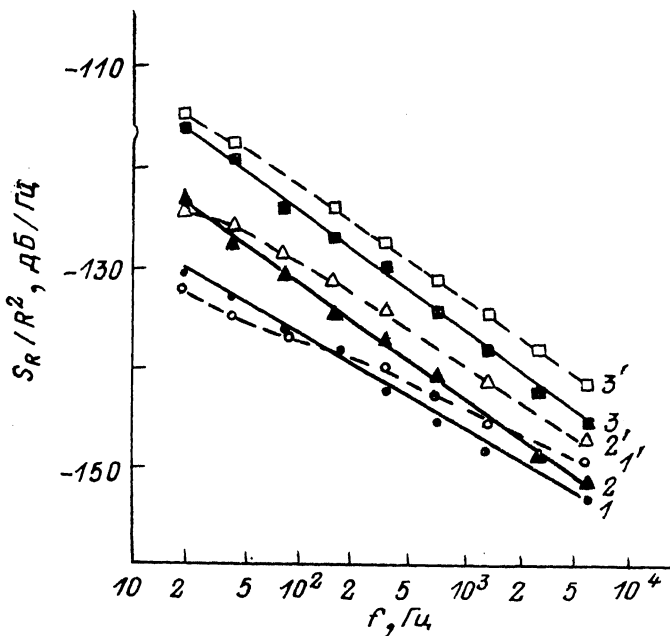


Рис. 20. Частотные зависимости спектральной плотности шума для трех образцов с разной степенью деструкции (300 К).

Сплошные кривые — в темноте, штриховые — при освещении. R/R_0 : 1, 1' — 1 (неповрежденный образец); 2, 2' — 1.78; 3, 3' — 2.08.

С физической точки зрения весьма примечательным является тот факт, что спектр шума $1/f$, измеренный при 77 К, остается практически неизменным и повторяет спектр образцов, не подвергавшихся сжатию, при любых достижимых на опыте уровнях деструкции вплоть до $R/R_0 \approx 10$. (Таким значениям R/R_0 соответствует несколько сквозных магистральных трещин. При попытке увеличить степень деструкции образцы рассыпаются в порошок).

На рис. 20 для трех образцов с разной степенью деструкции показаны зависимости спектральной плотности шума от частоты в темноте (сплошные кривые) и при освещении (штриховые). Видно, что качественно освещение влияет на шум в образцах, подвергавшихся деструкции, так же, как и в исходных структурно совершенных образцах. Однако по мере нарастания деструкции частота f_0 , ниже которой свет подавляет шум, а выше — увеличивает, сдвигается в сторону низких частот (ср. с рис. 2). Такой результат объясняется в рамках описываемой модели шума $1/f$.

Как следует из комментария к формуле (21), частота f_0 может быть определена из условия $f_0 \tau_{0x} \approx 1$. Таким образом, значение f_0 пропорционально концентрации свободных дырок p :

$$f_0 \sim \frac{1}{\tau_{0x}} \sim \frac{1}{\tau_p} \sim p. \quad (22)$$

При неизменной интенсивности освещения концентрация свободных дырок p определяется концентрацией эффективных рекомбинационных уровней

в GaAs. Вполне естественно, что концентрация рекомбинационных уровней растет с увеличением степени деградации образца. Соответственно уменьшаются концентрация свободных дырок p и, следовательно, частота f_0 .

Как уже отмечалось, в исходных структурно совершенных образцах наибольшее влияние на шум оказывают кванты света с энергией $\mathcal{E}_\phi \approx \mathcal{E}_g$ (рис. 3). При этом максимум фоточувствительности образцов соответствует той же энергии фотонов $\mathcal{E}_\phi \approx \mathcal{E}_g$, что и максимум на зависимости $S_I(\mathcal{E}_\phi)$. Такая же ситуация сохраняется и для образцов, подвергавшихся деструкции. На рис. 21 показаны зависимости фотопроводимости от длины волны падающего на образец света для тех же трех образцов, данные которых приведены на рис. 20. Кривая 1 соответствует зависимости $\Delta\sigma/\sigma_0(\lambda)$ для неповрежденного образца. Из рис. 21 прежде всего следует, что с увеличением степени деструкции фоточувствительность монотонно возрастает. Характерно, что положение максимума фоточувствительности практически не меняется и соответствует условию $\mathcal{E}_\phi \approx \mathcal{E}_g$. Рост

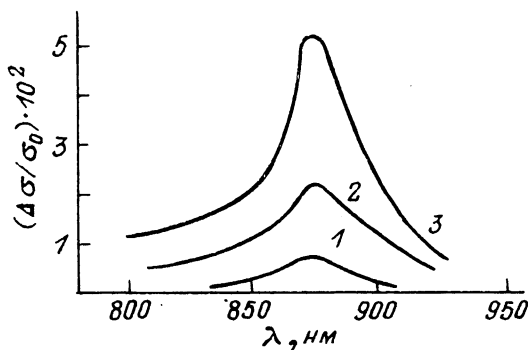


Рис. 21. Зависимость фотопроводимости от длины волны света (при равной интенсивности) для тех же образцов, что и на рис. 20 (нумерация кривых 1—3 сохранена).

фоточувствительности с увеличением уровня деструкции указывает на возможность проявления в релаксации фотопроводимости больших постоянных времени. Действительно, в работе [90] обнаружена прямая корреляция между уровнем шума $1/f$, амплитудой фотопроводимости и максимальными временами долговременной релаксации. По мере увеличения деструкции в кинетике спада фототока появляются все большие и большие времена релаксации. При 300 К даже очень сильные электрические поля не оказывают никакого влияния на кинетику спада в образцах, подвергавшихся деструкции. Таким образом, замедление времени спада при 300 К не связано с формированием потенциального рельефа, также возникающего в процессе деструкции, а объясняется увеличением плотности уровней хвоста плотности состояний [90].

Наиболее прямое доказательство того, что природа шума $1/f$ в образцах, подвергавшихся деструкции, и в исходных образцах одна и та же, может быть получено при сравнении температурных зависимостей низкочастотного шума [108].

На рис. 22 для нескольких значений температуры показаны спектральные зависимости низкочастотного шума для одного из исходных структурно совершенных образцов (а) и для образца, в котором сопротивление в результате деструкции возросло в 1.52 раза ($R/R_0=1.52$) (б).

Видно, что низкочастотный шум, как это всегда наблюдается в полупроводниках (см., например, [19, 107, 108]), представляет собой суперпозицию шума $1/f$ и отдельных лоренцианов. Видно также, что, хотя уровень шума в результате деструкции возрос на порядок, формы спектральных зависимостей шума в исходном образце и в образце, подвергавшемся деструкции, очень схожи при всех исследованных температурах. Из этого можно заключить, что вклад шума $1/f$ и отдельных лоренцианов в общий уровень низкочастотного шума возрастает при деструкции приблизительно в одинаковой степени.

Сходство формы спектров делается еще более очевидным, если представить их в виде зависимости спектральной плотности шума от температуры на данной частоте анализа f (рис. 23).

Из рис. 23 ясно видно, что положения максимумов на кривых $S_I/I^2(T)$ и их температурные зависимости практически одни и те же для исходного GaAs (рис. 23, а) и для GaAs, подвергнувшегося деструкции.

Обработка экспериментальных кривых стандартными для шумовой спектроскопии методами кривых Аррениуса и «наилучшей подгонки» (см., например, [20]) позволяет заключить, что наиболее высокотемпературный максимум, проявляющийся в области температур $T > 300$ К, связан с наличием в запре-

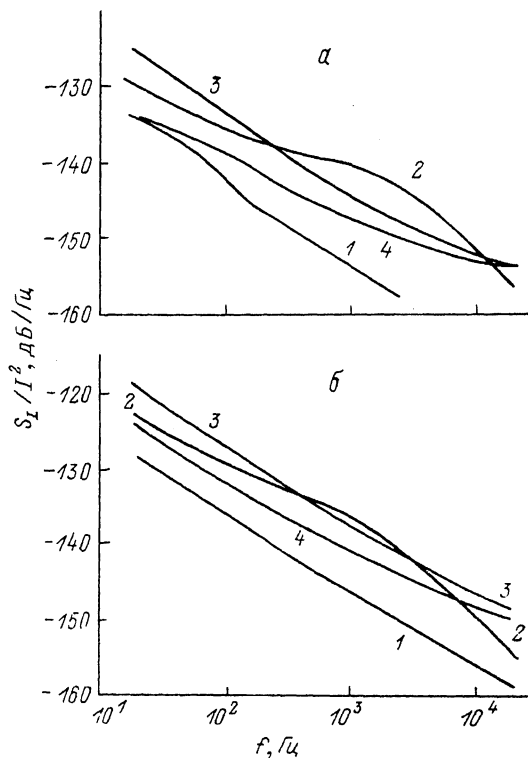


Рис. 22. Частотные зависимости спектральной плотности шума для исходного структурно совершенного GaAs (а) и для GaAs, подвергнутого деструкции ($R/R_0=1.52$) (б).

