

ВЛИЯНИЕ ДЕСТРУКТИВНОГО ОДНООСНОГО СЖАТИЯ НА ШУМ $1/f$ В GaAs

Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л.

Исследовано влияние деструктивного одноосного сжатия на шум $1/f$ в чистых структурно совершенных эпитаксиальных пленках GaAs. По мере нарастания деструкции сопротивление образцов монотонно увеличивается. При увеличении сопротивления в ~ 1.5 раза ($R/R_0 \sim 1.5$) уровень шума типа $1/f$ в области частот $\sim 10 \div 100$ Гц увеличивается на порядок, при $R/R_0 \geq 2 \div 2.5$ — на 2 порядка. Величина подвижности, измеренная методом геометрического магнитосопротивления при этих уровнях деструкции, остается неизменной при 300 К и даже несколько увеличивается (за счет ослабления влияния контактного сопротивления) при 77 К.

Природа шума $1/f$ в подвергнувшихся деструкции образцах остается той же, что и в исходных, и описывается моделью, в которой шум $1/f$ возникает вследствие флуктуаций заселенности хвоста плотности состояний вблизи края запрещенной зоны.

По мере нарастания уровня деструкции фоточувствительность GaAs монотонно возрастает. Положение максимума на зависимости $\Delta \sigma(\lambda)$ ($\Delta \sigma$ — изменение проводимости, λ — длина волны света) не меняется. Уровень фоточувствительности сильно возрастает с понижением температуры, что свидетельствует о появлении под воздействием деструкции выраженного потенциального рельефа.

Недавно в работе [1] была сформулирована модель объемного шума $1/f$ в полупроводниках, в рамках которой качественно удалось хорошо описать все экспериментальные результаты для шума $1/f$ в чистом, структурно совершенном GaAs. Возникновение шума $1/f$ объясняется в модели флуктуациями заполнения уровней, образующих хвост плотности состояний вблизи края запрещенной зоны полупроводника. Хвосты плотности состояний всегда существуют в реальных кристаллах и обусловлены различного рода несовершенствами кристаллической решетки (локальными напряжениями, дефектами, примесями и т. д.). Таким образом, в модели [1] получает некоторое обоснование многократно высказывавшееся эмпирическое утверждение, что уровень объемного шума $1/f$ в полупроводниках определяется степенью структурного совершенства.

Попытки непосредственно связать наличие структурных дефектов с возникновением шума $1/f$ предпринимались неоднократно. В работах [2-4] исследовалось влияние на шум типа $1/f$ контролируемо вводимых дислокаций. Все три работы выполнены на кремнии. Методы введения дислокаций также были сходными. Тем не менее результаты качественно различаются. Так, в работе [2] введение дислокаций оказывало большое влияние на низкочастотный шум. При этом эффект очень сильно зависел от температуры. При температуре 100 °C в образцах, сопротивление которых возросло при введении дислокаций в 1.5—2 раза, значение постоянной Хоуге α увеличилось в 3—4 раза. При более высокой температуре ($T=150$ °C) уровень низкочастотного шума в образцах с введенными дислокациями был заметно меньше. В работе [3] измерения проделаны на *p*-Si и *n*-Ge при температурах 77 и 300 К. Уровень шума в образцах *p*-Si, изменивших сопротивление в результате введения дислокаций на порядок, остался неизменным. В работе [4] 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 инверсии типа проводимости из *n*-типа

в *p*-тип. Оценить изменение параметра Хоуге α из приведенных в [4] данных затруднительно.

В работах [5, 6] убедительно показано, что структурные нарушения, вызванные ионной имплантацией, приводят к очень 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 [5].

В работе [7] было показано, что в нейтронно легированном кремнии уровень объемного шума $1/f$ зависит от режима отжига образцов. При недостаточно высокой температуре отжига, когда подвижность носителей в области температуры $T \sim 80$ К оказывается в 4—5 раз меньше теоретической, уровень шума $1/f$ может быть в 2 порядка больше, чем в структурно совершенных образцах с подвижностью, близкой к теоретической. Недавно в работе [8] было непосредственно продемонстрировано, что с уровнем шума $1/f$ связан эффект долговременной релаксации фотопроводимости, обусловленный захватом возникающих при освещении дырок на уровни хвоста плотности состояний. Чем выше уровень шума $1/f$, тем больше амплитуда соответствующей компоненты долговременной фотопроводимости.

