

определять заряд  $Q_t$ , если известно расстояние  $l$ , на которое смещается центроид  $z_c$  в промежутке времени от  $t_1$  до  $t_2$ : 
$$Q_t = \frac{d}{l} \int_{t_1}^{t_2} I_2(t) dt.$$

Таким образом, из данных обычных для спектроскопии МДП структур измерений низко- и высокочастотных ВФХ, токов разряда и временных зависимостей полевого напряжения можно извлекать информацию о пространственном положении ЛЭС — в полупроводнике, строго на ГР или в диэлектрике. Более детальные представления о зависимости спектральной плотности ЛЭС от координаты можно получать в рамках таких измерений, лишь привлекая априорные данные об энергетической структуре ЛЭС.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Nicollian E. H., Brews J. R. *Mos (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology*. N. Y., 1982.
- [2] Зи С. *Физика полупроводниковых приборов*. Т. 1. М., 1984. 455 с.
- [3] Сурис Р. А., Федоров В. Н. // *ФТП*. 1979. Т. 13. В. 6. С. 1073—1082.
- [4] Антоненко В. И., Ждан А. Г., Сульженко П. С. // *ФТП*. 1988. Т. 22. В. 4. С. 758—760.

Институт радиотехники и электроники  
РАН  
Фрязинская часть

Получено 6.06.1991  
Принято к печати 5.12.1991

*ФТП, том 26, вып. 4, 1992*

### РАСТЕКАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ФОТОТОКА В Si(Ga)

Винокуров Л. А., Залетаев Н. Б., Кочеров В. Ф., Фукс Б. И.

Хорошо известно [1], что в низкоомных фотопроводниках растекание фототока обусловлено диффузией свободных носителей от освещенного места. Недавно в [2] теоретически было показано, что в высокоомных фотопроводниках, в которых концентрация заряженных примесей значительно превосходит концентрацию свободных носителей, растекание тока при нестационарном освещении определяется в первую очередь рассеянием силовых линий заряда, образующегося при этом на примесях, а также нестационарной инжекцией носителей из контактов, возникающей под влиянием поля рассеяния. Характерная длина такого растекания тока сильно зависит от частоты модуляции освещения и может быть очень велика,<sup>1</sup> а само растекание невозможно устранить даже механическим разделением фотопроводника. Там же в [2] указывалось, что такое сильное растекание тока существенно влияет на свойства фотопроводника. В этом сообщении приводятся и обсуждаются экспериментальные данные, доказывающие наличие этого влияния на характерное время и частотный спектр фотоотклика.

Схема эксперимента показана на рис. 1. К пластине кремния  $p$ -типа 1, легированного галлием и фосфором с концентрациями  $N_{Ga} = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и  $N_P = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , толщиной  $l = 150 \text{ мкм}$ , ионной имплантацией бором создавались  $p^+$ -контакты 3 и 4. Пластина закреплялась на проводящее основание 5 и из нее

<sup>1</sup> Поскольку масштаб полей рассеяния определяется длиной экранирования, которая в таких полупроводниках составляет доли микрометра при стационарных процессах, однако начиная с очень низких частот быстро растет, особенно в условиях сильного дрейфа носителей, до весьма больших значений [3]

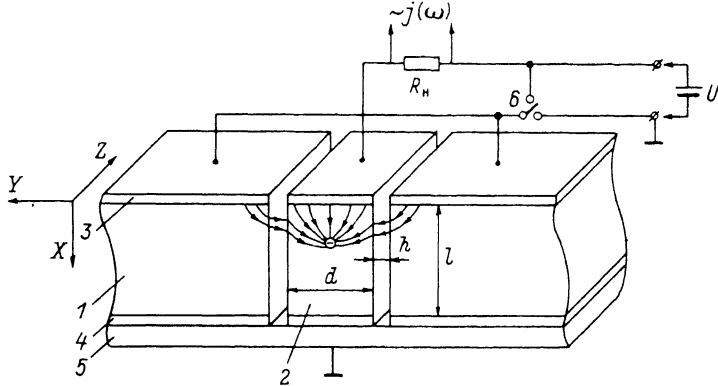


Рис. 1. Схема эксперимента.