T, K : а) 1 — 110, 2 — 220, 3 — 300, 4 — 520; б) 1 — 90, 2 — 220, 3 — 300, 4 — 520.

щенной зоне уровня с глубиной залегания $\mathcal{E}_i \approx 0.2$ эВ ниже края зоны проводимости \mathcal{E}_c . Сечение захвата электронов на этот уровень составляет $\sigma_n \sim 10^{-20} \div 10^{-19}$ см².

Максимум, проявляющийся в области более низких температур ($\sim 170 \div 250$ К), связан с наличием уровня с глубиной залегания $(\mathcal{E}_c - \mathcal{E}_i) \approx 0.06 \div 0.1$ эВ и сечением захвата $\sigma_n \sim 5 \cdot 10^{-21} \div 5 \cdot 10^{-20}$ см².

Анализ методом наилучшей подгонки указывает на сильную температурную зависимость σ_n для обоих уровней. Сечение захвата растет с увеличением температуры. Концентрация обоих уровней составляет $\sim 10^{18}$ см⁻³ в исходных образцах и $\sim 10^{14}$ см⁻³ в образцах, подвергнувшихся деструктивному сжатию.

Уровень с глубиной залегания $(\mathcal{E}_c - \mathcal{E}_i) \sim 0.2$ эВ наблюдался в работе [109] методом термостимулированного тока и, по мнению авторов, связан с наличием структурных дефектов решетки. Концентрация таких дефектов в широких пределах могла быть изменена выбором режима термообработки. По-видимому, этот же уровень наблюдался в работах [18, 107] методом шумовой спектроскопии. Концентрация уровней этого типа составляла $\sim 10^{12} \div 10^{18}$ см⁻³ в работе [107] и 10^{14} см⁻³ в работе [18]. Сечение захвата росло с увеличением температуры.

Поскольку при деструктивном сжатии заметно увеличивается концентрация уровней обоих типов, весьма вероятно, что они обусловлены наличием структурных дефектов решетки.

Замечательно, что при деструктивном сжатии увеличивается не только концентрация локальных уровней, обусловленных структурными дефектами, но и уровень шума $1/f$, причем в той же степени. Это обстоятельство достаточно определенно указывает на связь шума $1/f$ в GaAs со структурными дефектами. Поскольку основные характеристики шума $1/f$ в образцах, в которых шум увеличился на 2 порядка вследствие введения структурных дефектов, остались такими же, что и в исходных, естественно считать, что и в исходном структурно совершенном GaAs шум $1/f$ обусловлен «остаточными» структурными дефектами, неизбежно присутствующими в любом реальном кристалле.

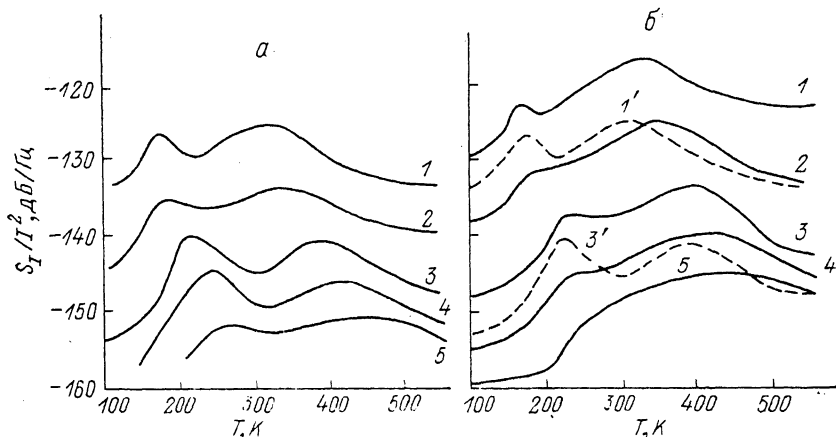


Рис. 23. Температурные зависимости спектральной плотности шума для тех же образцов, что и на рис. 22.

f , Гц: 1 — 20, 2 — 160, 3 — 1380, 4 — 5520, 5 — 22 080. 1', 3' (б) — то же, что и 1, 3 (а).

4. Следствия из модели и их экспериментальная проверка (Si)

4.1. *Немонотонная зависимость шума $1/f$ от интенсивности подсветки в Si.* Вследствие исключительно важной роли, которую кремний играет в современной полупроводниковой электронике, большинство экспериментов по исследованию шума $1/f$ в полупроводниках выполнено именно на Si. Однако результаты, полученные в разных работах, противоречивы. Величины параметра Хоуге α различаются на ~ 6 порядков. Качественно различаются также и температурные зависимости α [110, 111]. Так, в работе [112] величина α возросла на 2 порядка при снижении температуры от 300 до 100 К. В работе [111], напротив, величина α уменьшалась на порядок при снижении температуры от 300 до 77 К.

Хорошо известно, что очень часто такого рода противоречия обусловлены процессами на поверхности. Действительно, исследования роли поверхности в формировании шума $1/f$ также приводят к неоднозначным результатам [40, 41, 47, 112]. Так, в работе [47] сделан вывод об определяющей роли поверхности в формировании шума $1/f$. Результаты работ [41, 112] приводят к выводу об отсутствии какого-либо влияния поверхности на уровень шума $1/f$. Наконец, в работе [40] наблюдался шум $1/f$ как объемной, так и поверхностной природы.

В работе [113] шум $1/f$ был исследован в n -Si, полученном методом бестигельной зонной плавки ($n_0 \approx 1.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$). (Подробно параметры образцов описаны в Приложении 3). Было показано, что при комнатной температуре у образцов со значением параметра $\alpha \approx 2 \cdot 10^{-4}$ поверхностный шум $1/f$ преобладает над объемным.

Однако с понижением температуры ситуация меняется. Если использовать образцы, полученные методом раскалывания, для которых характерен меньший

уровень шума, чем для образцов, изготовленных методом лазерной резки, то в диапазоне температур 100–150 К объемный шум $1/f$ будет преобладать над поверхностным [68]. При этом в Si обнаруживается эффект немонотонной зависимости шума $1/f$ от интенсивности подсветки, качественно аналогичный эффекту в GaAs, описанному в п. 3.1. Эффект наблюдается как в Si, полученном методом бестигельной зонной плавки, так и в аналогичном по электрофизическим и шумовым параметрам Si, полученном методом нейтронного легирования [68].

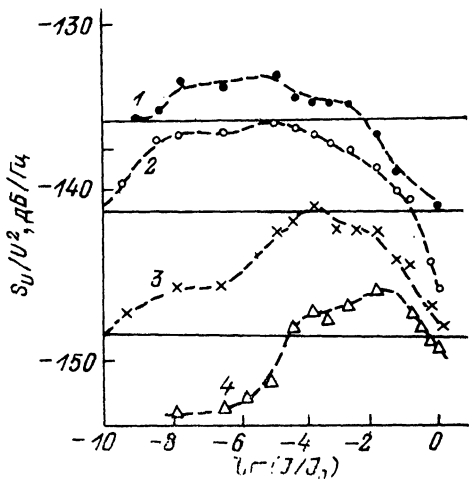


Рис. 24. Зависимость относительной спектральной плотности шума от относительной интенсивности подсветки для различных частот анализа (124 К; Si).

Частота, Гц: 1 — 40, 2 — 80, 3 — 320, 4 — 1280. Сплошные горизонтальные прямые — уровень темного шума. Интенсивность J_0 соответствует освещению образца точечной лампой накаливания мощностью 100 Вт.

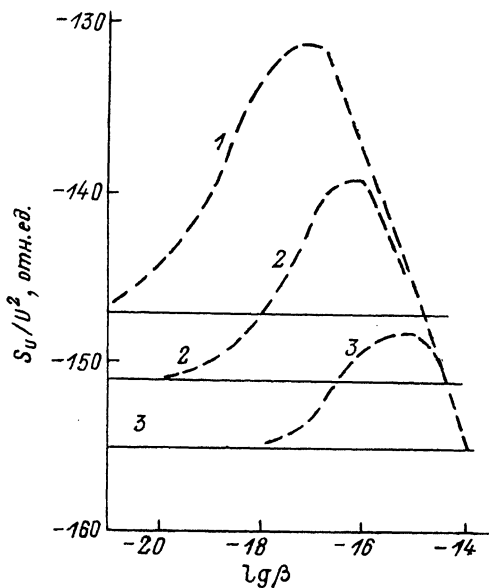


Рис. 25. Расчетные зависимости относительной спектральной плотности шума на данной частоте от уровня освещенности (ср. с рис. 24 и 11, а).

Сплошные горизонтальные прямые — уровни темного шума. Величина $\omega_{\text{фоф}}$: 1 — 10^{-17} , 2 — 10^{-18} , 3 — 10^{-18} .

На рис. 24 представлены зависимости относительной спектральной плотности шума от относительной интенсивности подсветки для фиксированных частот анализа (ср. с рис. 11). Из рис. 24 видно, что заметное влияние на шум оказывает даже световой поток лампы, ослабленный в 10^8 – 10^9 раз. По мере увеличения интенсивности подсветки шум на данной частоте возрастает, достигает максимума и затем монотонно уменьшается. Чем выше частота анализа, тем большая интенсивность света необходима, чтобы достигнуть максимума на зависимости $S_U(J)$.

