

©1995 г.

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА СИЛЬНОСИГНАЛЬНОЙ КОНДЕНСАТОРНОЙ ФОТОЭДС ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ

С.В.Тихов

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского,  
603600, Нижний Новгород, Россия  
(Получена 9 февраля 1994 г. Принята 11 ноября 1994 г.)

Исследована кинетика роста конденсаторной фотоэдс при мощных одиночных импульсах освещения в слоистой полупроводниковой структуре (эпитаксиальная пленка  $n$ -GaAs)-(полуизолирующий  $i$ -GaAs). Установлено доминирование барьерного механизма возникновения фотоэдс. Экспериментальные данные объяснены на основе модели, обычно применяемой для анализа результатов измерения вентильной фотоэдс на барьере. Показана возможность определения энергетической диаграммы структуры и ряда ее параметров, относящихся как к эпитаксиальным пленкам (длина диффузии неосновных носителей заряда, скорость поверхностной рекомбинации), так и к  $i$ -GaAs (тип проводимости, концентрация носителей заряда).

Известно, что импульсный метод конденсаторной фотоэдс насыщения, которая наблюдается при высоких уровнях освещения  $\Phi \gtrsim 10^{18}$  квант/см<sup>2</sup>·с, используется для контроля потенциала поверхности полупроводника [1], а также для определения энергетического спектра поверхностных состояний в структуре металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) [2]. В работах [3,4] для определения контактных потенциалов  $\varphi$  в гетероструктуре AlGaAs/GaAs применен метод измерения вентильной фотоэдс насыщения на одиночном импульсе света. В работе [5] для определения значений  $\varphi$  в структуре  $n$ -GaAs/ $i$ -GaAs использованы измерения фотоэдс  $\Delta\varphi$  по методу Кельвина при сильном постоянном освещении. Однако методы контроля слоистых структур, описанные в [3-5], имеют ряд существенных недостатков. Недостатками метода [3,4] являются необходимость создания токовых контактов к образцу, а также невозможность применения к слоистым структурам, содержащим полуизолирующие слои. Методу [5] присущи недостатки, связанные с трудностями достижения высоких уровней освещения, необходимых для спрямления потенциальных барьеров без нагрева образца, и с наличием длинновременных процессов, не определяющихся величинами  $\varphi$  в структуре. В настоящей работе показано, что

применение метода конденсаторной фотоэдс на мощных одиночных импульсах света, свободного от указанных недостатков, позволяет определять потенциальную диаграмму слоистой структуры, а также некоторые другие параметры ее слоев (тип проводимости, концентрацию носителей заряда, длину диффузии, скорость поверхностной рекомбинации).

Исследовалась граница между эпитаксиальной пленкой  $n$ -GaAs и монокристаллом  $i$ -GaAs, которая является основой многих полупроводниковых приборов и интегральных схем. Пленки  $n$ -GaAs получены методом МОС-гидридной эпитаксии на поверхности  $i$ -GaAs марки АГПЧ-3 и ориентации (100). Концентрация равновесных электронов  $n_0$  в пленках варьировалась в пределах  $3.3 \cdot 10^{14} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Толщина слоев  $d$  изменялась в пределах 2.3–8.0 мкм.

Измерения конденсаторной фотоэдс проводились на одиночных импульсах света длительностью 10 мс, получаемых от лампы-вспышки ФШ-107. Фронт светового импульса  $\tau_F$  был не более 5 мкс, и в пределах до 800 мкс импульс можно было считать прямоугольным. Абсолютные значения потока квантов  $\Phi$ , который падал на поверхность образца, определялись по характерному времени величины нарастания  $\tau$  в барьере Шоттки Au/ $n$ -GaAs при низких уровнях  $\Phi$ , когда  $\Delta\varphi \ll \varphi$ . Согласно работе [6],