1 — пластина кремния; 2 — исследуемый образец; 3, 4 — контакты; 5 — проводящее основание; 6 — двухпозиционный переключатель.

вырезался исследуемый образец 2 шириной  $d = 100$  мкм. Прорези делались узкими ( $h = 30$  мкм), чтобы, устраняя растекание носителей, они минимально влияли на поле в полупроводнике. Вся пластина освещалась вдоль оси Z пространственно-однородной подсветкой, возбуждающей дырки с  $Ga^0$  ( $E_v + 0.074$  эВ) в валентную зону и состоявшей из стационарного потока квантов интенсивностью  $Q_B = 1.2 \cdot 10^{12}$  см $^{-2}$ ·с $^{-1}$  и потока  $Q$  ( $Q \leq Q_B$ ), модулированного с частотой  $\omega$ . При измерениях термическая генерация была гораздо меньше оптической ( $T = 10$  К), а сопротивление нагрузки  $R_n$  мало по сравнению с сопротивлением образца. Измерялись частотные зависимости амплитудного значения нестационарного фототока при ключе б, подключенном к источнику питания  $U = \pm 5$  В,  $-j_1(\omega)$  и при его переключении на «землю»  $-j_2(\omega)$ . Точность измерений величины  $[j_1(\omega) - j_2(\omega)]$  была не хуже 1% от  $j_2(\omega)$ . Результаты представлены на рис. 2. Видно, что на фотоотклик образца заметно влияет протекание тока в соседнем

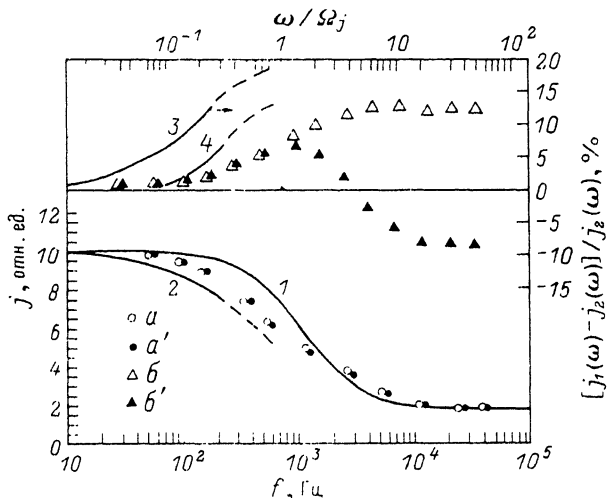


Рис. 2. Зависимость амплитуды фототока от частоты модуляции света.

$a, a' - j_1(\omega)$  соответственно при положительной ( $U > 0$ ) и отрицательной ( $U < 0$ ) полярности источника питания.  $b, b'$  —  $[j_1(\omega) - j_2(\omega)]/j_2(\omega)$  соответственно при положительной и отрицательной полярности источника питания. Теоретические кривые рассчитаны при следующих параметрах  $l = 150$  мкм,  $d = 100$  мкм,  $h = 30$  мкм,  $\tau_M = 2 \cdot 10^{-3}$  с,  $\mu_n = 10^4$  см $^2$ /В,  $E_j = 8$  В/см,  $|U| = 5$  В. 1 — зависимость  $j_1^\infty(\omega)$  по формуле (1); 2 — зависимость  $j_1(\omega)$  по формуле (3); 3 — зависимость  $[j_1^\infty(\omega) - j_2(\omega)]/j_2(\omega)$  по формулам (1) и (2); 4 — зависимость  $[j_1(\omega) - j_2(\omega)]/j_2(\omega)$  по формулам (2) и (3).

