

Таким образом, корреляция между величиной фотопроводимости и шириной хвоста ВЗ (рис. 1) может отражать факт их одинаковой зависимости от неоднородности пленки: при возрастании доли микрополостей происходят и расширение хвоста ВЗ, и рост числа соседствующих водородных комплексов и обрванных связей, что влечет за собой падение  $\sigma_f$ . Безусловно, это эффект второго порядка, наблюдающийся при специальных условиях, который часто подавляется прямым изменением числа рекомбинационных центров. В нашем случае, как было отмечено выше, уровень Ферми находился в одном фиксированном положении для всех образцов; кроме того, плотность состояний в середине щели подвижности, определенная методом емкостной спектроскопии, менялась от образца к образцу незначительно и составляла  $5 \cdot 10^{17}$  эВ<sup>-1</sup>·см<sup>-3</sup>. После облучения исследуемых образцов ионами Ag<sup>+</sup> (энергия 105 кэВ, доза  $3 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>) хвост ВЗ несколько расширялся (плотность состояний в выбранной точке может возрасти в 2 раза), однако фотопроводимость совсем исчезает, т. е. соответствующие точки выпадают из графика рис. 1, как показано стрелками. Это резкое изменение  $\sigma_f$  связано уже с непосредственным ростом числа обрванных связей (плотность состояний вблизи  $\epsilon_F$  возрастает до  $5 \cdot 10^{19}$  эВ<sup>-1</sup>·см<sup>-3</sup>), что маскирует более слабое влияние изменения скорости рекомбинации через них. Поэтому график, представленный на рис. 1, не является универсальным.

#### Список литературы

- [1] Голикова О. А., Андреев А. А., Казанин М. М., Мездрогина М. М., Сорокина К. Л., Феоктистов Н. А. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 7. С. 1255—1258.
- [2] Терехов В. А., Голикова О. А., Домашевская Э. П., Тростянский С. Н., Мездрогина М. М., Сорокина К. Л. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 10. С. 1897—1899.
- [3] Madan A. H., Menna P., Tsu R. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 15. P. 1167—1169.
- [4] Bhattacharya E., Madan A. H., Crandall R. S., Pankove J. I. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 13. P. 1244—1249.
- [5] Stutzmann M., Jackson W. B., Tsai C. C. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 1. P. 23—47.
- [6] Halpern V. // J. Mon.-Cryst. Sol. 1989. V. 114. P. 441—443.
- [7] Мездрогина М. М., Бардамид А. Ф., Голикова О. А., Казанин М. М., Кудоярова В. Х., Сорокина К. Л. // Изв. АН СССР. Неорг. матер. 1990. Т. 26. В. 9. С. 1809—1813.

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

Получено 20.03.1991  
Принято к печати 26.03.1991

ФТП, том 25, вып. 8, 1991

### ФОТОПРОВОДИМОСТЬ И КОНДЕНСАТОРНАЯ ФОТОЭДС В $\delta$ -ЛЕГИРОВАННЫХ СЛОЯХ GaAs

Бедный Б. И., Карпович И. А., Байдусь Н. В., Болдыревский П. Б.,  
Степанов А. С., Федосеева Н. В.

В последнее время проявляется интерес к  $\delta$ -легированным слоям (ДЛС) полупроводников в связи с перспективами их использования в поверхностно-барьерных приборах СВЧ электроники [1—3]. В данной работе сообщается о некоторых особенностях фотоэлектрических свойств ДЛС арсенида галлия. ДЛС толщиной  $d \approx 0.5$  мкм были получены МОС гидридной эпитаксией на подложках полужолирующего арсенида галлия с кристаллографической ориентацией (100). Для формирования легированной области ( $\delta$ -слоя) процесс эпитаксии приостанавливался на время, необходимое для осаждения монокристаллического слоя германия путем термораспада  $\text{GeH}_4$ . После этого эпитаксиальное наращивание возобновлялось и создавался покровный слой GaAs толщиной  $d_1 \approx 0.1$  мкм. Полученные в таких же условиях без  $\delta$ -легирования слои имели концентрацию  $n_0 \sim (10^{14}—10^{15})$  см<sup>-3</sup> и подвижность  $\approx 6 \cdot 10^3$  см<sup>2</sup>/В·с. Оценка