На рис. 25 показаны зависимости спектральной плотности шума от интенсивности освещения, рассчитанные в соответствии с выражением (19) при значениях параметров теории, хорошо описывающих объемный шум $1/f$ в Si: $\mathcal{E}_0 = 0.03$ эВ, $a = \mathcal{E}_0/\mathcal{E}_1 = 6$, $N_a = 2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $t = kT/\mathcal{E}_0 = 0.35$ (что соответствует температуре 122 К), $N_c/N_a \approx 3.5 \cdot 10^5$ (при 122 К). Качественное сходство эффектов немонотонной зависимости уровня шума от освещенности в Si и GaAs вполне очевидно. Наиболее интересное количественное расхождение состоит в том, что в Si на нижних частотах анализа заметное влияние на шум оказывает свет с интенсивностью, на 4–5 порядков меньшей, чем в GaAs (ср. рис. 24 и 11, б).

В работе [68] проделан расчет зависимости эффекта от температуры. В хорошем согласии с экспериментальными данными показано, что с ростом температуры эффект при неизменном частотном диапазоне наблюдения ослабевает, а при дальнейшем росте температуры исчезает. Происходит это за счет умень-

шения с температурой критической частоты ω_F , отвечающей условию $\omega_F \tau_F = 1$. Как показано в разделе 2, на частотах наблюдения f , отвечающих условию $2\pi f \tau_F > 1$, свет не оказывает влияния на шум. Физически такой результат понятен, поскольку уровни, лежащие выше уровня Ферми и ответственные за генерацию шума на частотах $\omega > 1/\tau_F$, пусты даже в отсутствие освещения. С ростом температуры уровень Ферми опускается в глубь запрещенной зоны, величина τ_F растет, а значение ω_F соответственно уменьшается. Когда значение ω_F становится меньше нижней частоты наблюдения, свет перестает оказывать влияние на низкочастотный шум.

В Si температурный диапазон наблюдения эффекта немонотонной зависимости шума от интенсивности света оказывается уже, чем в GaAs, так как за счет большей плотности состояний N_c в зоне проводимости и относительно слабого легирования ($N_d \sim 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) в исследованных образцах уровень Ферми с повышением температуры смещается в сторону больших энергий \mathcal{E} значительно быстрее, чем в GaAs [см. формулу (4)].

4.2. *Механизм долговременной релаксации фотопроводимости, обусловленный наличием хвоста плотности состояний в Si.* Если объемный шум $1/f$ в Si обусловлен флуктуациями заполнения уровней, образующих в запрещенной зоне хвост плотности состояний, то в соответствии с аргументами, изложенными

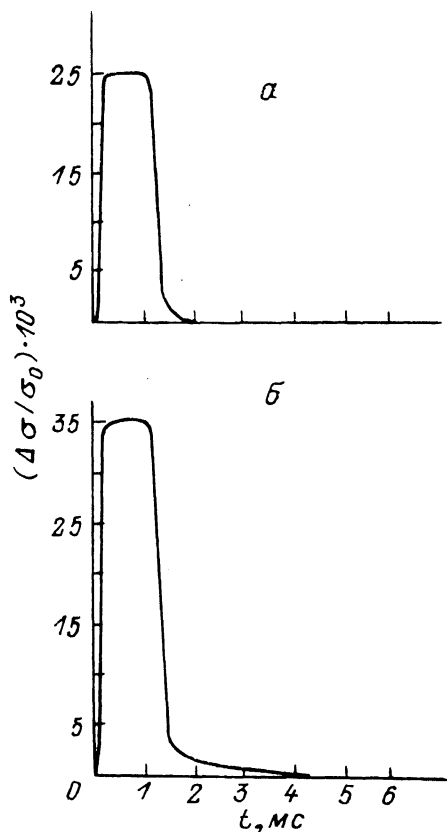


Рис. 26. Зависимость относительной фотопроводимости $\Delta \sigma / \sigma_0$ от времени для двух образцов (300 K).

Образцы: а — 1 (из Si, полученного бестигельной зонной плавкой), б — 2 (из Si, полученного методом нейтронного легирования и аналогичного образцу 1 по электрофизическим и шумовым параметрам).

в п. 3.2, в Si должна наблюдаться долговременная релаксация фотопроводимости, слабо чувствительная к полемому гашению и изменению температуры.

Эффект релаксации фотопроводимости исследуется в кремнии уже около 40 лет. В ранних работах (см., например, [114, 115]) даже при комнатной температуре наблюдались очень большие времена релаксации. Однако тогда же было показано, что они обусловлены наличием в Si центров прилипания. В более поздних работах, выполненных на современном, хорошо очищенном, структурно совершенном кремнии, при 300 K долговременная релаксация проводимости вообще не наблюдалась [116, 117]. Однако возможной причиной могла быть очень малая амплитуда долговременной релаксации, не представлявшая интереса с точки зрения сделанных в этих работах экспериментов, однако принципиально важная с точки зрения установления природы шума $1/f$.

Долговременная релаксация в Si была обнаружена в работе [91] на тех же образцах, на которых в работе [68] исследовался эффект немонотонной зависимости шума от интенсивности подсветки. Амплитуда эффекта действительно оказалась очень малой — на порядок меньшей, чем в GaAs.

На рис. 26 показаны импульсы фототовета для двух образцов так, как они видны на экране осциллографа. Нарастание и «быстрый» спад фотопроводимости с характерным временем $t_\phi = 200 \text{ мкс}$ обусловлены скоростью вращения модуляторного диска. Время t_ϕ существенно больше ожидаемого времени жизни

неосновных носителей в образцах (см. Приложение 3). Из рис. 26 видно, что в обоих образцах наблюдается долговременный спад фотоответа. Его амплитуда $\Delta\sigma/\sigma_0$ составляет $(2\div 3)\cdot 10^{-3}$. Для детального исследования процессов долговременного спада фотопроводимости были использованы нелинейные ограничители в комбинации с усилителями с большим коэффициентом усиления (см. Приложение 1).

Электрофизические параметры образцов 1 и 2 (значения удельных сопротивлений ρ и подвижностей μ при 300 и 77 К) были практически идентичными. Уровни шума при 400 и 77 К тоже не различались. Тем интереснее отметить, что при приблизительно одинаковой амплитуде долговременной фотопроводимости время спада фотоответа в образце, полученном нейтронным легированием с последующим отжигом, заметно больше, чем в образце, полученном методом

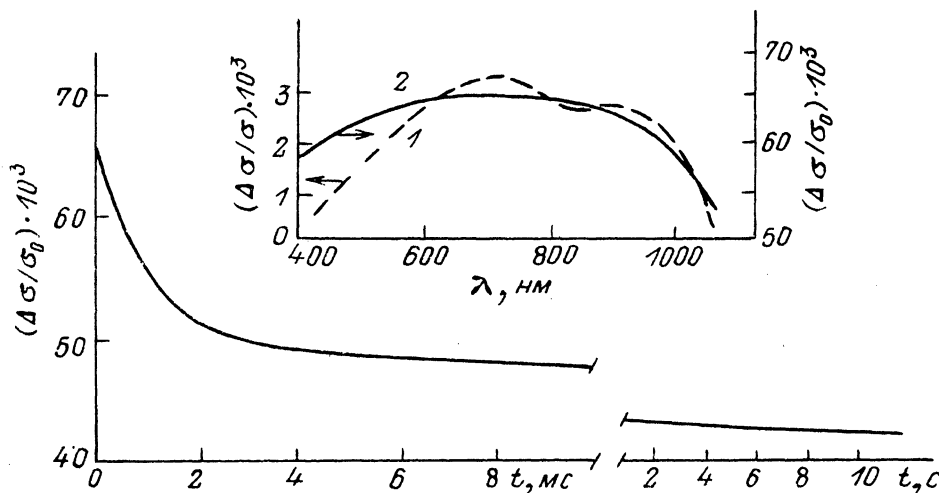


Рис. 27. Зависимость относительной фотопроводимости от времени для образца 1 (77 К). На вставке — зависимость стационарной фотопроводимости от длины волны падающего на образец света. Т, К: 1 — 300, 2 — 77.

бестигельной зонной плавки. Такой результат, по-видимому, свидетельствует о том, что структурное совершенство материала, полученного методом бестигельной зонной плавки, все же несколько лучше.

Импульсы полевого гашения U_0 с амплитудой до 40 В (среднее по образцу поле $E_0 = U_0/L \approx 4$ кВ/см) не оказывали никакого влияния на кинетику спада фотопроводимости.