фотопроводнике и это влияние зависит от  $\omega$ ; при увеличении частоты  $j_2(\omega)$  существенно зависит от знака  $U$  (от того, в цепи какого контакта, инжектирующего носители в образец или стокового, регистрируется фототок).

Ток  $j_2(\omega)$  можно полагать фотооткликом исследуемого образца на его непосредственное освещение. Дело в том, что при измерениях  $j_1(\omega)$ , когда одно и то же напряжение приложено к пластине 1 и образцу 2, длина нестационарного экранирования в них одинаково велика и фототок создается не только благодаря фотогенерации дырок в образце, но и под влиянием заряда, образующегося в примыкающих к 2 областях пластины 1 [2]. Когда же дрейфового поля в пластине 1 нет (при заземленном ключе б), длина экранирования в ней хотя и растет с ростом  $\omega$ , однако даже в высокочастотном пределе не превышает  $\sqrt{D\tau}$ , так как дырки удаляются от места их фотогенерации не более чем на диффузионную длину. Поэтому заряд, возбуждаемый нестационарной фотогенерацией, появляется не во всем объеме, а лишь в узких ( $\leq \sqrt{D\tau}$ ) слоях пластины 1, примыкающих к  $p^+$ -контактам. В нашем материале при  $E=0$   $\sqrt{D\tau} \sim 2-3$  мкм, т. е. гораздо меньше, чем  $h$ . Поэтому этот заряд экранируется контактами и практически не создает дополнительного поля в образце 2.

В одномерном приближении [4] амплитуда фотоотклика в условиях нашего эксперимента ( $\tau\mu E \gg l$ ,  $\tau_M \gg \tau$  и  $E_j \ll E \equiv U/l$ , где время максвелловской релаксации  $\tau_M \approx 2 \cdot 10^{-3}$  с, произведение времени захвата дырок на их подвижность  $\tau\mu \sim 10^{-4}$  см/В при  $E=330$  В/см, характеристика инжекционных свойств контакта [5]  $E_j=8$  В/см) имеет вид

$$j^\infty(\omega) = eG_\omega \frac{\mu\tau E}{l} \left[ \frac{1 + \left( \omega\tau_M \frac{E_j}{E} \right)^2}{1 + \left( \frac{\omega}{\Omega_j} \right)^2} \right]^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь  $G\omega \sim Q$  — амплитуда частотно-модулированной фотогенерации носителей в образце,  $\Omega_j = 1/2\tau\mu E_j = 4.5 \cdot 10^3$  с $^{-1}$  — характерное время фотоотклика. С точностью до небольших искажений, вносимых прорезями, (1) описывает  $j_1(\omega)$ .

Для вычисления  $j_2(\omega)$  и улучшения согласия теории с экспериментальными значениями используем результаты [2], где был найден фотоотклик в слое толщиной  $l$ , неограниченном в плоскости  $YZ$ , при фотогенерации, изменяющейся как  $G_{\omega,k} e^{i(ky-\omega t)}$ . При  $\omega < \Omega_j$  основную (действительную) компоненту фототока можно записать  $j_{\omega,k} = eG_{\omega,k} (\tau\mu E/l) [1 + (\omega kl/2\Omega_j)^2]^{-1}$ . Используя это выражение, нетрудно получить, что при однородной фотогенерации на отрезке  $-d/2 < y < d/2$  (т. е. только в исследуемом образце)

$$j_2(\omega) = eG_\omega \frac{\tau\mu E}{l} \int_{-d/2}^{d/2} \frac{dy}{d} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk}{2\pi} \frac{e^{ik\frac{d}{2}} - e^{-ik\frac{d}{2}}}{ik} \frac{e^{iky}}{1 + \left( \frac{\omega}{\Omega_j} \frac{kl}{2} \right)^2} =$$

$$= eG_\omega \frac{\tau\mu E}{l} \left[ 1 - \frac{\omega}{\Omega_j} \frac{l}{2d} \left( 1 - \exp \left( -\frac{\Omega_j}{\omega} \frac{2d}{l} \right) \right) \right], \quad (2)$$

