

## КИНЕТИКА СПАДА ДОЛГОВРЕМЕННОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В GaAs И МОДЕЛЬ ОБЪЕМНОГО ШУМА $1/f$ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е.,  
Плоткин Д. А., Румянцев С. Л.

Экспериментально и теоретически исследована кинетика спада долговременной фотопроводимости в чистых, структурно совершенных эпитаксиальных слоях  $n$ -GaAs с концентрацией электронов  $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и подвижностью при 77 К  $\mu_{77} = (5 \div 7) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Экспериментальные результаты интерпретированы на основе модели, позволившей ранее объяснить природу объемного шума  $1/f$  в GaAs. В модели предполагается, что долговременная фотопроводимость возникает вследствие захвата возбужденных светом дырок на уровни, образующие «хвост» плотности состояний вблизи края зоны проводимости. После окончания возбуждающего импульса в зоне проводимости остаются избыточные электроны, число которых равно полному числу дырок, захваченных на уровнях хвоста.

Показано, что предложенная модель качественно хорошо объясняет всю совокупность экспериментальных данных по исследованию долговременной релаксации фотопроводимости.

Недавно в работе [1] была продемонстрирована связь между хорошо известным явлением долговременной фотопроводимости в чистых структурно совершенных пленках  $n$ -GaAs [2, 3] и объемным шумом  $1/f$  в этих же пленках [4]. Было показано, что предложенная в работе [5] модель, объясняющая возникновение шума  $1/f$  в GaAs, качественно объясняет и наличие долговременной релаксации фотопроводимости.

В настоящей работе на основе изложенной в работе [5] модели проделан расчет долговременной релаксации фотопроводимости. Результаты расчетов сопоставлены с экспериментальными данными.

В развитой в [5] модели предполагается, что вследствие различного рода несовершенств кристаллической решетки, всегда присутствующих в реальных монокристаллах, в материале существует «хвост» плотности состояний  $\rho(\epsilon)$ , экспоненциально спадающий в глубь запрещенной зоны:

$$\rho(\epsilon) = \rho(0) e^{-\epsilon/\epsilon_0}, \quad (1)$$

где  $\epsilon_0$  — постоянная, характеризующая скорость спада плотности состояний. Энергия  $\epsilon$  принимается равной нулю на краю зоны проводимости и отсчитывается в глубь запрещенной зоны (рис. 1).

Следуя многофононной модели захвата, принимаем, что постоянная времени захвата электронов из зоны проводимости на уровни хвоста  $\tau_0$  экспоненциально растет с глубиной залегания уровней:

$$\tau_0(\epsilon) = \tau_0(0) e^{\epsilon/\epsilon_1} \equiv \tau_{00} e^{\epsilon/\epsilon_1}, \quad (2)$$

где  $\tau_{00}$  — постоянная времени захвата для уровней при  $\epsilon = \epsilon_c = 0$ ,  $\epsilon_1$  — постоянная, характеризующая уменьшение сечения захвата с ростом энергии.

В соответствии с экспериментальными условиями считаем, что существует также мелкий донорный уровень с глубиной залегания  $\epsilon_d$  (рис. 1) и концентрацией  $N_d$ . Величина  $N_d$  считается много большей концентрации всех других уровней в запрещенной зоне, а мелкий донорный уровень предполагается пол-

ностью ионизованным. Таким образом,  $n_0 = N_d$  ( $n_0$  — концентрация свободных носителей в зоне проводимости). Положение уровня Ферми  $\epsilon_F$  (рис. 1) определяется выражением

$$\epsilon_F = kT \ln(N_c/N_d), \quad (3)$$

где  $N_c$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

В отсутствие освещения функция  $f$ , описывающая степень заполнения уровней хвоста в стационарном состоянии, имеет обычный вид

$$f(\epsilon) = \frac{1}{1 + e^{(\epsilon_F - \epsilon)/kT}}. \quad (4)$$

Дырки, возникающие в объеме образца при освещении, захватываются на уровни хвоста и изменяют степень заполнения уровней. Если принять, что вероятность захвата дырки на уровень не зависит от энергии, то, как показано в работе [5], функция  $f^*$ , описывающая степень заполнения уровней в условиях стационарного освещения, имеет вид

$$f^* = \frac{1}{1 + \beta e^{\epsilon/\epsilon_i}} = \frac{1}{1 + e^{(\epsilon_F - \epsilon)/kT} + \beta e^{\epsilon/\epsilon_i}}. \quad (5)$$