профиля концентрации носителей заряда, проведенная в аналогичных структурах [4], показала, что полуширина концентрационного пика не превышает 10 нм. Значения дрейфовой подвижности электронов в  $\delta$ -слое, полученные методом дифференциального эффекта поля, при комнатной температуре составляли  $\approx 2.2 \cdot 10^3$  см<sup>2</sup>/В·с. Приведенная к поверхностной концентрации электронов в ДЛС, вычисленная по результатам совместных измерений проводимости и подвижности, оказалась равной  $\approx (5-7) \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>. По темновой проводимости ДЛС соответствовали равномерно легированному слою (РЛС) такой же толщины с  $n_0 \sim 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, которые и использовались в качестве контрольных образцов для сравнения.

Исследовались планарная фотопроводимость ( $\Delta\sigma_\phi$ ) и конденсаторная фотоэдс ( $\Delta V_\phi$ ) по методике, описанной в работе [5].

Спектральные характеристики измерялись в режиме малого сигнала, когда фотоответ пропорционален интенсивности падающего излучения, и перестраивались к одинаковой интенсивности.

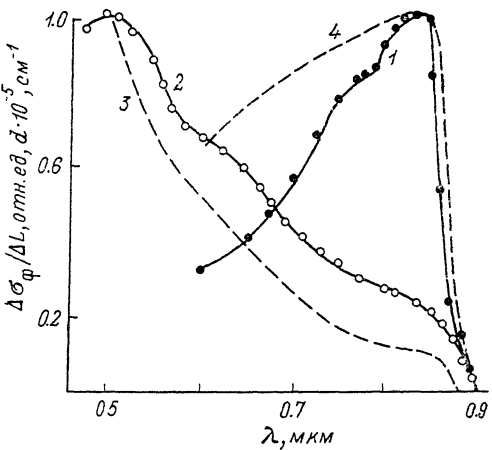


Рис. 1. Спектральные характеристики фотопроводимости ДЛС (1) и РЛС (2).

Масштаб fotocувствительности для кривой 1 увеличен в 75 раз. Штриховые кривые: 3 — спектр поглощения, 4 — спектральное распределение фотопроводимости, рассчитанное с помощью соотношения (2).

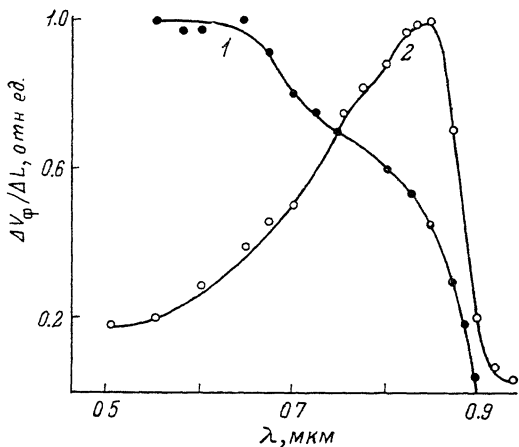


Рис. 2. Спектральное распределение конденсаторной фотоэдс в ДЛС.

1 -  $\Delta V_\phi 1$ , 2 -  $\Delta V_\phi 2$ .

Специфические отличия ДЛС от РЛС проявлялись в их аномально низкой fotocувствительности по фотопроводимости и в качественно ином характере ее спектрального распределения (рис. 1). В ДЛС максимум fotocувствительности расположен вблизи края полосы собственного поглощения ( $\approx 0.84$  мкм) и наблюдается довольно резкий спад ее в коротковолновой области (кривая 1), в то время как в РЛС в этой области имеет место рост fotocувствительности и максимум ее достигается при значительно более коротких длинах волн ( $\approx 0.5$  мкм). Рост fotocувствительности в глубине полосы поглощения, очевидно, обусловлен ростом коэффициента поглощения (кривая 3) <sup>1</sup> и характерен для тонких слоев полупроводников при  $ad \ll 1$ , где  $a$  — коэффициент поглощения.