$$\Phi = C\Delta\varphi/qs. \quad (1)$$

В формуле (1)  $C$  — емкость барьера Шоттки,  $q$  — заряд электрона,  $s$  — площадь барьера Шоттки. Значения  $\Phi$  ступенчато изменялись с помощью набора нейтральных фильтров в пределах  $4.7 \cdot 10^{14} \div 5.0 \times 10^{19}$  квант/см<sup>2</sup>·с. Для получения импульсов различного спектрального состава использовались светофильтры СС-14 (энергия квантов  $h\nu \gtrsim 2.5 \text{ эВ}$ , коэффициент поглощения в GaAs  $\alpha \gtrsim 10^5 \text{ см}^{-1}$ ) и КС-2 ( $h\nu \lesssim 1.8 \text{ эВ}$ , средний коэффициент поглощения  $\alpha \simeq 10^4 \text{ см}^{-1}$ ), для выделения примесной конденсаторной фотоэдс использовался кремниевый фильтр ( $h\nu \lesssim 1.1 \text{ эВ}$ ). Для измерения конденсаторной фотоэдс применялся конденсатор с одним прозрачным для света емкостным контактом SnO<sub>2</sub>-слюда и металлическим контактом из In. Использовалось планарное (оба контакта прижаты к поверхности пленки, «планарный конденсатор») и объемное расположение контактов (емкостной контакт из SnO<sub>2</sub> прижимался через слюду к поверхности пленки, а металлический из In — к тыльной стороне  $i$ -GaAs, «объемный конденсатор»). В обоих случаях свет фокусировался на прозрачный контакт, а металлический контакт тщательно затемнялся. Планарное расположение контактов позволяло измерять конденсаторную фотоэдс  $\Delta\varphi_1$ , возникающую на поверхности пленки [5], если в этом случае использовался свет, который практически поглощался в ней (фильтр СС-14). При объемном расположении контактов величина конденсаторной фотоэдс  $\Delta\varphi$  определялась алгебраической суммой фотоэдс, возникающих на барьерах  $\varphi_1$  (на поверхности пленки),  $\varphi_2$  (на границе  $n$ -GaAs/ $i$ -GaAs) и  $\varphi_3$  (на тыльной границе  $i$ -GaAs). В дальнейшем будем определять знак фотоэдс по отношению к контакту с SnO<sub>2</sub>. Для выяснения вклада в конденсаторную фотоэдс тыльного барьера применялась постоянная подсветка с тыльной стороны  $i$ -GaAs гелий-неоновым лазером ЛГ-75

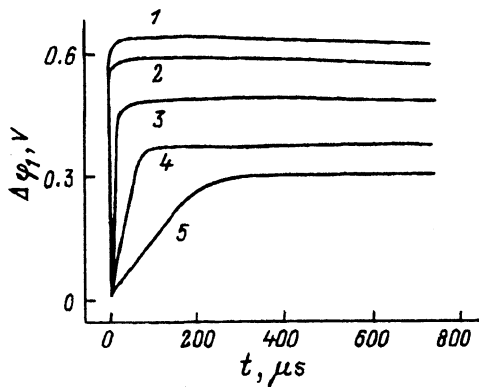


Рис. 1. Зависимость конденсаторной фотоэдс  $\Delta\varphi_1$  от времени  $t$  в планарном конденсаторе. Освещение через фильтр СС-14;  $\Phi$ , квант/см<sup>2</sup>·с: 1 —  $4.0 \cdot 10^{19} \div 2.0 \cdot 10^{19}$ , 2 —  $3.2 \cdot 10^{18}$ , 3 —  $4.4 \cdot 10^{16}$ , 4 —  $3.2 \cdot 10^{15}$ , 5 —  $8.0 \cdot 10^{14}$ .