Здесь  $\beta = \tau_{00}/\tau_p$ , а величина  $\tau_p$  определяется выражением  $\tau_p = (\eta p)^{-1}$ , где  $p$  — концентрация свободных дырок в стационарном состоянии при освещении,  $\eta$  — вероятность захвата дырки на уровень хвоста плотности состояний в еди-

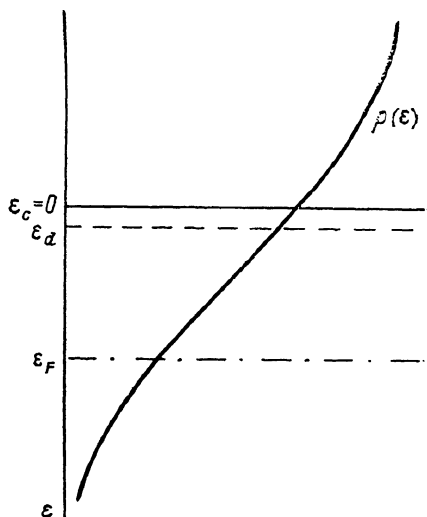


Рис. 1. Хвост плотности состояний  $\rho(\epsilon)$  и положение уровня Ферми.

ницу времени в единице объема. Параметр  $\beta \sim p$  характеризует уровень освещенности: большим значениям  $\beta$  соответствует большая освещенность.

В условиях стационарной освещенности полное число захваченных на уровни хвоста дырок  $p_0$  и равное число избыточных электронов в зоне проводимости  $\Delta n_0$  равняются:

$$p_0 = \Delta n_0 = \int_0^{\infty} \rho(\epsilon) (f - f^*) d\epsilon. \quad (6)$$

Полное число избыточных электронов, дающих вклад в стационарную фотопроводимость, в действительности больше, так как в любом реальном GaAs часть дырок захватывается на локальные примесные центры [6] и, кроме того, существует определенная концентрация свободных дырок  $p$ .

После выключения света свободные дырки и дырки, захваченные на локальные центры в GaAs даже самого лучшего качества, рекомбинируют с электронами зоны проводимости за время  $\sim 10^{-6} \div 5 \cdot 10^{-6}$  с [6]. (В материале среднего качества это время составляет  $10^{-8} \div 10^{-7}$  с). По прошествии этого времени фотопроводимость существует только за счет того, что часть дырок захвачена на уровни с очень большим временем захвата  $\tau_0$  [см. формулу (2)], и в зоне проводимости находится равное им число свободных электронов  $\Delta n$ . Концентрация этих избыточных электронов (в работе [1] показано, что она существует вплоть до времени  $\sim 10^{-1}$  с при комнатной температуре) будет, очевидно, уменьшаться со временем по закону

$$\Delta n(t) = \int_0^{\infty} \rho(\epsilon) (f - f^*) e^{-t/\tau(\epsilon)} d\epsilon, \quad (7)$$

где  $\tau = \tau_0 f$  (см. выражения (3) и (16) работы [5]). Формула (7) и определяет кинетику спада долговременной фотопроводимости.

Выражениям (4)–(6) можно дать наглядную графическую интерпретацию. На рис. 2, а показана зависимость  $f(\epsilon)$ , построенная в соответствии с (4), на рис. 2, б — зависимость  $f^*(\epsilon)$ , построенная в соответствии с (5). Видно, что освещение практически не меняет степень заполнения уровней с энергией  $\epsilon < \epsilon_x$ ; уровни с энергией  $\epsilon > \epsilon_x$  под влиянием освещения практически полностью опустошаются. Как легко видеть из выражения (5), значение характерной энергии  $\epsilon_x$  определяется условием  $\beta e^{\epsilon_x/\epsilon_0} \sim 1$  или

$$\epsilon_x = -\epsilon_0 \ln \beta. \quad (8)$$

Еще раз отметим, что в рассматриваемой модели дырки, появляющиеся в объеме образца в результате освещения, захватываются на уровни хвоста