Абсолютная fotocувствительность ДЛС в максимуме была примерно на порядок меньше ее значения у РЛС при той же (0.84 мкм) длине волны. Интересно, что в отличие от фотопроводимости темновой потенциал поверхности, поверхностная фотоэдс и ее люкс-вольтовая характеристика практически не различались (фотоэдс  $\approx 0.5-0.55$  В). Этот результат свидетельствует об отсутствии существенных различий в состоянии поверхности слоев и не позволяет объяснить малую величину и аномальное спектральное распределение фотопроводимости в ДЛС на основе предположения о высокой скорости поверхностной рекомбинации в этих слоях.

<sup>1</sup> Зависимость  $\alpha(\lambda)$  построена по данным работы [6].

В [5] было показано, что явление планарной фотопроводимости в слоях GaAs хорошо описывается в рамках барьерной модели, согласно которой фотопроводимость обусловлена модуляцией ширины поверхностного и внутреннего  $n-i$ -барьеров при освещении. Из этой модели следует, что величина барьерной фотопроводимости

$$\Delta\sigma \sim n_0^{1/2} \Delta V_\phi. \quad (1)$$

Из (1) вытекает, что основной причиной низкой фоточувствительности ДЛС является низкая концентрация электронов  $n_0$  за пределами  $\delta$ -слоя. Отношение фоточувствительностей ДЛС и РЛС примерно соответствует ожидаемому, согласно (1), отношению равновесных концентраций слоев.

Для выяснения причин коротковолнового спада фоточувствительности в ДЛС и оценки вклада в фотопроводимость поверхностного и внутреннего барьеров были измерены спектральные характеристики фотоэдс обоих барьеров ( $\Delta V_{\phi 1}$  и  $\Delta V_{\phi 2}$  соответственно).<sup>2</sup> Из сравнения кривых на рис. 2 с кривой 1 на рис. 1 видно, что спектр фотопроводимости ДЛС практически совпадает со спектром фотоэдс на внутреннем барьере, что однозначно указывает на его определяющую роль и пренебрежимо малый вклад поверхностного барьера в фотопроводимость ДЛС, несмотря на большую величину поверхностной фотоэдс.

Этот результат свидетельствует об отсутствии модуляции толщины слоя истощения в покровном слое, что следовало ожидать, так как его толщина существенно меньше длины экранирования. Полная экранировка поля поверхностного заряда происходит лишь в  $\delta$ -слое благодаря высокой плотности квазидвумерного электронного газа и, таким образом, покровный слой выступает в роли изолятора, разделяющего проводящий канал  $\delta$ -слоя и поверхность структуры. По этой причине он практически нефотоактивен в барьерной фотопроводимости, в то же время сильное поле в этом слое ( $\sim 10^5$  В/см) эффективно разделяет генерированные в нем неравновесные фотоносители и обеспечивает возникновение значительной поверхностной фотоэдс.

Покровный слой не только не участвует в фотопроводимости ДЛС, но из-за его светофильтрного действия уменьшается фоточувствительность внутреннего барьера особенно сильно в коротковолновой области, где коэффициент поглощения GaAs достигает  $\sim 10^5$  см<sup>-1</sup> ( $\alpha d \sim 1$ ). Естественно предположить, что фоточувствительность внутреннего барьера пропорциональна числу фотонов, поглощенных на длине собирания  $l$ , за вычетом числа фотонов, поглощаемых в нефотоактивной области толщиной  $d_1$ , т. е.

$$\Delta\sigma_\phi/\Delta L \sim (1 - e^{-\alpha l}) - (1 - e^{-\alpha d_1}). \quad (2)$$

На рис. 1 (кривая 4) построено это распределение для  $d_1=0.1$  мкм и  $l=3$  мкм. Видно, что оно качественно правильно описывает характер спектра фотопроводимости ДЛС. Величина  $l=d+l_i+L$  (где  $d \simeq 0.5$  мкм,  $l_i \simeq 0.3$  мкм) — локализованная в подложке часть области пространственного заряда внутреннего барьера [7],  $L$  — длина амбиполярной диффузии в подложке. Вытекающая из спектральной характеристики ДЛС оценка  $L \simeq 2$  мкм хорошо согласуется с данными, полученными нами при исследовании времени жизни неравновесных носителей в полуизолирующих пластинах GaAs.