В результате экспериментов в Si, как и в GaAs, при 77 К наблюдались две компоненты долговременной фотопроводимости. На рис. 27 показана зависимость относительной фотопроводимости $\Delta\sigma/\sigma_0$ от времени при 77 К для образца 1. Видно, что избыточная фотопроводимость спадает чрезвычайно медленно: в интервале времен, составляющем ~ 4 порядка (от $\sim 10^{-3}$ до ~ 10 с), уменьшение избыточной фотопроводимости не превышает 20%. Экспериментально установлено, что максимальные постоянные времена, характеризующие кинетику спада, много больше 10^5 с ($\tau \gg 10^5$ с). Наличие столь больших времен приводит к очень высокой фоточувствительности образцов при низких температурах. Для получения надежных и воспроизводимых результатов необходима тщательная экранировка от паразитной засветки (обстоятельство, отмечавшееся еще в работе [114]). Заметим, что если барьерный механизм долговременной релаксации в чистом, структурно совершенном GaAs был, насколько нам известно, обнаружен нами впервые, то в Si такой механизм был обнаружен, исследован и интерпретирован в работах [118, 119].

На верхней вставке к рис. 27 показана зависимость стационарной фотопроводимости в образце от длины волны падающего на образец света. Видно, что на спектральной зависимости практически отсутствует резкий подъем фотопроводимости в коротковолновой области, характерный для приповерхностных

барьеров [120]. Из вида зависимости $\Delta\sigma/\sigma_0(\lambda)$ можно заключить, что существующие энергетические барьеры имеют объемную природу.

Максимальную высоту барьеров \mathcal{E}_m можно оценить из выражения (см. [84])

$$\tau_{\max} = \tau_0 \exp(\mathcal{E}_m/kT). \quad (23)$$

При $\tau_{\max} \sim 10^6$ с, приняв $\tau_0 \sim 10^{-4}$ с (объемное время жизни в однородном материале), для $kT = 6.6 \cdot 10^{-3}$ эВ (77 К) получим $\mathcal{E}_m \sim 0.15$ эВ. Такие значения \mathcal{E}_m обычно и характерны для барьерного механизма долговременной релаксации фотопроводимости [84].

Для исследования процессов полевого гашения фотопроводимости к образцам прикладывались прямоугольные импульсы напряжения с различными амплитудой и длительностью. Для минимизации возможной роли контактных явлений в некоторых случаях гашение осуществлялось пакетом «высокочастотных» (частотой ~ 10 МГц) синусоидальных колебаний (аналогично тому, как это принято в методе «СВЧ» нагрева [121]). Результаты для обоих этих методов полностью совпали.

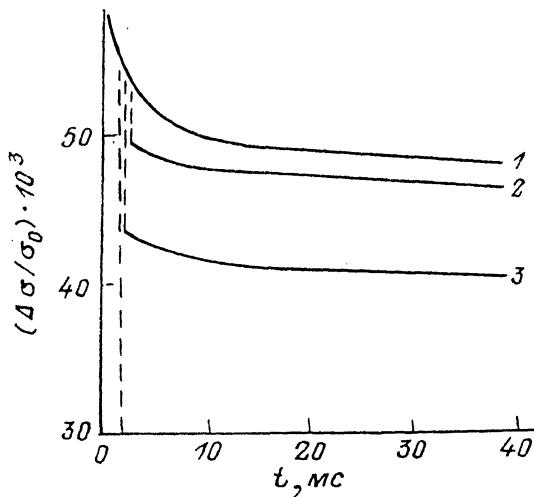


Рис. 28. Зависимость относительной фотопроводимости от времени при различных амплитудах импульса гашения U (77 К) для образца 1.

U , В: 1 — 0, 2 — 2, 3 — 3. Импульс гашения прикладывается через ~ 2 мс после выключения света. Длительность импульса 1 мкс.

На рис. 28 показаны результаты полевого гашения фотопроводимости (ср. с рис. 15). Видно, что характер гашения такой же, как и в GaAs. При $t \geq 15$ мс преобладает барьерный механизм долговременной релаксации, эффективно подавляемый при разогреве электронов полем, а при $t \leq 15$ мс — другой механизм, на который полевого гашения не действует или действует существенно менее эффективно, чем на барьерный.

В Si в отличие от GaAs амплитуда «быстрой», не подавляемой полем компоненты долговременной релаксации заметно растет при переходе от 300 к 77 К. Несколько удлиняется также время спада (ср. рис. 28 и 26). Различия эти носят, однако, количественный характер и объясняются, возможно, тем, что в Si энергетический зазор между положениями уровня Ферми при 300 и 77 К значительно больше, чем в GaAs. Для кремния ($N_d \sim 2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$) при изменении температуры от 300 до 77 К значение энергии Ферми изменяется на 0.28 эВ: от ~ 0.36 до ~ 0.08 эВ от дна зоны проводимости. В то же время аналогичное изменение для GaAs ($N_d = 10^{15}$ см $^{-3}$) составляет лишь 0.13 эВ: от ~ 0.16 до ~ 0.03 эВ.

Однако качественный вывод остается таким же, как и для GaAs. В полном соответствии с предсказанием модели в Si существует механизм долговременной релаксации, не чувствительный к полемому гашению и температуре. Существование такого механизма естественно вытекает из существования хвоста плотности состояний, флуктуации заполнения уровней которого обуславливают шум $1/f$ в кремнии.

4.3. Шум $1/f$ в Si с искусственно введенными дефектами. Для кремния в качестве метода регулирования степени структурного совершенства материала было выбрано изменение режима отжига после нейтронного легирования. О степени дефектности материала можно было судить по величине отношения подвижности электронов при 77 К к величине подвижности при 300 К. Как уже упоминалось, при надлежащим образом подобранном режиме отжига (см. Приложение 3) отношение $\mu_{77}/\mu_{300} \approx 12$ и практически не отличается от соответ-

вующей величины для кремния, полученного методом бестигельной зонной плавки.

В области температур $100 \leq T \leq 250$ К, где преобладающий вклад в шум $1/f$ вносит объемная составляющая, уровень шума $1/f$ монотонно растет по мере уменьшения отношения μ_{77}/μ_{300} . Для образцов с величиной $\mu_{77}/\mu_{300} \approx 4$ уровень шума больше чем на порядок превышает уровень шума в структурно совершенных образцах с отношением $\mu_{77}/\mu_{300} \approx 12$ [68]. Заметим, что сходные результаты были получены в работах [41, 42] на кремнии, подвергнувшемся ионной имплантации.

В образцах с низким отношением μ_{77}/μ_{300} и соответственно с высоким уровнем шума $1/f$, так же как и в структурно совершенных образцах, наблюдается эффект немонотонной зависимости шума от уровня подсветки [68].

Так же как и в GaAs, по мере ухудшения структурных свойств материала монотонно растет величина стационарного фототоотовета $\Delta\sigma/\sigma_0$, а участок долго-

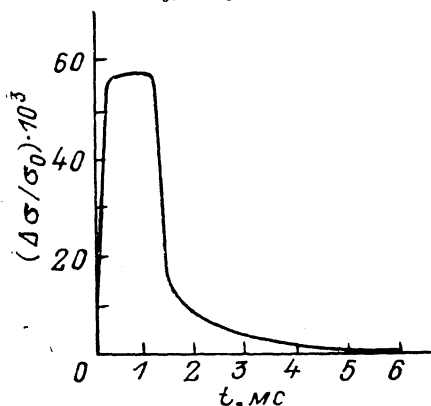


Рис. 29. Зависимость относительной фотопроводимости $\Delta\sigma/\sigma_0$ от времени для образца с уровнем объемного шума $1/f$, на порядок большим, чем для образцов 1 (а) и 2 (б) на рис. 26 (300 К).

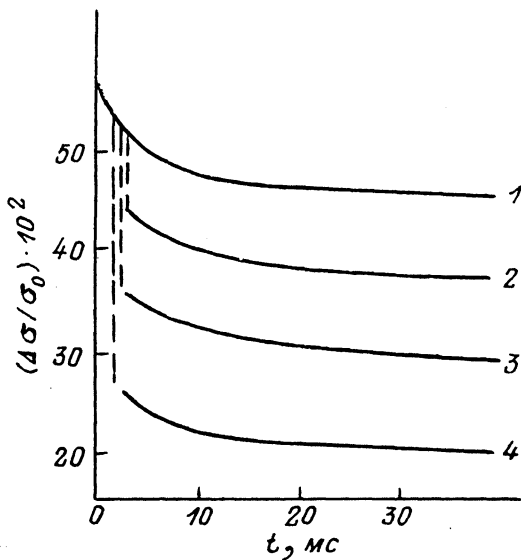


Рис. 30. Зависимость относительной фотопроводимости $\Delta\sigma/\sigma_0$ от времени для того же образца, что и на рис. 29 (77 К).

Импульс гашения прикладывается через ~ 2 мс после выключения света. Длительность импульса ~ 1 мкс (ср. с рис. 28). Амплитуда импульса гашения U , В: 1 — 0, 2 — 10, 3 — 20, 4 — 40.

временной релаксации становится более заметным. На рис. 29 показан спад относительной фотопроводимости при 300 К для образца с $\mu_{77}/\mu_{300} \approx 4.6$ [91]. Видно, что амплитуда долговременной релаксации в этом образце приблизительно в 5 раз больше, чем в структурно совершенных образцах (ср. с рис. 26), а спад происходит гораздо медленнее. Импульсы гашения с амплитудой U_0 до 60 В не оказывают никакого влияния на кинетику спада.