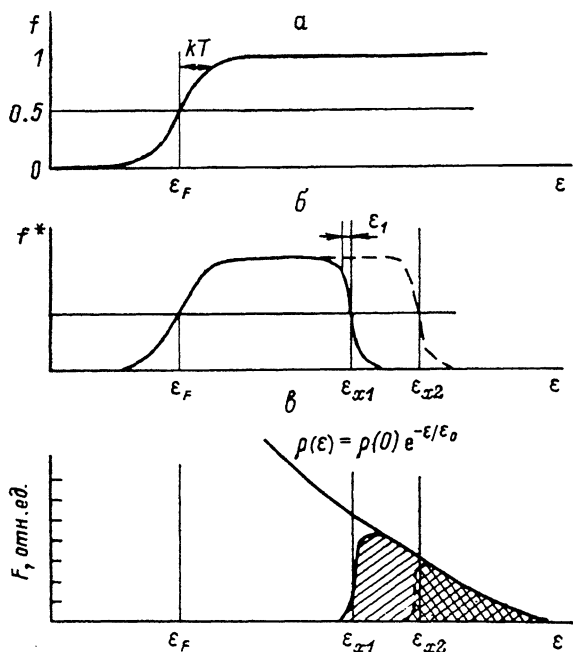


Рис. 2. Качественные зависимости от энергии степени заполнения уровней хвоста в отсутствие освещения (а) [формула (4)]; степени заполнения уровней при освещении (б) [выражение (5)]. Пунктир — зависимость для более слабого освещения ( $\beta_2 < \beta_1$ ); в — подынтегральная функция в выражении (6).

с вероятностью, не зависящей от энергии. Однако степень заполнения уровней в условиях стационарного освещения зависит от энергии очень сильно, поскольку время захвата электронов на освободившиеся места  $\tau_0$  экспоненциально зависит от энергии [см. формулу (2)].

На рис. 2, в показана зависимость от энергии подынтегральной функции в выражении (6)

$$F = \rho(\epsilon) (f - f^*) = \rho(0) e^{-\epsilon/\epsilon_0} (f - f^*). \quad (9)$$

Очевидно, что значение интеграла (6) определяется заштрихованной на рис. 2, в площадью; это значение легко оценить:

$$\Delta n_0 = \int_0^{\infty} F(\epsilon) d\epsilon \cong \int_{\epsilon_x}^{\infty} \rho(0) e^{-\epsilon/\epsilon_0} d\epsilon \cong \rho(0) \epsilon_0 \beta_+^{\beta_+/\epsilon_0} \cong N_0 \beta_+^{\beta_+/\epsilon_0}, \quad (10)$$

где  $N_0 = \int_0^{\infty} \rho(\epsilon) d\epsilon = \rho(0) \epsilon_0$  — полная концентрация уровней в хвосте.

<sup>1</sup> Как мы увидим далее, область актуальных значений  $\beta$  соответствует условию  $\beta \ll 1$ .

Как показано в работе [5], модель хорошо описывает экспериментальные результаты по шуму  $1/f$  в GaAs при  $\epsilon_1/\epsilon_0=1/3$  (в [5] принимались значения  $\epsilon_1=0.01\text{эВ}$ ,  $\epsilon_0=0.03\text{эВ}$ ). Далее, при малых уровнях освещенности, когда  $\Delta n/n_0 \ll 1$ , можно, как правило, считать, что концентрация свободных дырок  $p$ , а следовательно, и значение параметра  $\beta$  пропорциональны интенсивности света  $J$ . Таким образом, исходя из модели, следует ожидать, что по истечении нескольких микросекунд с момента выключения света, когда уровень остаточной фотопроводимости будет определяться только дырками, захваченными на уровне хвоста плотности состояний, величина избыточной проводимости  $\Delta\sigma/\sigma_0=\Delta n/n_0$  при  $\Delta\sigma/\sigma_0 \ll 1$  будет зависеть от интенсивности света степенным образом. Исходя из данных по шуму, можно ожидать, что  $\Delta\sigma/\sigma_0 \sim J^{1/2}$ .

На рис. 3 для двух образцов показана экспериментально установленная зависимость величины относительной фотопроводимости  $\Delta\sigma/\sigma_0$ , измеренной через 2 мкс после выключения света, от интенсивности света  $J$ . Через время