В настоящей работе исследована связь шума $1/f$ в GaAs со структурными несовершенствами, возникающими при сильном (деструктивном) сжатии. Такой способ введения структурных дефектов выбран по нескольким соображениям. Прежде 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 или 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 таких операций, чем дефекты кристаллической решетки, обусловленные нейтронным облучением или ионной имплантацией.

Далее, нарушения решетки полупроводников, возникающие в ходе деструктивного сжатия, качественно изучены к настоящему времени достаточно подробно (см., например, [9-11]). Методами 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 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.

Условия эксперимента

Исследовались образцы чистого, структурно совершенного эпитаксиального GaAs *n*-типа, выращенного на *n*⁺-подложке методом газовой фазной эпитаксии. Форма и размеры образцов показаны на вставке к рис. 1, б. Концентрация электронов в активном слое $n_0 \cong 10^{15}$ см⁻³, подвижность при 300 К $\mu_{300} = (6 \div 7) \cdot 10^3$ см²/В·с, при 77 К $\mu_{77} = (50 \div 70) \cdot 10^3$ см²/В·с. Образцы полностью аналогичны исследованным в работах [12, 13].

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 умень-

ления люфтов и уменьшения возрастаания и уменьшения нагрузки. Прибор, в котором осуществлялось сжатие, достаточно миниатюрен³ и при необходимости мог целиком погружаться в жидкий азот.

Результаты эксперимента и обсуждение

На рис. 1 показаны зависимости сопротивления образцов от давления. Зависимости, показанные на рис. 1, *a*, сняты при значении измерительного напряжения на образцах $U_0=40$ мВ. (Среднее поле $E_0=U_0/L \cong 40$ В/см). Зависимости,