С понижением температуры удается установить наличие двух компонент долговременной релаксации — «быстрой» и «медленной». Амплитуды обеих компонент растут по мере ухудшения структурного совершенства материала. На рис. 30 показана зависимость $\Delta\sigma/\sigma_0(t)$ при 77 К для того же образца, что и на рис. 29. Сравнивая с рис. 28, можно увидеть, что амплитуды как барьерной компоненты, подавляемой импульсами гашения, так и быстрой компоненты, не чувствительной к полемому гашению, возросли на порядок по сравнению с аналогичными зависимостями для структурно совершенных образцов. Видно, что для гашения барьерной фотопроводимости в образце с существенными структурными дефектами нужны гораздо более сильные поля, чем в структурно совершенных образцах. Однако даже к таким полям быстрая компонента спада, за которую, как мы полагаем, ответственны дырки, захваченные на уровни хвоста плотности состояний, оказывается не чувствительной.

Заключение. Цель настоящего обзора — показать, что механизм объемного шума $1/f$ в двух важнейших материалах полупроводниковой электроники — крем-

ний и арсениде галлия может считаться установленным. Шум $1/f$ возникает в этих полупроводниках вследствие флуктуаций заполнения уровней хвостов плотности состояний, всегда присутствующих в реальных кристаллах.

Развита модель объемного шума $1/f$, из которой следует, что существование шума типа $1/f$ возможно вплоть до очень низких частот. Модель предсказывает несколько новых физических эффектов: немонотонную зависимость низкочастотного шума от интенсивности подсветки, существование специфического механизма долговременной фотопроводимости, не чувствительного к полювому гашению и температуре, возрастание шума $1/f$ при ухудшении структурного совершенства материала при сохранении механизма формирования шума $1/f$. Все эти эффекты обнаружены экспериментально. Установлено, что модель правильно описывает основные экспериментальные данные.

Предложенная модель не универсальна. Так, она не может быть применена для описания шума $1/f$ в вырожденных полупроводниках. Ее нельзя использовать (во всяком случае без существенных изменений) для интерпретации природы шума $1/f$ в узкозонных, бесщелевых или аморфных полупроводниках. Это обстоятельство, на наш взгляд, еще раз указывает на справедливость точки зрения, которая в последнее время становится преобладающей: единого механизма шума $1/f$ не существует.

Мы искренне признательны нашим коллегам Ю. М. Гальперину, Е. Г. Гук, М. И. Дьяконову, Ш. М. Когану, В. И. Козубу, Д. А. Плоткину, Е. И. Шек и А. Я. Шкигу за помощь и внимание к работе.

7. Приложения

Приложение 1

П а р а м е т р ы GaAs и условия эксперимента. В [50] и последующих работах исследовались образцы чистого эпитаксиального GaAs, выращенного на n^+ -подложке. Концентрация носителей $n_0 = 8 \cdot 10^{14} \div 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Подвижности при 77 К $\mu_{77} = (5 \div 7) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, при 300 К $\mu_{300} = (6 \div 7) \times 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Чаще всего использовались образцы, форма и размеры которых

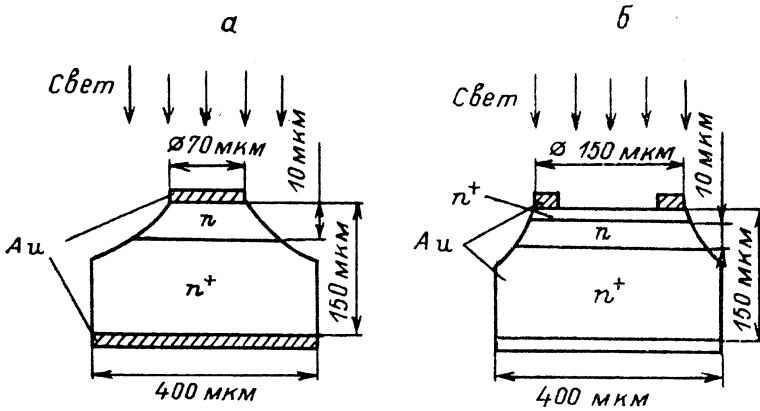


Рис. 31. Форма и размеры образцов (GaAs).

а — свет попадает в образец через фаску мезаструктуры; б — избыточные носители генерируются равномерно по объему образца.

показаны на рис. 31, а. Как видно из рисунка, верхний контакт непроницаем для света, так что свет попадает в образец только через наклонную боковую поверхность (фаску мезаструктуры). Поскольку при такой геометрии фотоносители генерируются в объеме образца неоднородно, для прецизионных измерений иногда использовались образцы, показанные на рис. 31, б. Диаметр d изменялся в пределах $70 \div 250 \text{ мкм}$. Результаты, полученные для образцов разной формы, практически совпадали. Шумы измерялись либо в схеме генератора

тока (S_V), либо в схеме генератора напряжения (S_I). Для измерений отбирались образцы с симметричными и линейными вольт-амперными характеристиками, величиной параметра Хоуге $\alpha \leq 10^{-4}$ и симметричными шумовыми характеристиками (шум практически не изменялся при перемене полярности приложенного напряжения). Для всех исследованных образцов проверялось соотношение $S_I/I^2 = S_V/U^2 = \text{const}$.

При исследовании фотопроводимости образцы освещались либо точечной лампой накаливания, либо полупроводниковым GaAs/GaAlAs-лазером с энергией в импульсе ~ 0.5 мкДж и длительностью импульса света 10^{-7} с. Изменение интенсивности света достигалось размещением между источником света и образцом калиброванных нейтральных фильтров.

В процессе исследования долговременной фотопроводимости свет от лампы попадал на образец через механический модулятор в виде вращающегося диска с прорезью и нормально открытый затвор фотоаппарата. После того как, вращаясь, прорезь открывала образец для засвечивания, затвор фотоаппарата срабатывал от схемы синхронизации и закрывался. Таким образом, дальнейшие прохождения прорези между лампой и затвором не приводили к засвечиванию образца, и за процессом спада фотопроводимости можно было наблюдать сколь угодно долго.

При исследовании малых амплитуд фототовета использовался следующий прием. Импульс фототовета усиливался линейным широкополосным усилителем до амплитуды в несколько вольт и пропускался через ограничитель на прямо смещенном германиевом диоде, «срезавшем» вершину импульса на уровне $0.4 \div 0.5$ В, но пропускавшем без искажений участок долговременного спада. При исследовании полевого гашения фотопроводимости для исключения перегрузки измерительной схемы указанный ограничитель ставился также и на входе линейного усилителя.

В условиях одноосного деструктивного сжатия образцы размещались между двумя полированными позолоченными металлическими пластинами. Изменение сжимающего усилия производилось регулированием тока в обмотке электромагнита, сердечник которого через систему рычагов был связан с подвижной пластиной. Были приняты меры для уменьшения люфтов и обеспечения плавного возрастания и уменьшения нагрузки. Прибор, в котором осуществлялось сжатие, достаточно миниатюрен и при необходимости мог целиком погружаться в жидкий азот.

Приложение 2

Модель объемного шума $1/f$ в лавинно-пролетных диодах [77]. Лавинно-пролетные диоды (ЛПД) уже более 3 десятилетий служат одним из основных типов полупроводниковых генераторов СВЧ диапазона. Уровень шума в ЛПД, как и в других генераторах, при небольших отклонениях от несущей (низкочастотного шума) определяет разрешающую способность доплеровских докаторов, минимальную ширину канала связи, долговременную стабильность генераторов и т. д. и часто решает вопрос о применимости ЛПД в реальных связных системах. Поэтому исследования низкочастотных шумов ведутся с момента появления ЛПД [69].

В ранних работах, результаты которых обобщены в обзоре [69], шум типа $1/f$ обнаружен не был. Вплоть до самых низких частот анализа доминировал белый (не зависящий от частоты) лавинный шум. Улучшение качества материала, повышение однородности пробоя и увеличение рабочей плотности тока ЛПД позволили снизить уровень лавинных шумов, и в настоящее время на частотах анализа, меньших $10^3 \div 10^5$ Гц, спектральная плотность амплитудных и частотных флуктуаций определяется шумом типа $1/f$ (см., например, [70-72]). В ЛПД миллиметрового диапазона шум типа $1/f$ доминирует вплоть до частот порядка нескольких мегагерц [73].

Несмотря на большое количество экспериментальных работ по изучению шума $1/f$ в ЛПД, его природа по-прежнему оставалась невыясненной [74].