В заключение отметим, что представленные в данном сообщении результаты указывают на возможность применения фотоэлектрических методов для диагностики  $\delta$ -легированных слоев.

#### Список литературы

- [1] Ploog K., Hauser M., Fischer A. // Appl. Phys. 1988. V. A45. N 3. P. 233—236.  
 [2] Пашковский А. Б., Тагер А. С. // Электрон. техн. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1983. № 3 (407). С. 28—31.

<sup>2</sup> Возможность раздельного определения  $\Delta V_{\phi 1}$  и  $\Delta V_{\phi 2}$  в  $n-i$ -структурах конденсаторным методом обсуждалась ранее в [5].

- [3] Васильев А. М., Копьев П. С., Надточий М. Ю., Устинов В. М. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 12. С. 2133—2137.
- [4] Болдыревский П. Б., Киселев И. В., Хрыкин О. И., Соловьев А. И. // Физические основы твердотельной электроники. I Всес. конф. Л., 1989. С. 260.
- [5] Карпович И. А., Бедный Б. И., Байдусь Н. В., Планкина С. М., Степихова М. В., Шилова М. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 12. С. 2164—2170.
- [6] Серафин Б., Беннет Х. // Оптические свойства полупроводников. М., 1970. С. 445—486.
- [7] Костылев С. А., Прохоров Е. Ф., Уколов А. Т. // Обзоры по электрон. техн. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1986. № 7. С. 3—9.

Нижегородский  
государственный университет  
им. Н. И. Лобачевского

Получено 14.05.1990  
Принято к печати 1.04.1991

ФТП, том 25, вып. 8, 1991

## ВОЛНЫ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ПРИ ОБРАТИМОМ ТЕПЛОМ ПРОБОЕ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛАСТИНАХ

Горобец Н. В., Гудыма Ю. В., Лихобабин Н. П.

Глубокая связь между фазовым переходом первого рода и обратимым тепловым пробоем отмечалась в литературе [1]. Как известно, в физических системах автоволны обычно представляют собой движение границы фазового перехода. Поэтому неудивительно существование волн переключения при обратимом тепловом пробое, изучению которых посвящена данная работа.

Кинетику тепловых процессов в полупроводниковой пластине, вдоль оси которой приложено постоянное электрическое поле  $E$ , а на торцах предполагается отсутствие специфических механизмов рассеяния энергии, описывают нелинейным параболическим уравнением

$$\frac{3}{2} n \frac{\partial \Theta}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} + \sigma(\Theta) E^2 - n\nu(\Theta)(\Theta - \Theta_0) \quad (1)$$

с граничными условиями

$$\frac{\partial \Theta}{\partial x} \Big|_{x=0, a} = 0. \quad (2)$$

В уравнениях (1), (2) приняты следующие обозначения:  $n$  — концентрация носителей,  $\kappa$  — теплопроводность образца,  $\sigma$  — удельная электропроводимость,  $\nu(\Theta)$  — частота соударений, обуславливающих передачу тепла в решетку. Электронный газ достаточно большой плотности, так что функцию распределения носителей по энергиям можно считать максвелловской с электронной температурой  $\Theta$ . Температура внешней среды (термостата)  $\Theta_0$  не совпадает с температурой электронного газа.

Пусть  $E = E_0$ ,  $\nu(\Theta) = \text{const}$ . Температура образца будет определяться балансом тепловыделения  $P$  и теплоотвода  $\Theta$ :

$$\sigma(\Theta) E^2 = n\nu(\Theta - \Theta_0). \quad (3)$$

Уравнение (3) можно решить графически. В случае обратимого теплового пробоя проводимость образца изменяется скачкообразно. Это приводит к тому, что в зависимости от величины  $E_0$  возможно существование от одного (прямые 1 и 5) до трех (прямая 3) корней уравнения (3), т. е.  $\Theta = \Theta_i$ : в интервале  $\Theta_1 < \Theta < \Theta_2$  (рис. 1). Такое изменение проводимости не сильно нарушает представление об обычном виде проводимости  $\sigma = \sigma_0 \exp(-\Delta E/2k_B T)$ , где  $\Delta E$  — ширина запрещенной зоны полупроводника.