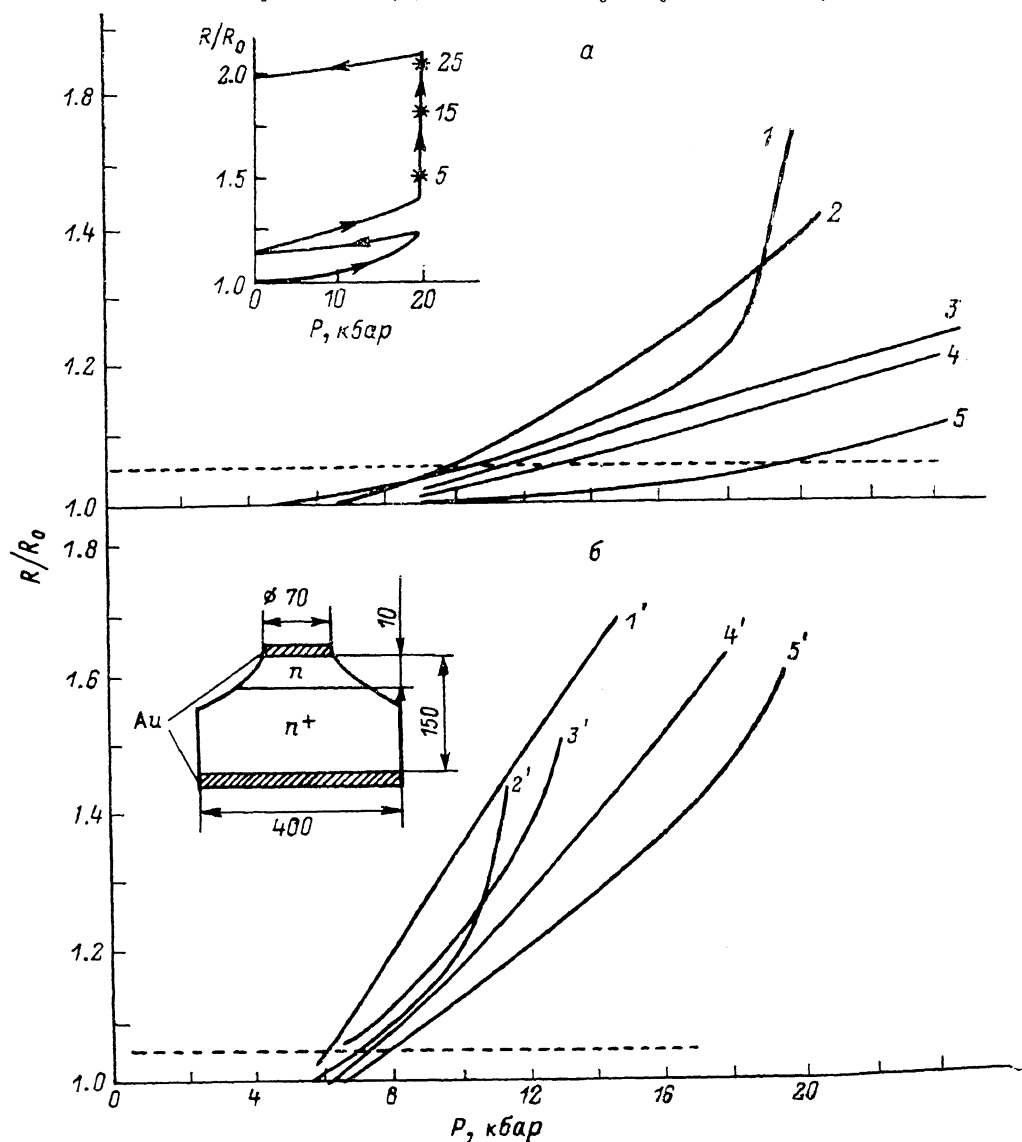


Рис. 1. Зависимости сопротивления образцов от давления.

a — зависимости R/R_0 для пяти различных образцов при значении измерительного напряжения на образцах $U_0=40$ мВ. На вставке — зависимость R/R_0 от времени (в мин) при $P=20$ кбар; γ — то же для пяти других образцов при $U_0=3$ В. На вставке — форма и размеры образцов (мкм).

показанные на рис. 1, *b*, сняты для $U_0=3$ В, что соответствует значению поля $E_0 \cong 3$ кВ/см, близкому к пороговому значению эффекта Галва. Полное время измерения одной зависимости $R/R_0(P)$ составляет ~ 2 мин. На рис. 1, *a*, *b* пунктирной линией, параллельной оси абсцисс и соответствующей значению $R/R_0 \approx 1.05 \div 1.06$, отмечена граница «предела прочности». Видно, что для различных образцов этому пределу соответствует значение критического дав-

напряжения $P_{кр}$, лежащее в диапазоне $10 \div 20$ кбар для величин $U_0 = 40$ мВ (рис. 1, а) и в диапазоне $6 \div 8$ кбар для $U_0 = 3$ В (рис. 1, б). При $P < P_{кр}$ сопротивление образца после снятия нагрузки возвращается точно к тому же значению R_0 , что и до нагружения. Если в процессе сжатия достигается давление $P > P_{кр}$, то после снятия нагрузки сопротивление образца 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. 1, а приведены оба эти процесса. Образец сжимался до значения $P = 20$ кбар; при этом величина R/R_0 составила ≈ 1.2 . После снятия напряжения новое значение R при отсутствии нагрузки равнялось $\sim 1.15R_0$. 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 новое значение R при отсутствии нагрузки составило $\approx 1.95R_0$.

При $U_0 = 3$ В, как видно из рис. 1, б, величина критического давления $P_{кр}$ существенно меньше, чем при $U_0 = 40$ мВ. При $P > P_{кр}$ рост сопротивления со временем происходит значительно быстрее, чем в случае, показанном на рис. 1, а. Во всех остальных отношениях изменения в свойствах образцов, обусловленные сжатием, одни и те же.

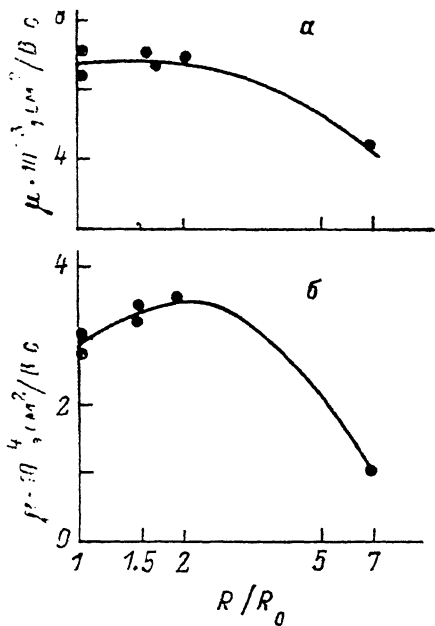


Рис. 2. Зависимость подвижности, измеренной методом геометрического магнитосопротивления, от степени деструкции образцов.