Основные экспериментальные факты, установленные к настоящему времени, сводятся к следующему. В ЛПД с рабочей частотой $f_0 \sim 10$ ГГц при плотности

тока $j \sim 10^3$ А/см² шум $1/f$ преобладает в области частот $f \ll 10^3 \div 10^4$ Гц. Спектральная плотность шума S_V на частоте $f \sim 10$ Гц составляет $\sim 10^{-11} \div 10^{-13}$ В²/Гц. В ЛПД миллиметрового диапазона с рабочей частотой $f_0 \sim 50 \div 100$ ГГц уровень шума $1/f$ заметно выше: фликкер-шум преобладает в области частот $f \ll 10^6$ Гц. Уровень шума может уменьшаться с увеличением тока через структуру [73, 75], практически не зависеть от тока [76] или расти с увеличением тока, как $S_V \sim I^m$. Значение m в большинстве случаев лежит в пределах $0.2 \leq m \leq 2$.

Величина S_V слабо зависит от температуры. В области частот, где шум типа $1/f$ преобладает, $S_V \sim 1/f^\gamma$, значение γ находится в диапазоне $0.4 \leq \gamma \leq 1.2$.

С физической точки зрения ЛПД представляет собой обратно смещенный $p-n$ -переход. Будем для определенности рассматривать структуру с базой n -типа. В такой структуре при напряжении на ней $U < U_i$ (U_i — напряжение пробоя) в области объемного заряда донорные уровни в верхней половине запрещенной зоны практически пусты. Пусты и уровни, образующие хвост плотности состояний вблизи зоны проводимости. В таких условиях шум $1/f$ отсутствует.

При $U > U_i$ в условиях лавинного пробоя в области объемного заряда существует концентрация подвижных носителей (электронов) $n \sim j/ev_s$. Здесь j — плотность тока, e — заряд электрона, v_s — насыщенная скорость. Для ЛПД характерны весьма высокие значения $j \sim (0.1 \div 0.2) j_c$, где $j_c = ev_s N_d$ (N_d — концентрация доноров в базе). Таким образом, концентрация электронов в области объемного заряда в рабочих режимах развитого лавинного пробоя велика и по порядку величины сравнима с уровнем легирования базы. Электроны, захватываясь на образующие хвост уровни, приводят к частичному их заполнению. Флуктуации заполнения приводят к флуктуациям напряжения на ЛПД со спектром $1/f$.

Флуктуации числа носителей, захваченных ловушками в области объемного заряда, приводят к флуктуациям напряжения двух типов. Первый механизм связан с выбросом электронов в зону проводимости и их выносом из области объемного заряда полем. Характерное время изменения тока в этом случае $\Delta t \sim W/v_s \sim 10^{-11}$ с ($W \sim 10^{-4}$ см — ширина области объемного заряда). Очевидно, что этот процесс не вносит заметного вклада в низкочастотный шум. Второй механизм флуктуаций связан с перестройкой объемного заряда при изменении зарядового состояния ловушек. Именно этот механизм и является определяющим в формировании низкочастотного шума [78].

Аналитический расчет спектральной плотности флуктуаций напряжения S_V можно провести в рамках модели бесконечно тонкого слоя умножения [79], которой в эксперименте качественно соответствует структура ЛПД типа диода Рида [80] (см. вставку на рис. 32). Примем, что питание осуществляется от генератора тока (это соответствует экспериментальной ситуации). В модели бесконечно тонкого слоя умножения принимается, что вклад в падение напряжения на структуре от той области базы, в которой $E_0 < E < E_m$, пренебрежимо мал, а значение E_0 при $U > U_i$ не зависит от плотности тока, протекающего через структуру [79]. Тогда

$$W = \frac{W_0}{1 - j/j_c}, \quad U = \frac{U_0}{1 - j/j_c}, \quad (\text{П. 2—1})$$

где W_0 , U_0 — ширина слоя объемного заряда и напряжение на структуре соответственно при $E_m > E_i$ и $j \ll j_c$. Очевидно, что $W_0 \cong \epsilon E_0 / 4\pi e N_d$ и $U_0 \cong 2\pi e N_d W_0^2 / \epsilon$.

Пусть при фиксированном значении тока j в области объемного заряда на расстоянии x от $p-n$ -перехода за счет флуктуации заполнения уровней, образующих хвост, концентрация заряженной примеси N увеличилась на δN в области шириной Δx [78]. Из рис. 32 видно, что это приведет к изменению ширины области объемного заряда на $\delta W_x = W - W'$ и уменьшению напряжения на структуре δU_x :

$$\delta U_x \cong -\frac{4\pi e}{\epsilon} (W - x) \delta N \Delta x. \quad (\text{П. 2—2})$$

Таким образом,

$$\Delta U_x^2 = \left[\frac{4\pi e}{\varepsilon} (W - x) \delta N \Delta x \right]^2,$$

или, по определению,

$$\delta S_{U_x} = \left(\frac{4\pi e}{\varepsilon} \right)^2 (W - x)^2 \Delta x^2 \delta S_N, \quad (\text{II. 2-3})$$

где δS_{U_x} — спектральная плотность флуктуаций напряжения на структуре из-за флуктуаций δN в полосе шириной Δx на расстоянии x от перехода, δS_N — спектральная плотность флуктуаций концентрации в области шириной δx .

Для вычисления δS_N можно непосредственно использовать выражение (8), если учесть следующие обстоятельства. Во-первых, в базе ЛПД свободные электроны появляются не вследствие термического опустошения мелкого уровня с концентрацией N_d , а вследствие протекания лавинного тока, так что $n =$

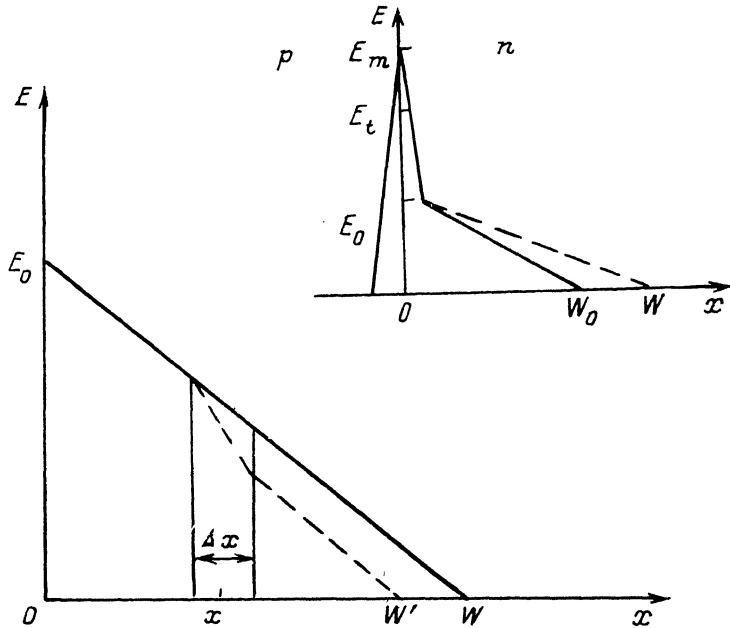


Рис. 32. Флуктуация концентрации в полосе Δx на расстоянии x , приводящая к изменению ширины области объемного заряда и флуктуации напряжения на структуре δU_x в соответствии с (II.2-2).

На вставке — распределение поля в структуре ЛПД в модели бесконечно тонкого слоя умножителя.

$= j/e v_s$. Таким образом, постоянная времени захвата $\tau_0(\mathcal{E}) = [\sigma_s v_s n]^{-1}$ также будет зависеть от тока: $\tau_0 \sim 1/j$. Во-вторых, можно ввести понятие о «квазиуровне Ферми» для электронов \mathcal{E}_F , определенном выражением (2) с заменой N_d на $n = j/e v_s$. Тогда, подставляя (8) в (II. 2-3), учитывая, что объем области шириной Δx равен $V = A \Delta x$, где A — площадь диода, и интегрируя по x от нуля до W , получим выражение для спектральной плотности флуктуаций напряжения на ЛПД

$$S_U(\omega) = \left(\frac{8\pi e}{\varepsilon} \right)^2 \frac{N_0 W^3}{3A} J(\omega). \quad (\text{II. 2-4})$$

Интеграл $J(\omega)$, определяющий частотную зависимость $S_U(\omega)$, подробно проанализирован в разделе 2 [см. выражения (13), (16), (17)]. В области $\omega \tau_F \ll 1$ выражение для спектральной плотности шума имеет вид

$$S_U = \left(\frac{8\pi e}{\varepsilon} \right)^2 \frac{W^3 N_0}{3A} \frac{kT}{\mathcal{E}_0} \frac{e^{-\mathcal{E}_F/\mathcal{E}_0}}{\tau_F^{\Gamma-1}} \frac{1}{\omega^\Gamma}. \quad (\text{II. 2-5})$$

При $kT/\mathcal{E}_0 = t = 1$ и $\Gamma = 1$

$$S_V = \left(\frac{8\pi e}{\epsilon} \right) \frac{W^3}{3A} \frac{N_0}{N_c} \frac{j}{v_s} \frac{1}{\omega}. \quad (\text{П. 2—6})$$

При $\Gamma < 1$ легко показать, что для разумных значений сечения захвата σ_n ($\sigma_n \leq 10^{15} \text{ см}^2$) величина $\mathcal{E}_1 \geq 0.01$ эВ. Это требование вытекает из того экспериментально наблюдаемого факта, что шум типа $1/f$ существует на частотах $\omega \geq 10^5$ Гц и требования $\omega\tau_F < 1$ ($\tau_F \leq 10^{-5}$ с). Принимая для оценки $\sigma_n = 10^{-15} \text{ см}^2$, $\mathcal{E}_1 = 0.01$, $\mathcal{E}_0 = 0.05$ эВ, $j = 2 \cdot 10^4 \text{ А/см}^2$, $A = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$, $W = 1 \text{ мкм}$, $N_0 \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$, получим для $N_c = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (GaAs) на частоте 10 Гц значение $S_V \sim 10^{-12} \text{ В}^2/\text{Гц}$, что хорошо согласуется с экспериментальными данными. Заметим, что шум типа $1/f^2$ при $\gamma \sim 0.4 \div 0.5$ наблюдался, например, в работе [73].