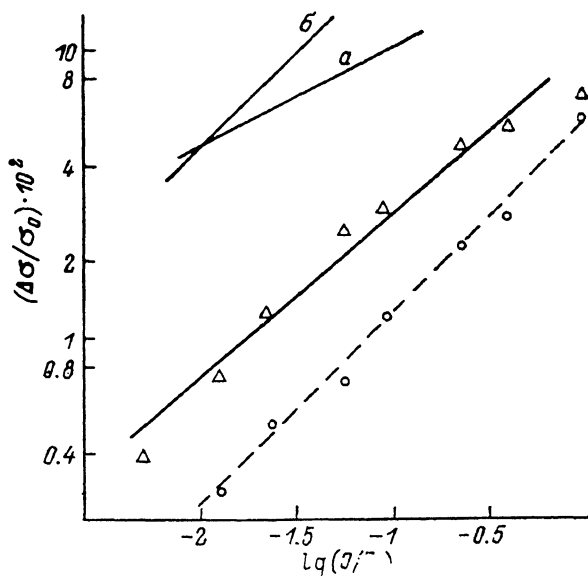


Рис. 3. Зависимость относительной фотопроводимости от интенсивности света для двух различных образцов.

Вверху — прямые, наклон которых соответствует зависимостям  $\Delta\sigma \sim J^{1/2}$  (α) и  $\Delta\sigma \sim J^{2/3}$  (β).

$t \geq 1-2$  мкс практически все свободные дырки и дырки, захваченные на локальные глубокие центры, успевают прорекомбинировать [6]. Поэтому можно полагать, что через время  $t \geq 2$  мкс избыточная проводимость определяется в эксперименте только числом дырок, захваченных на уровне хвоста.

Исследовались образцы эпитаксиального  $n$ -GaAs, полностью аналогичные ранее описанным в [1, 4, 5]. Освещение создавалось с помощью GaAs/GaAlAs полупроводникового лазера с энергией в импульсе  $\sim 0.5$  мкДж. Длительность импульса света составляла  $\sim 10^{-7}$  с. Максимальная интенсивность света  $J_0$  соответствует освещению образца нефокусированным светом лазера при расстоянии от образца 3–5 см. Изменение интенсивности света достигалось помещением между лазером и образцом калиброванных нейтральных фильтров. Из рис. 3 видно, что показатель степени в зависимости  $\Delta\sigma/\sigma_0$  несколько различается от образца к образцу и близок к значению  $2/3$ .

Обсудим теперь особенности кинетики спада фотопроводимости. Из рис. 2, б, в непосредственно видно, что в условиях стационарного освещения граница между заполненными и пустыми уровнями проходит в районе энергии  $\epsilon_x$ , определяемой выражением (8). После выключения света первыми начнут заполняться уровни с энергией  $\epsilon \sim \epsilon_x$ , для всех остальных уровней время заполнения в соответствии с формулой (2) экспоненциально больше. Сравним динамику спада фотопроводимости при двух разных уровнях освещения. При боль-

шей освещенности величина  $\epsilon_{x1}$  сдвинута в сторону меньших энергий, время заполнения уровней — в сторону меньших времен. Когда свет выключается, первыми заполняются уровни с меньшими значениями энергии ( $\epsilon \sim \epsilon_{x1}$ ). Когда заполненными окажутся уровни с энергиями  $\epsilon \leq \epsilon_{x2}$ , степень заполнения уровней с энергией  $\epsilon > \epsilon_{x2}$  изменится незначительно из-за экспоненциальной зависимости  $\tau_0(\epsilon)$ . Следует поэтому ожидать, что при больших временах кривые спада фотопроводимости «соются»: зависимость фотопроводимости от времени при больших временах не будет зависеть от уровня освещенности. Численный расчет (см. вставку на рис. 4) и эксперимент (рис. 4) подтверждают эти качественные соображения.

Из рис. 4 видно, что количественные различия в амплитуде фототовета и скорости спада фототовета на начальном участке от образца к образцу мо-