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

Исследование показывает, что влияние измерительного напряжения на кинетику деструкции обусловлено саморазогревом образцов при больших значениях U_0 . При $U = U_c \approx 3$ В (U_c — пороговое напряжение эффекта Ганна) температура активной области прибора составляет ≈ 200 °С. Вполне понятно, что деструкция при повышенных температурах идет быстрее. Уместно заметить, что при термокомпрессии прибор перед сжатием разогревается до температур ~ 350 °С. Поэтому не исключено, что значение критического давления $P_{кр}$ окажется в этом случае еще меньше, а деструкция может возникать даже за время в доли секунды, характерное для процесса термокомпрессии.

Для целого ряда образцов методом геометрического магнитосопротивления [14, 15] были измерены значения подвижности в слабом поле μ_0 при 300 и 77 К до сжатия, а также после сжатия с усилием $P > P_{кр}$. Результаты измерений показаны на рис. 2. Для 300 К измерения методом геометрического магнитосопротивления на образцах, не подвергшихся сжатию ($R/R_0 = 1$), дают те же значения подвижности $\mu_{300} \approx (6.5 \div 7.5) \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{c}$, что и измерения методом Ван-дер-По на исходных пластинках GaAs. Из рис. 2, 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.

Для 77 К измерения подвижности методом геометрического магнитосопротивления на образцах, не подвергавшихся сжатию, дают значения $\mu_{77} \approx (2.5 \div 3.5) \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{c}$ (рис. 2), существенно меньшие, чем измерения методом Ван-дер-По на исходных пластинках, в соответствии с которыми $\mu_{77} = (5 \div 7) \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{c}$. Такая разница обусловлена, по-видимому, влиянием контактов [14]. Это влияние особенно заметно при 77 К, поскольку при этой температуре сопротивление

образцов R_0 (77) $\cong 3 \div 4$ Ом (R_0 при $T=300$ К составляет $\approx 15 \div 25$ Ом). Из рис. 2, 6 видно, что значение μ_{77} вначале даже увеличивается по мере нарастания деструкции. Этот эффект связан, по-видимому, просто с увеличением сопротивления образцов. При увеличении R в процессе деструкции влияние контактов на измерение величины μ_{77} методом геометрического магнитосопротивления уменьшается, измеренная величина μ_{77} приближается к истинному значению, известному по измерениям, выполненным методом Ван-дер-По.

Из рис. 1 видно, что заметное уменьшение подвижности как при 300, так и при 77 К соответствует очень глубокой деструкции ($R/R_0 \geq 3 \div 4$). При отно-