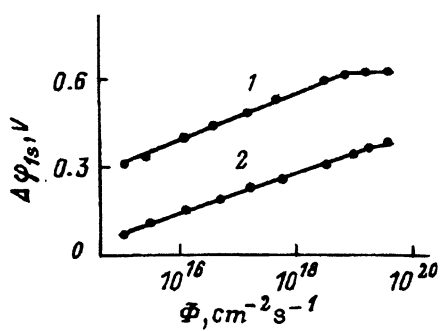


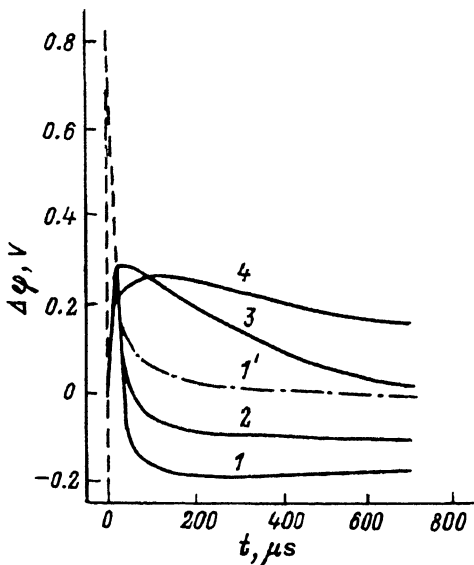
Рис. 2. Зависимость конденсаторной фотоэдс  $\Delta\varphi_{1s}$  от потока квантов  $\Phi$ ;  $n_0$ , см<sup>-3</sup>: 1 —  $8.0 \cdot 10^{14}$ , 2 —  $2.3 \cdot 10^{17}$ .

( $\alpha \approx 4 \cdot 10^4$  см<sup>-1</sup>). Измерения конденсаторной фотоэдс осуществлялись по методике, изложенной в работе [12]. С помощью запоминающего осциллографа С1-8 регистрировалась кинетика нарастания конденсаторной фотоэдс при освещении.

На рис. 1 показаны зависимости  $\Delta\varphi_1$  от времени  $t$  для высокоомной эпитаксиальной пленки ( $n_0 \approx 8 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>), измеренные при разных значениях  $\Phi$  в планарном конденсаторе. Анализ этих кривых показал, что величина  $\Delta\varphi_1 > 0$  и линейно растет со временем в значительном временном интервале, начиная с  $t = 0$ . Время нарастания сигнала  $\tau_1$  определялось на уровне 0.7 от стационарного значения  $\Delta\varphi_{1s}$  и изменялось обратно пропорционально величине  $\Phi$ . Стационарная величина  $\Delta\varphi_{1s}$  была пропорциональна  $\ln \Phi$ . При больших  $\Phi$  достигалось насыщение зависимости  $\Delta\varphi_{1s}(\Phi)$  (рис. 2, кривая 1) на величине  $\Delta\varphi_{1ss} \approx \varphi_1$ . Наличие протяженного линейного участка в зависимости  $\Delta\varphi_1(t)$ , характерного для безыжекционного барьерного механизма образования фотоэдс; линейной зависимости  $\tau_1$  от  $1/\Phi$ , а также совпадение значений  $\Phi$ , определенных по  $\tau = \tau_1$  в соответствии с формулой (1) для поверхности пленки и для барьера Шоттки, свидетельствуют о преимуществе барьерного возникновения  $\Delta\varphi_1$ , согласно [6].

Измерения в объемном конденсаторе для того же образца обнаружили, кроме положительной, отрицательную конденсаторную фотоэдс  $\Delta\varphi_{23}$  (рис. 3), которая также практически линейно увеличивалась с ростом  $t$  на начальном временном отрезке и при одинаковом уровне  $\Phi$  была значительно инерционной первой со временем нарастания  $\tau_2 \gg \tau_1$ . Экстраполированные к  $t = 0$  значения  $\Delta\varphi_{23}$  достигали насыщения с ростом  $\Phi$  и оказывались равными  $\Delta\varphi_{1ss} \approx 0.62$  В. Таким образом, величина  $\Delta\varphi > 0$  в объемном конденсаторе определяется разделением пар на барьере  $\varphi_1$ . Величина  $\Delta\varphi_{23} < 0$  насыщалась с ростом  $t$  и  $\Phi$  и принимала максимальное значение  $\Delta\varphi_{23s} \approx -0.78$  В. Наряду с наличием в зависимости  $\Delta\varphi_{23} < 0$  от  $t$  линейного участка и с зависимостью  $\tau_2 \sim 1/\Phi$  не наблюдалось также заметного вклада фотоэдс Лембера от подложки  $i$ -GaAs в суммарную величину  $\Delta\varphi$  из-за фильтрующего