а при фотогенерации по всему слою, за исключением прорезей  $-d/2 - h < y < -d/2$ ,  $d/2 < y < d/2 + h$ , фотоотклик образца равен

$$j_1(\omega) = j^\infty(\omega) - eG_\omega \frac{\tau \mu E}{l} \frac{\omega}{\Omega_j} \frac{l}{2d} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\Omega_j 2d}{\omega l}\right) \right] \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\Omega_j 2h}{\omega l}\right) \right]. \quad (3)$$

Из формулы (2) следует, что при уменьшении поперечных размеров образца инерционность его фотоотклика возрастает. Так, при использовании обычного определения характерной частоты спада фотоотклика,  $\omega_2 - j(\omega_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} j(0)$ , из

формулы (1) имеем  $\omega_r \approx \Omega_j$ , а из (2) при  $d \ll l$   $\omega_2 \approx 0.6\Omega_j \frac{d}{l}$ . Уменьшают  $\omega_r$  и прорези. При  $d/l = 2/3$  и  $h/l = 0.2$  из (3) имеем  $\omega_2 \approx \Omega_j/2$ . Сравнение экспериментальных данных с теорией (рис. 2) показывает неплохую точность полученных формул (2) и (3) для описания величин  $j_2(\omega)$  и  $j_1(\omega)$ .

На частотах  $\omega > E/E_{\text{фМ}}$  в одномерном приближении  $j^\infty(\omega)$  не зависит от знака  $U$  и  $\omega$  и равен  $j^\infty(\omega) \approx eG\omega/2$ . При таких  $\omega$  инжекция из контакта пренебрежимо мала [3] и полный ток, неизменный по длине образца, создают ток фотогенерации и ток смещения. Вблизи инжектирующего контакта первый из них  $j_{\text{фг}} = 0$ , а второй  $j_{\text{см}} = eG_\omega/2$ . Вблизи стокового контакта, куда дрейфом вытягиваются все фотодырки, картина иная. Здесь  $j_{\text{фг}}^d = eG_\omega$ , а  $j_{\text{см}}^d = eG_\omega/2$ . В образцах конечной ширины не все силовые линии зарядов, образующихся на акцепторах при нестационарной фотогенерации с них дырок и практически не экранирующихся в объеме образца, оканчиваются на его собственных контактах (рис. 1). Часть из них, тем большая, чем больше отношение  $l/d$ , замыкается на проводниках, окружающих образец, индуцирует заряды на их поверхности, т. е. вызывает в них ток. Появление сторонних токов приводит к несохранению тока по длине образца и уменьшению амплитуды тока смещения вблизи его контактов. Если проводящее окружение обоих контактов одинаково, то  $j_2^d = j^\infty(1 - \Theta)$ ,  $j_2^d = eG_\omega - e \frac{G_\omega}{2}(1 - \Theta) = j^\infty(1 + \Theta)$ , где  $\Theta$  — доля силовых линий, ушедших за пределы образца. При однородной фотогенерации внутри образца  $\Theta$  нетрудно рассчитать методом изображений:

$$\Theta = \frac{\pi}{l} \int_0^{at(1-t)} \ln \operatorname{th} \frac{\pi}{2} \frac{d}{l} t \, dt. \quad (4)$$

Из (4) следует, что при  $d \ll l$   $\Theta \approx 1 - \frac{2}{\pi} \frac{d}{l} \ln \left( \frac{l}{d} \frac{2}{\pi} e^{-3/2} \right)$ , а потому

$j_2^d \approx j^\infty \frac{2}{\pi} \frac{d}{l} \ln \left( \frac{l}{d} \frac{2}{\pi} e^{3/2} \right)$ , а  $j_2^d \approx 2j^\infty$ , т. е. фотоотклик при считывании со стокового контакта велик, а при считывании с инжектирующего контакта очень мал. У исследуемого образца  $d/l = 2/3$ , потому для него  $\Theta \approx 0.29$ ;  $(j^\infty - j_2^d)/j_2^d = \frac{\Theta}{1 - \Theta} = 41\%$ ;  $(j^\infty - j_2^d)/j_2^d = \frac{-\Theta}{1 - \Theta} = -22\%$ . Качественно именно