Из выражения (П. 2—5) следует, что зависимость спектральной плотности флуктуаций от тока при $W = \text{const}$ ($j \ll j_c$) имеет вид

$$S_V \sim j^{\Gamma-2} \sim j^{-(1+\epsilon_1/\epsilon_0 + \epsilon_1/kT)}. \quad (\text{П. 2—7})$$

Таким образом, без учета зависимости $W(j)$ с ростом тока шум уменьшается [73, 75]. Однако при $j \sim j_c$ [см. (П. 2—4)] уровень шума может возрастать с увеличением тока.

При изменении температуры в диапазоне от -60 до $+60$ °С величина S_V , рассчитанная в соответствии с (П. 2—5) при указанных выше параметрах, изменяется не более чем в 2 раза. Это изменение сравнимо с температурными зависимостями N_c , σ_n , v_s и т. д. и указывает на слабую температурную зависимость шума типа $1/f$ в рамках данной модели, согласующуюся с экспериментальными результатами.

Приложение 3

Параметры Si и условия эксперимента. Исследовались образцы объемного n -Si, полученного методом бестигельной зонной плавки, с удельным сопротивлением $\rho \sim 300 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ($n_0 = 1.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) и плотностью дислокаций $\sim 3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$. Форма и размеры образцов показаны на рис. 33. Перед нанесением контактов с обеих сторон исходной пластины создавался поверхностный n^+ -слой толщиной $0.5 \div 1 \text{ мкм}$ с концентрацией доноров (фосфора)

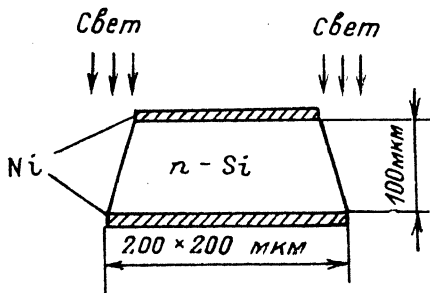


Рис. 33. Форма и размеры образцов (Si).

$\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Контакты изготовлялись осаждением и последующим вжиганием Ni в вакууме при температуре 550 °С. Пластины разрезались на образцы с помощью лазерной резки или раскалывались.

Кроме того, исследовались образцы, изготовленные из нейтронно-легированного кремния. Исходный слиток кремния облучался нейтронами в реакторе типа ВВР-ц при соотношении плотностей тепловых и быстрых нейтронов 20 : 1 и полной дозе $\sim 10^{16} \div 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Режим отжига варьировался в широких пределах. Во всех случаях после отжига образцы имели n -тип проводимости и удельное сопротивление $\rho \sim 200 \div 300 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. При отжиге в течение 30—60 мин при температуре 800 °С электрофизические свойства полученных образцов (концентрация и подвижность при 300 и 77 К) были практически такими же, как и свойства образцов, полученных методом бестигельной зонной плавки. Снижение температуры и (или) уменьшение времени отжига приводили к умень-

нению подвижности электронов, в особенности в области пониженных температур ($T \leq 200$ К).

Фотопроводимость измерялась при освещении образцов лампой накаливания. Свет лампы модулировался вращающимся диском с прорезью. При выбранной скорости вращения диска длительность переднего и заднего фронтов импульса засветки образца составляла $t_{\phi} \approx 200$ мкс. Величина t_{ϕ} существенно больше, чем эффективное время жизни неосновных носителей $\tau_{\text{эфф}}$, оцененное исходя из размеров образцов (пластинки $200 \times 200 \div 300 \times 300$ мкм толщиной $d \sim 80 \div 100$ мкм) и известной скорости поверхностной рекомбинации $s \sim 10^4 \div 10^5$ см/с. В остальном использованная методика была такой же, как и для GaAs (см. Приложение 1).

Список литературы

- [1] Bowling Barnes, Silverman S. // Rev. Mod. Phys. 1934. V. 6. N 1. P. 162—192.
- [2] Dutta P., Horn P. M. // Rev. Mod. Phys. 1981. V. 53. N 3. P. 497—516.
- [3] Hooge F. N., Kleinpenning T. G. M., Vandamme L. K. J. // Rep. Progr. Phys. 1981. V. 44. N 5. P. 479—532.
- [4] Goran Ш. М. // УФН. 1985. Т. 145. В. 2. С. 285—328.
- [5] Weissman M. B. // Rev. Mod. Phys. 1988. V. 60. N 2. P. 537—571.
- [6] Kirton M. J., Uren M. J. // Adv. Phys. 1989. V. 38. N 4. P. 367—468.
- [7] Kiss L. B. // Rev. Sol. St. Sci. (Singapore). 1989. V. 2. N 4. P. 659—680.
- [8] Aree R., Theiss S. // Rev. Sol. St. Sci. (Singapore). 1989. V. 3. N 2. P. 115—141.
- [9] Малевич В. // Изв. физ. сб. 1990. Т. 30. № 2. С. 107—152.
- [10] Ван-дер-Зил А. Флуктуации в радиотехнике и физике / Под ред. Л. С. Гуткина. М., 1958. 296 с.
- [11] Bell D. A. Electrical Noise. Ch. 10. London, 1960. 228 с.
- [12] Ван-дер-Зил А. Шум. Источники, описание, измерение / Под ред. А. К. Нарышкина. М., 1973. 229 с.
- [13] Bittel H., Storm L. / Rauschen. Berlin, 1971. P. 102—111.
- [14] Bell D. A. Noise and the Solid State. N. Y., 1985. 175 p.
- [15] Букнхегм М. Шумы в электронных приборах и системах / Под ред. В. Н. Губанкова. М., 1986. 398 с.
- [16] Proc 9 Int. Conf. Noise in Phys. Syst. / Ed. by C. M. van Vliet. Singapore, 1987. 430 p. Proc. 10 Int. Conf. Noise in Phys. Syst. Abstr. Budapest, 1989. 407 p.
- [17] Voss R. F., Clark J. // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. N 2. P. 556—564.
- [18] Copeland J. A. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1971. V. ED-18. N 1. P. 50—53.
- [19] Bosman G., Zijlstra R. J. J. // Sol. St. Electron. 1982. V. 25. N 4. P. 273—280.
- [20] Sholz F., Hwang J. M., Schroder D. K. // Sol. St. Electron. 1988. V. 31. N 2. P. 205—217.
- [21] Bernamont J. // Proc. Phys. Soc. (London). 1937. V. 49. P. 138—146.
- [22] McWhorter A. L. // Semiconductor Surface Phys. / Ed. by R. H. Kingston. Philadelphia, 1957. P. 207—240.
- [23] Halls K. S., Skocpol W. J., Jackel L. D., Howard R. E., Fetter L. A., Epworth R. W., Tennant D. M. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. N 3. P. 228—231.
- [24] Uren M. J., Day D. J., Kirton M. J. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. N 11. P. 1195—1197.
- [25] Goran Ш. М., Нараев К. Э. // ФТТ. 1982. Т. 24. В. 11. С. 3381—3388.
- [26] Black R. D., Restle P. J., Weissman M. B. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 1476—1492.
- [27] Giordano N. // Rev. Sol. St. Sci. (Singapore). 1989. V. 3. N 1. P. 27—69.
- [28] Israeloff N. E., Weissman M. B., Garfunkel G. A., van Harlingen D. J. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 2. P. 152—155.
- [29] Винокур В. М., Обухов С. П. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. В. 1. С. 223—233.
- [30] Pellegrini B. // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 12. P. 7071—7083.
- [31] Hsu S. T. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1971. V. ED-18. P. 882—887.
- [32] Lauritzen P. O. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1968. V. ED-15. P. 770—776.
- [33] Козуб В. И. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. В. 4 (10). С. 1410—1422.
- [34] Galperin Yu. M., Karpov V. G., Kozub V. I. // Adv. Phys. 1989. V. 38. N 6. P. 669—737.
- [35] Galperin Yu. M., Gurevich V. L., Kozub V. I. // Europhys. Lett. 1989. V. 10. N 8. P. 753—758.
- [36] Fu H. S., Sah C. T. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1972. V. ED-19. N 2. P. 273—285.
- [37] Pelz J., Clarke J. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. N 7. P. 738—741.
- [38] Fleetwood D. M., Giordano N. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 2. P. 1157—1160.
- [39] Pelz J., Clarke J., King W. E. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 15. P. 10371—10386.
- [40] Алекперов С. А., Гусейнов Н. Я., Каджар Ч. О., Салаев Э. Ю. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 8. С. 1549—1551.
- [41] Vandamme L. K. J., Oosterhof S. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. N 9. P. 3169—3174.
- [42] Clevers R. H. M. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. N 5. P. 1877—1881.
- [43] Бакши И. С., Гринь В. Ф., Карачевцева Л. А., Кадалашвили М. З., Сальков Е. А., Хижняк Б. И. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 3. С. 571—573.
- [44] Scofield J. H., Mantese J. V., Webb W. W. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 2. P. 723—731.
- [45] Jantsch O. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1987. V. 34. N 5. P. 1100—1115.