Рис. 3. Зависимость конденсаторной фотоэдс  $\Delta\varphi$  от времени  $t$  в объемном конденсаторе. Освещение через фильтр СС-14,  $\Phi$ , квант/см<sup>2</sup>·с: 1 —  $2.0 \cdot 10^{19} \div 4.0 \cdot 10^{19}$ , 2 —  $10^{19}$ , 3 —  $7.6 \cdot 10^{17}$ , 4 —  $1.6 \cdot 10^{17}$ ; 1' — подсветка со стороны подложки лазером ЛГ-56. Штриховой линией показана экстраполяция к  $t = 0$  зависимостей  $\Delta\varphi(t)$  из области  $\Delta\varphi < 0$ .



действия эпитаксиальной пленки, т.е. величина  $\Delta\varphi_{23} < 0$  также в основном имеет барьерную природу. Постоянная подсветка со стороны *i*-GaAs уменьшала значение  $\Delta\varphi_{23s}$  до значения  $\Delta\varphi_{2s} \simeq -0.6$  В. С учетом этих фактов значения высот барьеров для образца с высокоомной эпитаксиальной пленкой составили  $\varphi_1 \simeq 0.62$  В,  $\varphi_2 \simeq -0.6$  В и  $\varphi_3 = \Delta\varphi_{23s} - \Delta\varphi_{2s} \simeq -0.18$  В.

Измерения конденсаторной фотоэдс при освещении через Si-фильтр (рис. 4) показали наличие только составляющей  $\Delta\varphi'_{23} < 0$ , объясняющейся возникновением электронно-дырочных пар в *i*-GaAs в области примесного освещения. Максимальное значение  $\Delta\varphi'_{23s} \simeq -0.4$  В. Разность  $\chi = \Delta\varphi_{23s} - \Delta\varphi'_{23s} \simeq -0.38$  В дает часть значения высоты барьера  $\varphi_2$ , формирующегося в эпитаксиальной пленке, а разность  $\varphi_2 - \chi \simeq -0.22$  В — в *i*-GaAs.

При известных значениях  $n_0$ ,  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  и  $\varphi_3$  легко построить равновесную энергетическую диаграмму структуры и определить положение уровня Ферми  $E_c - F$  в *i*-GaAs, т.е. тип проводимости и концентрации электронов  $n_i$  и дырок  $p_i$  в полупроводнике. Для приборных структур, содержащих на поверхности *i*-GaAs проводящую эпитаксиальную пленку, этот способ контроля подложки представляется весьма цен-

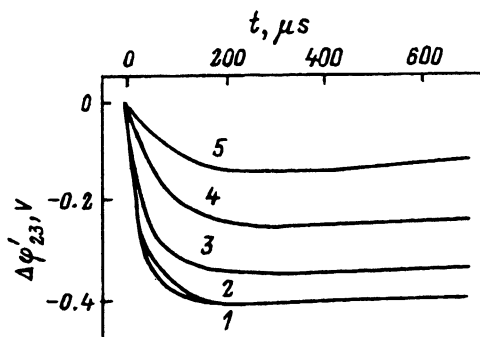


Рис. 4. Зависимость  $\Delta\varphi'_{23}(t)$  в объемном конденсаторе. Освещение через Si-фильтр,  $\Phi$ , квант/см<sup>2</sup>·с: 1 —  $10^{17}$ , 2 —  $4.8 \cdot 10^{16}$ , 3 —  $2.7 \cdot 10^{16}$ , 4 —  $8.1 \cdot 10^{15}$ , 5 —  $1.9 \cdot 10^{15}$ .