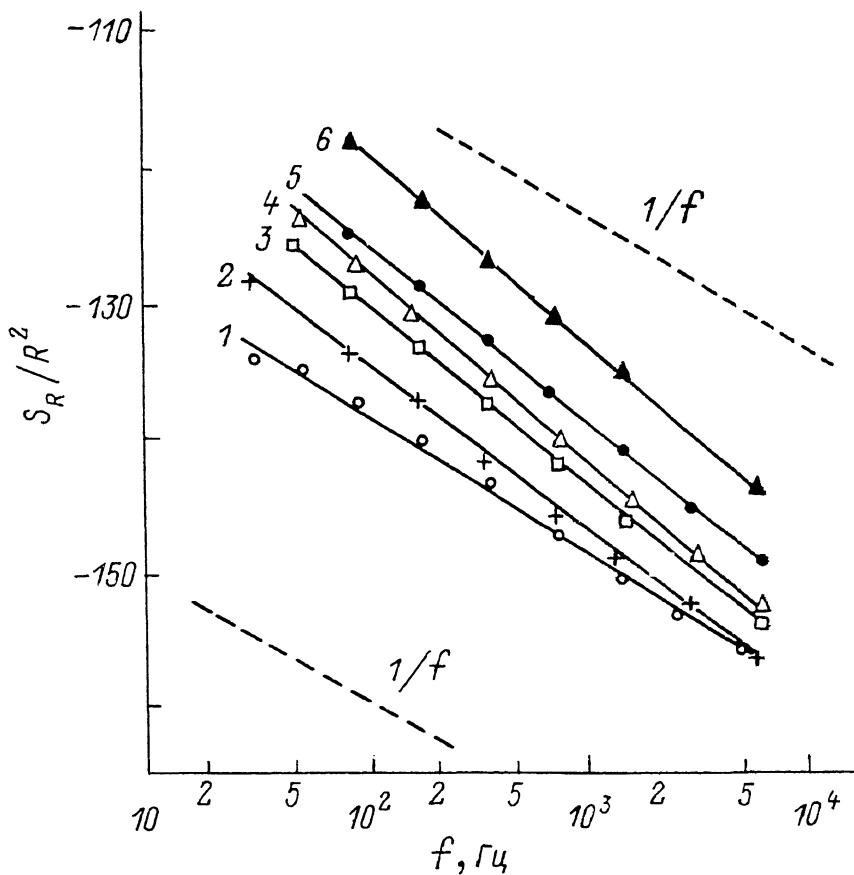


Рис. 3. Зависимость относительной спектральной плотности шума от частоты при разной степени деструкции.

$T=300$ 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, $R/R_0=1.68$; 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. Штриховой линией показан наклон зависимости $S_R/R^2(f)$, соответствующий закону $1/f$.

сительно малом уровне деградации ($R/R_0 \leq 1.5$) ни один из двух методов, обычно используемых для грубой оценки качества индивидуальных приборов (измерения отношения сопротивления при 300 К к сопротивлению при 77 К R_{300}/R_{77} , измерения подвижности методом геометрического магнитосопротивления), не дает возможности судить об уровне структурного совершенства материала. Более того, такие измерения могут привести к качественно неверным выводам. Обычно принимается, что качество материала тем выше, чем больше отношение R_{300}/R_{77} и величина подвижности μ_{77} . Из рис. 1 ясно, что для образцов с $1 \leq R/R_0 \leq 2$ величины μ_{77} и R_{300}/R_{77} будут выше, чем для исходных образцов с $R/R_0=1$.

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

Прежде всего следует отметить, что при $P < P_{\text{пр}}$ [для некоторых образцов $P_{\text{пр}}$ достигает 20 кбар (рис. 1)] спектр шума не изменяется. К изменению уровня шума приводят только нагрузки, обуславливающие деградацию материала.

На рис. 3 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 для кривой 1 равняется $\approx 10^{-4}$. Даже при очень малом уровне деструкции, характеризующейся отношением $R/R_0 = 1.09$, наклон зависимости $S_n/R^2(f)$ изменяется (кривая 2). Новый наклон соответствует закону $S_n \sim 1/f^\gamma$, 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 [16], в которой установлено, что ультразвуковая обработка GaAs эпитаксиальных образцов, по свойствам аналогичных исследованным в настоящей работе, приводит к росту уровня низкочастотного шума на $5 \div 12$ дБ.

Следует заметить, однако, что в литературе описан пример прямо противоположного воздействия ультразвука [17]. В работе [17] обработка GaAs туннельных диодов приводила к уменьшению уровня шума $1/f$. Таким образом, характер воздействия структурных нарушений на шум $1/f$ зависел от конкретного механизма шума $1/f$ в исследуемой структуре.

При $R/R_0 = 2.13$ (рис. 3, 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. 2 видно, что измерения подвижности при таких значениях R/R_0 практически не фиксируют какого-либо ухудшения качества материала.

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. 3).

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 $R/R_0 \sim 10$. (Таким значениям R/R_0 соответствует несколько сквозных магистральных трещин. При попытке увеличить степень деструкции образцы рассыпаются в порошок).

На рис. 4 для трех образцов с разной степенью деструкции показаны зависимости спектральной плотности шума от частоты в темноте (сплошные кривые) и при освещении (штриховые). Влияние освещения на образец, не подвергавшийся сжатию (кривые 1, 1'), многократно обсуждалось ранее (см., например, [1, 13]). Следует заметить, что способность теории [1] объяснить влияние освещения на спектр низкочастотного шума служит наиболее весомым аргументом в пользу ее применимости для описания шума $1/f$ в GaAs и Si [7]. Из рис. 4 видно, что по мере нарастания уровня деструкции характерное значение частоты f_0 , ниже которого свет подавляет шум, а выше — увеличивает, сдвигается в сторону низких частот. Такой результат объясняется в рамках теории [1]. Как показано в работе [7], из развитой в [1] модели следует, что частота f_0 определяется из условия

$$f_0 \tau_{0x} \sim 1, \quad (1)$$

где τ_{0x} — время релаксации уровня в хвосте плотности состояний с характерной энергией \mathcal{E}_x . При освещении уровни с энергией $\mathcal{E} > \mathcal{E}_x$ практически пусты за счет захвата на вих дырок, возникающих под действием света. При $\mathcal{E} < \mathcal{E}_x$ освещение практически не меняет степень заполнения. Величина τ_{0x} в соответствии с моделью [1] равняется

$$\tau_{0x} = \tau_{00} e^{\mathcal{E}_x/\mathcal{E}_1} = \frac{\tau_{00}}{\beta} = \tau_p, \quad (2)$$