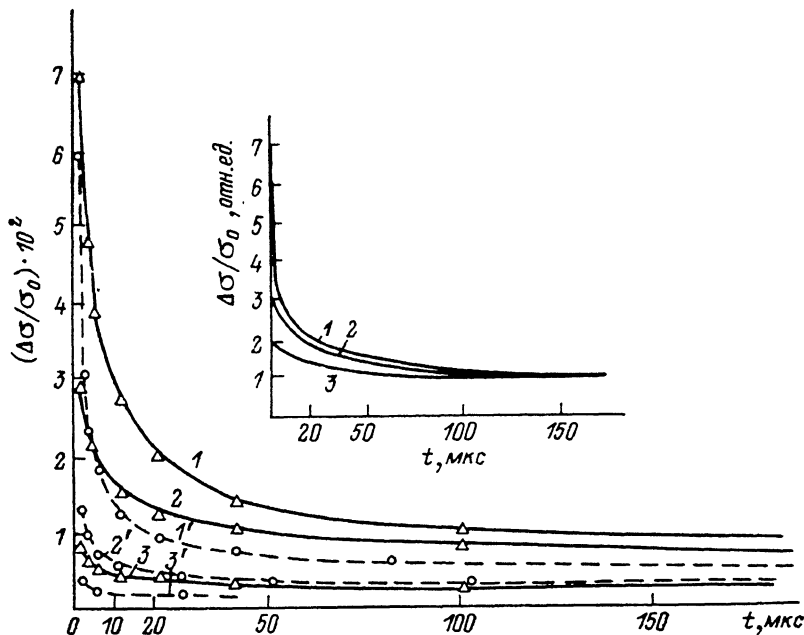


Рис. 4. Кинетика спада фотопроводимости для двух образцов.

Образцы и обозначения для них те же, что и на рис. 3. 1, 1' — при полной интенсивности импульса лазера; 2, 2' — ослабление в 10; 3, 3' — в 80 раз. На вставке — результаты численного расчета интеграла (7) для значений  $\beta$ : 1 —  $10^{-8}$ , 2 —  $10^{-9}$ , 3 —  $10^{-10}$ .

гут быть заметными. Однако качественно зависимости  $\Delta \sigma(t)/\sigma_0$  одни и те же для всех образцов и согласуются с результатами численных расчетов (см. вставку на рис. 4). Скорость спада в момент времени  $t=0$  максимальна и тем больше, чем выше интенсивность света. С течением времени спад замедляется и кривые  $\Delta \sigma(t)$ , снятые при различных интенсивностях света, обнаруживают тенденцию к сближению. Экспериментальные кривые практически сливаются при значениях времени  $t \cong 5 \div 10$  мс. При этом величина  $\Delta \sigma/\sigma_0$  составляет приблизительно  $(0.1 \div 0.15) \cdot 10^{-2}$ . Расчетные зависимости  $\Delta \sigma(t)$ , как видно из вставки, практически сливаются уже при значениях  $t \cong 150 \div 200$  мкс.

Численный расчет интеграла (7), определяющего в модели кинетику спада фотопроводимости, проделан для значений параметров, обеспечивающих хорошее описание с помощью модели экспериментов по шуму  $1/f$  [2]:  $\epsilon_F = 0.15$  эВ;  $\epsilon_0 = 0.03$  эВ;  $\epsilon_1 = 0.01$  эВ. Выбранная величина  $\epsilon_F$  соответствует плотности состояний  $N_g = 5 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$  (GaAs при 300 К) и экспериментальному значению  $N_d = 10^{15}$  см $^{-3}$ . Временной масштаб задается в модели значением параметра  $\tau_{00}$ . Он был выбран исходя из следующих соображений. Как отмечалось в работе [7], при использовании формального параметра  $\tau_{00}$  преимущество состоит в том, что значение  $\tau_{00}$  не зависит от температуры. Физически, однако, гораздо более наглядным является использование параметра  $\tau_F = \tau_{00} e^{\epsilon_F/\epsilon_1}$  постоянной времени захвата на уровне Ферми. Действительно, условием того, чтобы свет

понижал шум  $1/f$  на нижних частотах анализа и повышал шум в области высоких частот, как это наблюдалось для исследованных образцов при 300 К в работах [1, 4, 5], является  $\omega\tau_F \ll 1$  ( $\omega$  — угловая частота анализа). Экспериментально максимальная частота анализа  $\omega/2\pi \geq 10^4 \div 10^5$  Гц, откуда  $\tau_F \ll 1/\omega \leq \leq 10^{-7} \div 10^{-8}$  с. При  $\tau_F = 10^{-8}$  с, что соответствует сечению захвата  $\sigma_F = = 1/\tau_F N_d v_t \cong 2 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup>, и заданных значениях  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_F$   $\tau_{00} = \tau_F e^{-\epsilon_F/\epsilon_1} = 3 \cdot 10^{-15}$  с.