- [46] Vande-Voorde P., Love W. F. // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 8. P. 4781—4786.
- [47] Black R. D., Weissman M. B., Restle P. J. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 9. P. 6280—6284.
- [48] Clevers R. H. M. // Physica. B. 1989. V. 154. N 3. P. 214—224.
- [49] Beck W. A., Davis G. D., Goldberg A. C. // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. N 10. P. 6340—6346.
- [50] Вайнштейн С. Н., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 11. С. 645—648.
- [51] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1049—1052.
- [52] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14, В. 21. С. 1978—1982.
- [53] Лукьянчикова Н. Б. // Лит. физ. сб. 1980. Т. 20. № 5. С. 25—48.
- [54] Blakemore J. S. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 10. P. R123—R181.
- [55] Jimenez J., Hernandez P., de Saja J. A., Bonnafé J. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 8. P. 3832—3842.
- [56] Cook J. G., Mulwijk P., Plok J. // Physica. 1967. V. 35. N 1. P. 33—51.
- [57] Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 10. С. 1830—1834.
- [58] Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 9. С. 1651—1656.
- [59] Song M. H., Min H. S. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 11. P. 4221—4224.
- [60] Song M. H., Burbas A. N., van der Ziel A., van Rheeën A. D. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 2. P. 727—728.
- [61] Jervis T. R., Jonson E. F. // Sol. St. Electron. 1970. V. 13. N 1. P. 181—189.
- [62] Ёрман Л. С. // Автореф. докт. дис. ФТИ АН СССР. Л., 1982.
- [63] Мосс Т. Оптические свойства полупроводников. М., 1961. 304 с.
- [64] Sturge M. D. // Phys. Rev. 1962. V. 127. N 3. P. 768—773.
- [65] Redfield D. // Phys. Rev. 1963. V. 130. N 3. P. 914—918.
- [66] Skronski M., Lagovski J., Milshstein M., Kang C. H., Dabkowski F. P., Hennel A., Gates H. C. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. N 9. P. 3791—3798.
- [67] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 2. С. 283—291.
- [68] Гук Е. Г., Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 5. С. 813—820.
- [69] Гупта М. С. // ТИИЭР. 1971. Т. 59. В. 12. С. 43—58.
- [70] Ohtomo M. // IEEE Trans. MTT-20. 1972. V. 20. P. 425—431.
- [71] Saxena P., Mathur P. C. // Phys. St. Sol. (a). 1981. V. 66. N 2. P. 737—745.
- [72] Павлов В. М. // Электрон. техн. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1986. N 7. С. 74—75.
- [73] Weller K. P. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1973. V. ED-20. N 6. P. 517—521.
- [74] Корпилов С. А., Овчинников К. Д., Павлов В. М. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1985. Т. 28. В. 5. С. 607—613.
- [75] Бугаев А. В., Ладнюк А. В., Рыбалко В. В. // Электрон. техн. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1976. N 6. С. 105—106.
- [76] Ringo J. A., Lauritzen P. C. // Sol. St. Electron. 1973. V. 16. N 3. P. 327—328.
- [77] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 7. С. 1187—1192.
- [78] Sah C. T. // Proc. IEEE. 1964. V. 52. N 7. P. 795—814.
- [79] Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М., 1968. 480 с.
- [80] Read W. // Bell Syst. Techn. J. 1958. V. 37. P. 401—409.
- [81] Дьяконова Н. В. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 2. С. 358—360.
- [82] Ботнарюк В. М., Жилиев Ю. В., Кечек А. Г., Кузнецов Н. И., Лебедев А. А., Шульга М. И. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 2. С. 181—185.
- [83] Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., 1963. 494 с.
- [84] Шейнкман М. К., Шик А. Я. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 2. С. 209—233.
- [85] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 10. С. 1828—1833.
- [86] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Плоткин Д. А., Румянцев С. Л. // ФТП. 1990. Т. 23. В. 5. С. 836—843.
- [87] Acket G. A. // Phil. Res. Rept. 1971. V. 26. N 4. P. 261—278.
- [88] Колчапова Н. М., Литовченко Н. М., Родионов В. Е. // Полупроводн. техн. и микроэлектрон. 1979. № 29. С. 28—31.
- [89] Shur M. GaAs devices and circuits. N. Y., 1987. 630 p.
- [90] Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 1. С. 164—168.
- [91] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 9. С. 1531—1538.
- [92] Козовенко И. Д., Семснюк А. К., Хиврич В. И. // Радиационные дефекты в кремнии. Киев, 1974. С. 199.
- [93] Смирнов Л. С., Соловьев С. П., Стась В. Ф., Харченко В. А. Легирование полупроводников методом ядерных реакций. Новосибирск, 1981. 180 с.
- [94] Витман Р. Ф., Витовский Н. А., Лебедев А. А., Машовец Т. В., Налбандян Л. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 11. С. 2066—2068.
- [95] Yu K. K., Jordan A. G., Longini R. L. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. N 2. P. 572—583.
- [96] Strooken J. T. M., Kleinpenning N. G. M. // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. N 10. P. 4691—4692.
- [97] Светличный А. М., Коледов Л. А., Зотов В. В., Уваров Е. Ф. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 3. С. 582—586.
- [98] Vandamme L. K. J., Oosterhof S. // J. Appl. Phys. 1988. V. 59. N 9. P. 3169—3174.

- [99] Clevers R. H. M. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. N 5. P. 1877—1881.
- [100] Левишштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 10. С. 1807—1815.
- [101] Концевой Ю. А., Литвинов Ю. М., Фатахов Э. А. Пластичность и прочность полупроводниковых материалов и структур. М., 1982. 240 с.
- [102] Алексин В. П. Физика прочности и пластичности поверхностных слоев материалов. М., 1983. 280 с.
- [103] Сб. «Дисклинация и ротационная деформация твердых тел». Л., 1988. 264 с.
- [104] Киреев О. А., Лебедев Ю. Н., Мустина Н. Н., Румянцев С. Л. // Электрон. техн. Сер. 2. Полупроводн. приборы. 1986. № 1. С. 66—72.
- [105] Злебский А. П., Лисянский М. П., Лукьянчикова Н. Б., Шейнман М. К. // Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 16. С. 1009—1012.
- [106] Дьяконова Н. В., Левишштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 2. С. 355—358.
- [107] Magarshack I., Mircea A., Roussel A. // Acta Electron. 1972. V. 15. N 3. P. 233—243.
- [108] Kugler S. // J. Appl. Phys. 1989. V. 66. N 1. P. 219—222.
- [109] Blank J., Bube R. H., Weisberg L. R. // J. Phys. Chem. Sol. 1964. V. 25. N 2. P. 225—240.
- [110] Clevers R. H. M. // Proc. 8. Int. Conf. Noise in Phys. Syst. Rome, 1985. P. 411—414.
- [111] Luo J., Love W. F., Miler S. C. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. N 9. P. 3196—3198.
- [112] Bosman G., Zijlstra R., van Rheenen A. D. // Physica, 1982. V. 112B. N 3. P. 188—196.
- [113] Гук Е. Г., Дьяконова Н. В., Левишштейн М. Е. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1120—1122.
- [114] Haynes J. R., Hornbeek J. // Phys. Rev. 1955. V. 97. N 1. P. 311—321.
- [115] Bemsky G. // Proc. IRE. 1958. V. 46. N 6. P. 990—1004.
- [116] Carroll K. A., Casper K. J. // Rev. Sci. Instr. 1974. V. 45. N 4. P. 576—579.
- [117] Saritas M., McKell H. D. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. N 9. P. 4561—4567.
- [118] Баграев Н. Т., Витовский Н. А., Власенко Л. С., Машовец Т. В., Рахимов О. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 11. С. 1979—1984.
- [119] Витман Р. Ф., Витовский Н. А., Лебедев А. А., Машовец Т. В., Налбандян Л. В. // Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. Л., 1989. № 1370.
- [120] Вайткус Ю., Гривицкас В. // Лит. физ. сб. 1977. Т. 17. № 5. С. 613—620.
- [121] Денис В., Канцлерис Ж., Маргунас З. Теплые электроны. Вильнюс, 1983. 142 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Санкт-Петербург

Получен 17.06.1991
Принят к печати 19.06.1991