ным, так как другие традиционно применяемые методы (эффект Холла, термоэдс, метод вольт-фарадных характеристик) по разным причинам в этом случае мало эффективны. Между тем известно, что в процессе нанесения эпитаксиального слоя параметры подложки  $i$ -GaAs могут изменяться вплоть до смены знака проводимости [7]. Параметры  $i$ -GaAs, определенные из равновесной энергетической диаграммы для трех образцов, различающихся значениями толщины  $d$  и концентрации  $n_0$ , приведены в таблице. Значения удельного сопротивления  $\rho_i$  рассчитывались для значений подвижности электронов  $\mu_n \approx 3000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  и дырок  $\mu_p \approx 500 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  [7]. Из таблицы следует, что в образцах с относительно толстым эпитаксиальным слоем наблюдается  $p$ -тип проводимости, а в образцах с относительно тонкой пленкой —  $n$ -тип. В то же время значения  $\rho_i$ , полученные при этом, были типичными для полупроводящего GaAs. Последний результат можно рассматривать как дополнительное подтверждение доминирования барьерного механизма возникновения конденсаторной фотоэдс в исследованных структурах.

Некоторые параметры исследованных структур  $n$ -GaAs/ $i$ -GaAs

№ обр.	Эпитаксиальная пленка $n$ -GaAs			Подложка $i$ -GaAs			
	$d$ , мкм	$n_0$ , $\text{см}^{-3}$	$l_p$ , $10^{-4}$ см	$E_c - F$ , эВ	$n_i$ , $\text{см}^{-3}$	$p_i$ , $\text{см}^{-3}$	$\rho_i$ , Ом·см
1	6.7	$8.0 \cdot 10^{14}$	0.7	0.78		$2.0 \cdot 10^8$	$6.0 \cdot 10^7$
2	8.0	$3.3 \cdot 10^{14}$	0.9	0.78		$2.0 \cdot 10^8$	$6.0 \cdot 10^7$
3	2.3	$2.1 \cdot 10^{17}$	1.0	0.60	$3.1 \cdot 10^7$		$10^8$

Для барьерного механизма естественно считать, что наблюдающееся на опыте различие времен нарастания конденсаторной фотоэдс на барьерах  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  при одинаковых значениях  $\Phi$  определяется разной концентрацией разделяемых на них пар [6]. На внутреннем барьере эта концентрация оказывается меньше из-за поглощения части фотонов и рекомбинации носителей в эпитаксиальном слое. В исследованных структурах толщина барьеров  $\omega \ll d$  и при сильно поглощаемом освещении (фильтр СС-14)  $1/\alpha \gg d$ . В этом случае различие времен  $\tau_1$  и  $\tau_2$  определяется в основном рекомбинацией носителей в пленке и, следовательно, длиной диффузии неосновных носителей  $l_p$  в ней. Это обстоятельство позволяет предложить простой метод оценки  $l_p$ , основанный на измерениях  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  или скоростей нарастания конденсаторных фотоэдс  $\Delta\varphi'_1$  и  $\Delta\varphi'_2$  на линейных участках кинетики. Известно, что вентильная фотоэдс на барьере описывается выражением

$$\Delta\varphi = \eta kT/q \ln(BI_L + 1), \quad (2)$$

где  $I_L$  — ток короткого замыкания,  $\eta$  и  $B$  — некоторые постоянные, определяющиеся природой барьера. Из работы [6] следует, что для тока на переднем барьере при низких уровнях  $\Phi$ , когда  $\Delta\varphi \ll \varphi$ , можно записать

$$I_{L1} = C_1 \Delta\varphi_1 / \tau_1, \quad (3)$$

где  $C_1$  — емкость барьера  $\varphi_1$ . Для барьера  $\varphi_2$  аналогично будем иметь

$$I_{L2} = C_2 \Delta\varphi_2 / \tau_2, \quad (4)$$

где  $C_2$  — емкость барьера  $\varphi_2$ . Полагая, что токи  $I_{L1}$  и  $I_{L2}$  различаются только из-за рекомбинации в эпитаксиальном слое, запишем