где τ_{00} — постоянная времени релаксации для уровней с $\mathcal{E} = 0$ (у края зоны проводимости), $\mathcal{E}_x = -\mathcal{E}_1 \ln \beta$ (\mathcal{E}_1 — постоянная, характеризующая уменьшение

сечения захвата электронов уровнями хвоста с ростом глубины залегания уровня ξ). Параметр $\beta = \tau_{00}/\tau_p$, $\tau_p = (\eta p)^{-1}$, где η — вероятность захвата дырки на уровень хвоста плотности состояний, p — концентрация свободных дырок. Таким образом,

$$f_0 \cong \frac{1}{\tau_{0x}} \sim \frac{1}{\tau_p} \sim \eta p. \quad (3)$$

Концентрация свободных дырок p при неизменной интенсивности освещения практически определяется концентрацией эффективных рекомбинационных

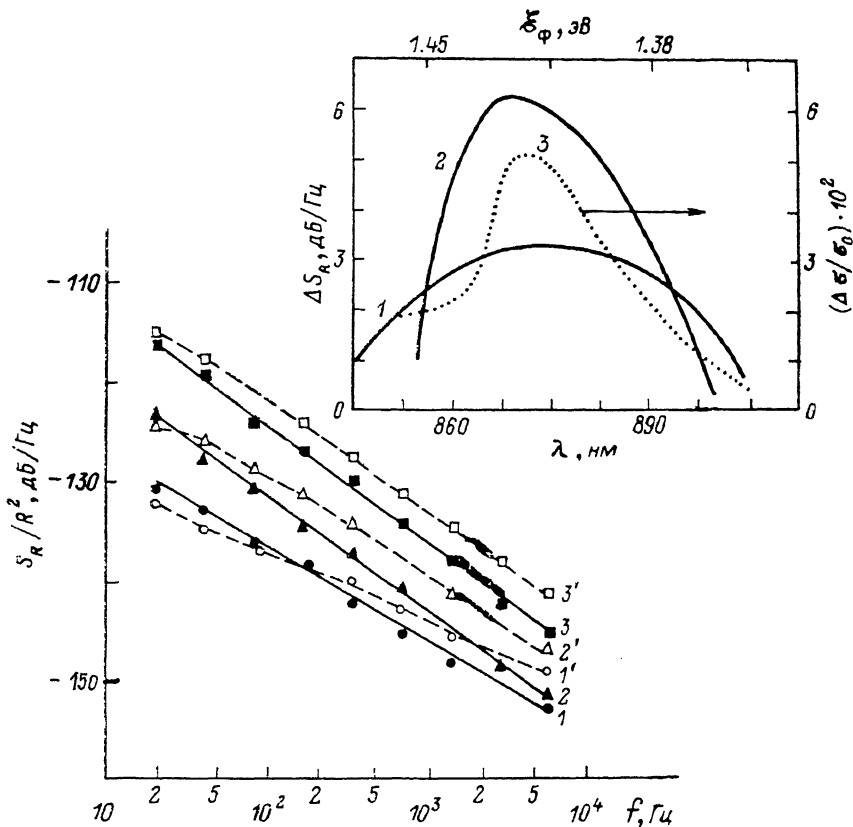


Рис. 4. Частотные зависимости спектральной плотности шума для трех образцов с разной степенью деструкции.

$T=300$ К. Сплошные кривые — в темноте, штриховые — при освещении. 1, 1' — неповрежденный образец; R/R_0 : 2, 2' — 1.78; 3, 3' — 2.08. На вставке — зависимость от длины волны света разности между шумом в темноте и шумом при освещении для образца с $R/R_0=2.08$ (3, 3' на рисунке). Частота анализа, Гц: 1 — 80, 2 — 640. 3 (на вставке) — спектральная зависимость фотопроводимости для того же образца.