Единственным подгоночным параметром при расчетах является значение  $\beta$ . Значение  $\beta = 10^{-8}$  было выбрано из условия, чтобы за время  $t = 200$  мкс расчетное значение  $\Delta\sigma/\sigma_0$  уменьшилось в  $\sim 7$  раз, как в эксперименте при максимальном уровне накачки (рис. 4). Заметим, что величине  $\beta = 10^{-8}$  соответствует значение  $\epsilon_x = 0.18$  эВ [см. формулу (8)], всего на 0.03 эВ превышающее  $\epsilon_F$ . При таком значении  $\beta$  оказываются практически опустошенными все уровни, для которых времена захвата  $\tau = \tau_{00} \exp(\epsilon/\epsilon_1) \geq 3 \cdot 10^{-7}$  с.

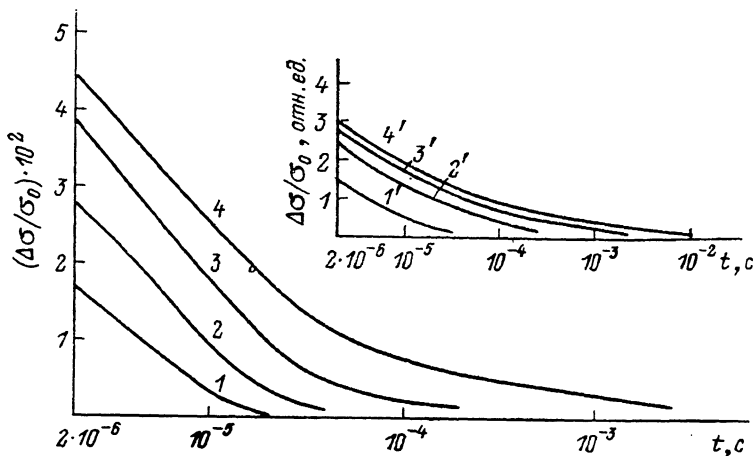


Рис. 5. Кинетика спада фотопроводимости при различных интенсивностях подсветки.

1 — подсветка полным светом лампы накаливания; подсветка ослаблена: 2 — в 20, 3 — 500, 4 —  $4 \cdot 10^4$  раз. На вставке — результаты численного расчета интеграла (12). Для 1—4 функция  $f^*$  одинакова и соответствует значению  $\beta = 10^{-8}$ . Для функции  $f_1^*$  величины  $\beta$ : 1' —  $10^{-10}$ , 2' —  $5 \cdot 10^{-12}$  (1/20), 3' —  $2 \cdot 10^{-13}$  (1/500), 4' —  $2.5 \cdot 10^{-15}$  (1/4 · 10<sup>4</sup>).

Интересно отметить, что на начальном участке характер расчетных зависимостей  $\Delta\sigma(t)$  определяется только отношением  $\tau_{00}/\beta$ . Действительно, из (2) с учетом (8) следует

$$\tau_{\min} = \tau_{00} e^{\epsilon_x/\epsilon_1} = \frac{\tau_{00}}{\beta}. \quad (11)$$

Справедливость этого выражения проверялась при численных расчетах в диапазоне изменения  $\beta$  на 9 порядков:  $10^{-16} < \beta < 10^{-7}$ . При изменении  $\beta$  в таком широком диапазоне произведение  $\tau_{\min}\beta$  изменяется лишь в 1.5 раза. Следует, однако, иметь в виду, что при определении «среднего значения постоянной спада»  $\tau_{cp}$  на достаточно большом интервале времен  $\Delta t$  [ $\tau_{cp} = (t_2 - t_1)/\ln(\Delta\sigma_1/\Delta\sigma_2)$ ] отклонения от формулы (11) оказываются весьма существенными. Так, величина  $\tau_{cp}$  в интервале  $2 \div 4$  мкс при изменении  $\beta$  на 2 порядка ( $10^{10} \leq \beta \leq \leq 10^{-8}$ ) изменяется всего в 3 раза. При аналогичном определении из экспериментальных данных при изменении интенсивности света на 2 порядка величина  $\tau_{cp}$  изменяется в  $\sim 1.5$  раза.