$$I_{L2} = I_{L1} \exp(-d/l_p). \quad (5)$$

Из (3)–(5) получается простая формула для оценки величины  $l_p$  без учета условий на границах пленки в предположении близости значений  $C_1$  и  $C_2$ :

$$l_p = d / \ln(\Delta\varphi_1\tau_2 / \Delta\varphi_2\tau_1). \quad (6)$$

При тех же предположениях можно показать, что

$$l_p = d / \ln(\Delta\varphi'_1 / \Delta\varphi'_2). \quad (7)$$

Для повышения точности определения значений  $\tau$  и  $\Delta\varphi'$  они измерялись для барьера  $\varphi_1$  в планарном конденсаторе (рис. 1), а для  $\varphi_2$  — в объемном (рис. 3). Оценка  $l_p$  по формулам (6) и (7) дала одинаковый результат. Однако использование (7) оказалось предпочтительным, так как протяженность линейного участка в зависимости  $\Delta\varphi(t)$  увеличивается с ростом  $\Phi$ , что позволяет определять  $\Delta\varphi'_1$  и  $\Delta\varphi'_2$  из одной релаксационной кривой для объемного конденсатора и не ограничиваться случаем относительно низких уровней освещения.

Определенные предлагаемым способом значения  $l_p$  приведены в таблице для пленок с разными значениями  $d$  и  $n_0$ . Видно, что они изменялись в интервале  $0.7 \div 1.0$  мкм. Несмотря на ряд сделанных упрощений, эти значения практически совпадают со значениями  $l_p$ , измеренными в образцах 1–3 методом Гудмана [8], и согласуются с литературными данными [9]. В гетероструктурах AlGaAs/GaAs также удается определить значение  $l_p$  в пленке AlGaAs описанным способом, что, вероятно, свидетельствует о его универсальности.

Формула (2) и использованный для определения  $l_p$  подход, строго говоря, применимы только для анализа результатов измерения вентильной фотоэдс. Однако в работе [10] показана возможность такого подхода для анализа результатов измерений конденсаторной фотоэдс на поверхности полупроводника. Модель, развитая в [10], состоит в том, что вводятся две подсистемы носителей заряда, которые характеризуются различными квазиуровнями Ферми. Для массивного полупроводника  $n$ -типа это электроны массива полупроводника и электроны поверхностных состояний. Измерение потенциала поверхности при освещении в этом случае определяется разностью квазиуровней Ферми этих подсистем. В работе [11], кроме того, полагается, что на поверхности  $n$ -GaAs квазиуровень Ферми электронов для подсистемы поверхностных состояний совпадает с уровнем зарядовой нейтральности  $E_N$  состояний донорного и акцепторного типа [12]. Формула, полученная в [10] для конденсаторной фотоэдс, аналогична формуле для вентильной фотоэдс барьера Шоттки, однако в нее вместо дрейфовой скорости  $u_d$  входит скорость поверхностной рекомбинации  $S$ . Используя результаты работы [10], можно получить выражение для стационарной конденсаторной фотоэдс полубесконечного полупроводника в виде

$$\Delta\varphi_{1s} = \varphi_1 - \frac{kT}{q} \ln \frac{S n_0}{\Phi} \left[ 1 - \frac{\exp(-\alpha\omega)}{1 + \alpha l_p} \right]^{-1}. \quad (8)$$

В работе [11] получена зависимость  $\varphi_1$  от  $n_0$  следующего вида:

$$q\varphi_1/kT = (1/4)(n_0 L_D / \bar{g}_{ss} kT)^2 + (E_c - E_N)/kT + \ln(n_0/N_c) - n_0 L_D / \bar{g}_{ss} kT \times \\ \times \left[ (E_c - E_N)/kT + \ln(n_0/N_c) + (1/4)(n_0 L_D / \bar{g}_{ss} kT)^2 \right]^{1/2}, \quad (9)$$

где  $L_D = (2\varepsilon_0\varepsilon_s kT/q^2 n_0)^{1/2}$  — дебаевская длина экранирования в пленке,  $\bar{g}_{ss}$  — средняя плотность поверхностных состояний.