уровней в GaAs [18]. Вполне естественно, что концентрация рекомбинационных уровней растет с увеличением степени деградации образца. Соответственно уменьшаются концентрация свободных дырок p и, следовательно, частота f_0 .

На вставке к рис. 4 для образца с наибольшим уровнем деструкции (рис. 4, кривые 3—3') приведены спектральные зависимости шума (сплошные кривые) и стационарной фотопроводимости (кривая 3). Для кривых 1, 2 по оси ординат отложена разность между спектральной плотностью шума в темноте и при освещении. Видно, что для обеих частот анализа максимум спектральной чувствительности соответствует одной и той же энергии квантов и совпадает с максимумом чувствительности кривой стационарной фотопроводимости (кривая 3).

Для всех трех кривых энергия фотонов, обуславливающих максимальное изменение шума и фотопроводимости, близка к значению ширины запрещенной зоны GaAs ξ_g . Таким образом, ясно, что изменение шума, так же как и рост фотопроводимости, наиболее эффективно происходит под действием света, генерирующего дырки в объеме образца (см., например, [1, 13]).

На рис. 5 сплошными кривыми показаны зависимости фотопроводимости от длины волны падающего на образец света для тех же трех образцов, данные которых приведены на рис. 4. Кривая 3 на рис. 5, а повторяет в другом масштабе кривую 3 на вставке к рис. 4. Кривая 1 соответствует зависимости $\Delta\sigma/\sigma_0(\lambda)$ для неповрежденного образца. Из рис. 5, а прежде всего видно, что с увеличением степени деструкции фоточувствительность проводимости монотонно возрастает. Характерно, что положение максимума фоточувствительности

практически не меняется и соответствует условию $\varepsilon_{\phi} \approx \varepsilon_g$ (ε_{ϕ} — энергия фотона).

На рис. 5, б сплошными кривыми показаны аналогичные зависимости для 77 К. Видно, что фоточувствительность при 77 К достигает весьма больших значений. Рост фоточувствительности с увеличением уровня деструкции указывает на возможность проявления в релаксации фотопроводимости больших постоянных времени, а сильная температурная зависимость фотопроводимости — на появление потенциального рельефа, характерная высота которого растет с усилением деструкции. Оба эти эффекта были обнаружены при прямых измерениях релаксации фотопроводимости. Однако обсуждение этих результатов выходит за рамки настоящей работы. Характерно, что положение максимума фоточувствитель-

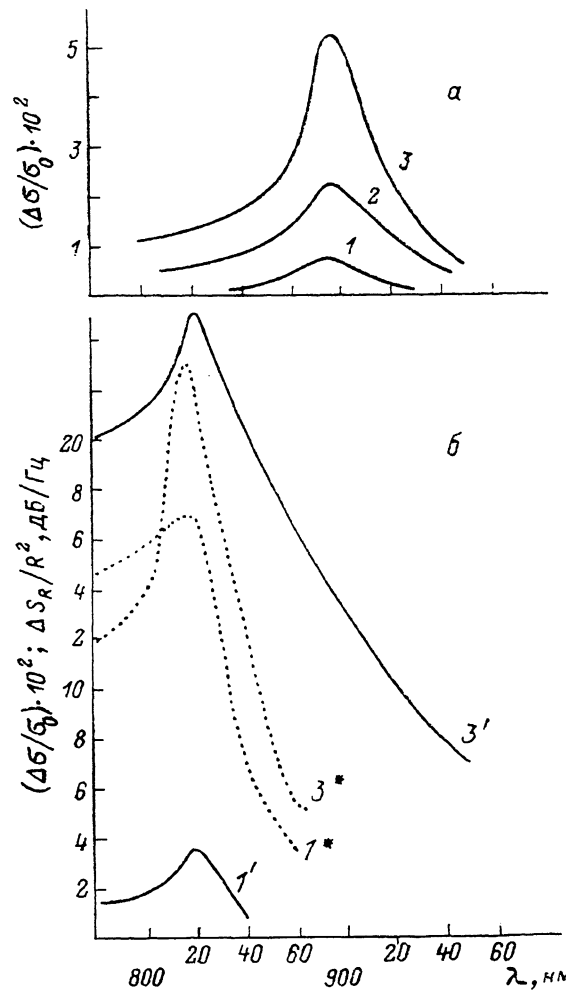


Рис. 5. Зависимости фотопроводимости от длины волны света (при равной интенсивности) для тех же образцов, что и на рис. 4.