такая картина наблюдается в экспериментах. Однако количественно эти значения заметно выше (рис. 2). Если же учесть, что из-за отсутствия фотогенерации в прорезях для инжектирующего контакта  $j_1^d = j^\infty(1 - \Theta_1)$ , а для стокового  $j_1^d = j^\infty(1 + \Theta_1)$ , где  $\Theta_1$  описывается формулой, из которой следует, что при  $d/l = 2/3$   $h/l = 0.2$  —  $\Theta_1 \approx 0.12$ , то мы получим значения, гораздо более близкие к эксперименту:  $(j_1^d - j_2^d)/j_2^d = 24\%$ ,  $(j_1^d - j_2^d)/j_2^d = -13\%$ .

. Остающиеся небольшие расхождения между теорией и экспериментом можно устранить, если при расчетах влияние зазоров учитывать не только как отсутствие в них фотогенерации носителей, а рассматривать и обусловленное ими ослабление полей рассеяния вследствие уменьшения в них диэлектрической проницаемости.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М., 1977. 672 с.
- [2] Винокуров Л. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 11. С. 1986—1993.
- [3] Milton A. F. // Appl. Phys. Lett. 1970. V. 16. N 7. P. 285—287.
- [4] Сурис Р. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 12. С. 2319—2327.
- [5] Фукс Б. И. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 9. С. 1679—1700.

Институт радиотехники и электроники  
РАН  
Москва

Получено 19.09.1991  
Принята к печати 5.12.1991

ФТП, том 26, вып. 4, 1992

## ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ ИОНИЗАЦИИ ПРИМЕСЕЙ НА ПРОВОДИМОСТЬ СВЕРХРЕШЕТКИ В НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Крючков С. В., Сыродоев Г. А.

Высокочастотная (ВЧ) проводимость полупроводниковой сверхрешетки (СР) исследовалась в ряде работ (см., например, [1] и ссылки к ней). Были предсказаны эффекты самоиндуцированной прозрачности [2] и абсолютной отрицательной проводимости [3]. Однако во всех этих работах предполагалось, что концентрация носителей в минизоне проводимости  $n$  не зависит от величины напряженности ВЧ электрического поля. Кроме того, само поле предполагалось монохроматическим:  $E(t) = E_0 \cos(\omega t)$ ,  $E_0 \parallel OX$  — ось СР.

Вместе с тем, согласно [4], следует ожидать, что достаточно сильное электрическое поле будет вызывать ионизацию примесных центров даже при  $\omega \ll V_0$  ( $V_0$  — глубина залегающей примеси,  $\hbar = 1$ ), изменяя тем самым концентрацию носителей тока. Немонохроматичность реального поля сводится не только к конечной ширине спектра излучения  $\Delta\omega$  ( $\Delta\omega \ll \omega$ ), но и к флуктуациям интенсивности ВЧ поля, что должно приводить к увеличению вероятности ионизации [5].

В настоящем сообщении предпринята попытка количественного учета процессов ионизации примесей на проводимость СР в немонохроматическом поле. Будем считать, что немонохроматическое поле удовлетворяет соотношению

$$\Delta\omega t_0 \ll 1 \quad (1)$$

( $t_0$  — так называемое «время туннелирования» электрона с примесного уровня в минизону проводимости). В этом случае флуктуации интенсивности имеют квазистатический характер и можно пренебречь затуханием корреляционных функций поля [5, 6]. При этом можно вычислить плотность электрического тока для монохроматического поля с заданным значением амплитуды  $E_0$ , усреднив окончательное выражение по флуктуациям  $E_0$ .