Измерения, сделанные в данной работе, обнаружили аномально сильную зависимость максимальной конденсаторной фотоэдс ( $\Delta\varphi_{1s}^M$ ) от  $n_0$  (рис. 5, кривая 1), которую удалось описать теоретически для случая невырожденного полупроводника с помощью соотношений (8) и (9). Необходимость использования (8) диктовалась отсутствием насыщения  $\Delta\varphi_{1s}^M$  при больших значениях  $\Phi$  для пленок с  $n_0 > 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (рис. 2, кривая 2), которое следует из (8) при  $S n_0 > \Phi$ . Однако только формулой (8) нельзя описать столь резкое уменьшение  $\Delta\varphi_{1s}^M$  с ростом  $n_0$ , так как при достаточно больших  $n_0$  величина  $S$  оказывается много больше  $u_d$ , чего не может быть. Для описания экспериментальной зависимости пришлось отказаться от модели жесткого закрепления уровня Ферми на поверхности пленки. При таком закреплении величина  $\varphi_1$  должна была увеличиваться с ростом  $n_0$  (рис. 5, кривая 2). Оставалась возможность описания зависимости  $\Delta\varphi_{1s}^M(n_0)$  за счет уменьшения  $\varphi_1$  с ростом  $n_0$ , которое предсказывается соотношением (9), для относительно невысокой плотности поверхностных состояний на поверхности  $n$ -GaAs [11]. Положив  $\bar{g}_{ss} \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$  [11] и  $E_N \approx 0.8 \text{ эВ}$  и используя (9), получим зависимость  $\varphi_1(n_0)$ , показанную на рис. 5, кривой 3. Из сравнения кривых 3 и 1 на этом рисунке видно, что при  $n_0 > 10^{15} \text{ см}^{-3}$  значения  $\Delta\varphi_{1s}^M$  меньше рассчитанных значений  $\varphi_1$ . Это расхождение можно объяснить недостаточным для спрямления зон

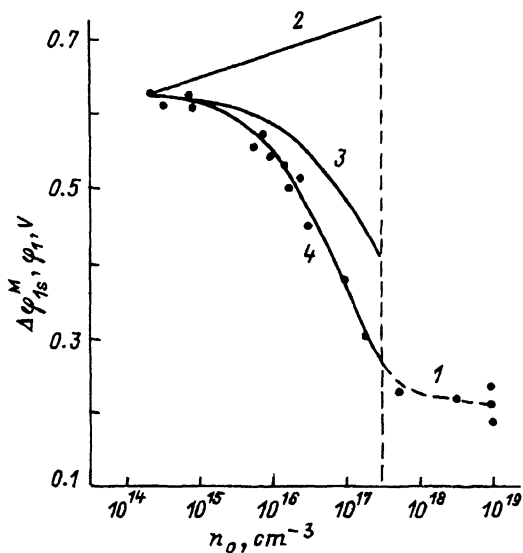


Рис. 5. Зависимости  $\Delta\varphi_{1s}^M$  и  $\varphi_1$  от концентрации  $n_0$ . Точки и штриховая линия 1 — экспериментальная зависимость  $\Delta\varphi_{1s}^M(n_0)$ , освещенные через фильтр КС-2,  $\Phi = 5 \cdot 10^{19} \text{ квант/см}^2 \cdot \text{с}$ . Теоретические зависимости: 2 —  $\varphi_1(n_0)$  при жестком закреплении уровня Ферми; 3 —  $\varphi_1(n_0)$  при  $\bar{g}_{ss} \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ ,  $E_N \approx 0.8 \text{ эВ}$ ; 4 —  $\Delta\varphi_{1s}^M(n_0)$  при тех же значениях  $\bar{g}_{ss}$ ,  $E_N$ ,  $S \approx 3.6 \cdot 10^4 \text{ см/с}$ .