T, K : а — 300, б — 77. На рис. 5, б пунктиром показаны зависимости от длины волны разности между шумом в темноте и шумом при освещении для образцов 1 и 3 на частоте анализа 160 Гц.

ности, так же как и при 300 К, не зависит от уровня деструкции и тоже соответствует условию $\varepsilon_{\phi} \approx \varepsilon_g$ (с учетом зависимости ε_g от температуры).

Пунктирными кривыми на рис. 5, б показаны зависимости от длины волны разности между шумом в темноте и шумом при освещении для неповрежденного (кривая 1) и сильно деградировавшего (кривая 3) образцов. Видно, что разница между этими кривыми невелика. Она не превосходит разницы, наблюдающейся между различными неповрежденными образцами. Таким образом, при 77 К не только уровень шума, но и его реакция на освещение практически не зависят от уровня деструкции. Видно, что положение максимума на кривой $\Delta S_R/R_0^2(\lambda)$ в точности совпадает с положением максимума фоточувствительности. Из этого вытекает, что шум $1/f$ в подвергшихся деструкции образцах носит объемный характер (подробное обсуждение см. в работе [13]).

Таким образом, при деструкции GaAs под влиянием деструктивного одноосного сжатия наиболее чувствительным параметром оказывается уровень низкочастотных шумов. При необратимом изменении исходного сопротивления R_0 в 1.5 раза уровень шумов возрастает на порядок, при $R/R_0 \approx 2 \div 2.5$ — на 2 порядка. Между тем, ни измерение подвижности в индивидуальных образцах

методом магнитосопротивления, ни измерения отношения сопротивления при 300 К к сопротивлению при 77 К не фиксируют при таких отношениях ухудшения структурных свойств материала. Природа шума в подвергшихся деструкции образцах остается, по-видимому, такой же, как и в недеформированных. Об этом свидетельствуют объясняемая теорией [1] зависимость формы спектра низкочастотного шума от освещения (рис. 4) и естественно вытекающий из теории сдвиг частоты f_0 в сторону низких частот по мере увеличения степени деструкции. Весьма чувствительной к уровню деструкции оказывается и фоточувствительность образца. Сильная температурная зависимость фотопроводимости свидетельствует об образовании в образце при деструкции заметного потенциального рельефа. Этот вывод подтверждается и предварительными измерениями релаксации фотопроводимости.

Авторы искренне признательны Н. В. Дьяконовой и Ю. М. Гальперину за внимание к работе и стимулирующие дискуссии.

Список литературы

- [1] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 2. С. 283—291.
- [2] Yu K. K., Jordan A. G., Longini R. L. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. N 2. P. 572—583.
- [3] Strooken J. T. M., Kleinpenning T. G. M. // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. N 10. P. 4691—4692.
- [4] Светличный А. М., Коледов Л. А., Зотов В. В., Уваров Е. Ф. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 3. С. 582—586.
- [5] Vandamme L. K. J., Oosterhof S. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. N 9. P. 3169—3174.
- [6] Clevers R. H. M. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. N 5. P. 1877—1881.
- [7] Гук Е. Г., Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 5. С. 836—843.
- [8] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 9. С. 1531—1538.
- [9] Концевой Ю. А., Литвинов Ю. М., Фаттахов Э. А. Пластичность и прочность полупроводниковых материалов и структур. М., 1982. 240 с.
- [10] Алексин В. П. Физика прочности и пластичности поверхностных слоев материалов. М., 1983. 280 с.
- [11] Сб. «Дисклинация и ротационная деформация твердых тел». Л., 1988.
- [12] Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 9. С. 1651—1656.
- [13] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1049—1052.
- [14] Jervis T. R., Jonson E. F. // Sol. St. Electron. 1970. V. 13. N 2. P. 181—189.
- [15] Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 10. С. 1830—1834.
- [16] Киреев О. А., Лебедев Ю. Н., Мустьян Н. И., Румянцев С. Л. // Электрон. техн. Сер. 2. Полупроводн. приборы. 1986. № 1. С. 66—72.
- [17] Здебский А. П., Лисянский М. И., Лукьянчикова Н. Б., Шейнкман М. К. // Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 16. С. 1009—1012.
- [18] 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.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 30.05.1990
Принята к печати 18.06.1990