Обсудим теперь вопрос о подавлении долговременной релаксации с помощью подсветки. Как экспериментально показано в работе [1], к гашению долговременной фотопроводимости приводит только подсветка с энергией фотонов  $\epsilon_\phi \geq \epsilon_g$ , создающая в объеме образца дырки. Из рис. 2, в легко понять качественно, в чем состоит механизм такого гашения. Дырки, созданные подсветкой, опустошают наиболее глубокие уровни, захват электронов на которые происходит медленнее всего. Пусть, например, интенсивность подсветки соответствует

ситуации, когда в результате подсветки оказываются опустошенными уровни с энергией  $\epsilon > \epsilon_{p,2}$  (рис. 2, в). Импульс света опустошает уровни с энергией  $\epsilon_{x1} < \epsilon < \epsilon_{x2}$ . Спад избыточной фотопроводимости начнется с постоянной времени  $\tau_{\min} \approx \tau_{00} e^{\epsilon_{x1}/\epsilon_1}$  и закончится с постоянной времени  $\tau_{\max} \sim \tau_{00} e^{\epsilon_{x2}/\epsilon_1}$ . Постоянные спада  $\tau > \tau_{\max}$  в присутствии подсветки должны исчезать. Поскольку [см. выражения (2) и (8)]  $\tau_{\max} \sim 1/\beta$ , исходя из модели, следует ожидать, что максимальные времена релаксации будут по крайней мере в области слабых значений интенсивности подсветки обратно пропорциональны интенсивности подсветки.

На рис. 5 показаны экспериментальные зависимости  $\Delta \sigma(t)/\sigma_0$  при различных интенсивностях подсветки, на вставке — результаты численного расчета. Если рис. 4 позволяет сопоставить экспериментальные и теоретические результаты в области относительно малых времен спада фотопроводимости, то рис. 5 дает возможность сделать аналогичное сравнение в области больших (вплоть до  $\sim 10^{-2}$  с) времен.

Экспериментальные зависимости снимались при полной интенсивности импульса лазера и различных уровнях непрерывной подсветки. Подсветка производилась с помощью нефокусированной точечной лампы накаливания мощностью 100 Вт. Кривая 1 (рис. 5) соответствует подсветке полным светом лампы. Кривые 2—4 сняты при ослаблении света лампы с помощью калиброванного набора нейтральных фильтров. Кривая 4 (ослабление подсветки в  $4 \cdot 10^4$  раз) практически слабо отличается от зависимости  $\Delta \sigma(t)$  в отсутствие подсветки.

Показанные на вставке зависимости в присутствии подсветки рассчитывались по формуле

$$\Delta n(t) = \int_0^{\infty} \rho(\epsilon) (f^* - f_1^*) e^{-t/\tau(\epsilon)} d\epsilon, \quad (12)$$

где  $f^*$  и  $f_1^*$  определяются выражением (5) и различаются значениями  $\beta$ . Для всех зависимостей, показанных на вставке к рис. 5, величина  $f^*$  рассчитывалась для значения  $\beta = 10^{-8}$ , т. е. для значения  $\beta$ , соответствующего максимальной интенсивности импульса лазера (рис. 4). Величины  $f_1^*$ , характеризующие стационарную функцию заполнения в присутствии подсветки, выбирались следующим образом. Для кривой 1' подбиралось значение  $\beta$ , обеспечивающее наилучшее согласие с экспериментальной зависимостью, представленной на рис. 5 кривой 1 (самая сильная подсветка). Для кривых 2'—4' значения  $\beta$  уменьшены во столько же раз, во сколько экспериментально уменьшалась интенсивность подсветки для кривых 2—4 (рис. 5).

Из сравнения рисунка и вставки видно, что качественно расчетные и экспериментальные кривые согласуются вполне удовлетворительно в очень широком диапазоне времен, превышающем 4 порядка, и в очень широком диапазоне интенсивностей подсветки.

Таким образом, модель долговременной релаксации проводимости, основанная на предположении о том, что объемный шум  $1/f$  и долговременная проводимость в  $n$ -GaAs возникают за счет одной и той же причины — наличия хвоста плотности состояний в запрещенной зоне вблизи края зоны проводимости, качественно хорошо объясняет всю совокупность экспериментальных данных по исследованию долговременной релаксации.

Авторы искренне признательны М. И. Дьяконову за неоднократные обсуждения и ценные замечания.

#### Список литературы

- [1] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 10. С. 1828—1833.
- [2] Acket G. A. // Phil. Res. Rep. 1971. V. 26. N 4. P. 261—278.
- [3] Колчанова Н. М., Литовченко Н. М., Родионов В. Е. // Полупроводн. техн. и микроэлектрон. 1979. № 29. С. 28—31.

- [4] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1049—1052.
- [5] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 2. С. 283—291.
- [6] 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.
- [7] Гук Е. Г., Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 5. С. 813—820.

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

Получена 27.11.1989  
Принята к печати 2.01.1990