уровнем инжекции для относительно проводящих пленок. Учитывая это, из состояния (8) при  $\Delta\varphi_{1s}^M = \varphi_1$  получим

$$S = \frac{\Phi}{n_0} \left[ 1 - \frac{\exp(-\alpha\omega)}{1 + \alpha l_p} \right]. \quad (10)$$

Соотношение (10) дает возможность оценить значение  $S$ , если известны значения  $\omega$ ,  $l_p$  и  $\alpha$ . Значения  $\Phi$  и  $n_0$ , фигурирующие в (10), найдем из кривой 1 на рис. 5, как значения, соответствующие началу насыщения  $\Delta\varphi_{1s}^M$  при малых  $n_0$ . Зависимость  $\Delta\varphi_{1s}^M(n_0)$  получена с использованием фильтра КС-2, поэтому положим  $\alpha \simeq \bar{\alpha} \simeq 10^{-1} \text{ см}^{-1}$ . Значение  $l_p$  возьмем порядка 1 мкм. Толщину  $\omega$  определим по формуле  $\omega = (\epsilon_0 \epsilon_s \varphi_1 / q n_0)^{1/2}$ , где  $n_0 \simeq 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $\varphi_1 \simeq 0.6 \text{ В}$ . Таким образом из (10) получим  $S \simeq 3.6 \cdot 10^4 \text{ см/с}$ . Тогда, подставив в (8) значения  $\varphi_1$ , определенные ранее для каждого  $n_0$  по формуле (9), найдем теоретическую зависимость  $\Delta\varphi_{1s}^M(n_0)$  при  $S \simeq 3.6 \cdot 10^4 \text{ см/с}$ . Эта зависимость приведена на рис. 5 (кривая 4). Из рисунка видно, что она практически совпадает с экспериментальной. Последний результат можно рассматривать как подтверждение правомерности применения модели, отличающей подсистемы электронов на поверхностных состояниях и в слоях полупроводника [10,11], для анализа результатов измерений конденсаторной фотоэдс в слоистых структурах на основе GaAs.

Автор выражает благодарность Б.И.Бедному и А.П.Касаткину за обсуждение работы и полезные советы.

#### Список литературы

- [1] В.А. Зуев, А.В. Саченко, Н.Б. Толпыго. *Неравновесные приповерхностные процессы в полупроводниках и полупроводниковых приборах* (М., 1977).
- [2] А.Я. Вуль, Н.В. Санин, В.И. Федоров, Р.Ю. Хансеговаров, Ю.В. Шмарцев. *Письма ЖТФ*, **5**, 930 (1979).
- [3] В.И. Поляков, П.И. Перов, М.Г. Ермаков, О.И. Ермакова, В.И. Сергеев. *Микроэлектроника*, **5**, 565 (1987).
- [4] В.И. Поляков, П.И. Перов, М.Г. Ермаков. А.С. СССР № 1001236 (1981).
- [5] Б.И. Бедный, А.Н. Калинин, А.Н. Савинов. *Изв. вузов СССР. Физика*, **8**, 109 (1987).
- [6] А.А. Быковников, О.В. Иванова, О.В. Константинов, Т.В. Львова, О.А. Мезрин. *ФТП*, **18**, 1256 (1984).
- [7] *Полуизолирующие соединения АІІІВ* (М., 1984).
- [8] A.J. Codman. *J. Appl. Phys.*, **32**, 2550 (1961).
- [9] Zhang Sheughao. *J. Appl. Phys.*, **67**, 272 (1990).
- [10] О.В. Константинов, Е.В. Царенков. *ФТП*, **24**, 2126 (1990).
- [11] Б.И. Бедный. *Поверхность. Физика, химия, механика*, **10**, 58 (1993).
- [12] H. Hasegawa, H. Ohno. *J. Vac. Sci. Technol.*, **4**, 1130 (1986).

Редактор Т.А. Полянская