

## ОСОБЕННОСТИ ФОТООТКЛИКА ГЕТЕРОСТРУКТУР GaAs—Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As С МОДУЛИРОВАННЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ

Поляков В. И., Перов П. И., Ермаков М. Г., Ермакова О. Н.,  
Сергеев В. И.

Исследованы спектры fotocувствительности  $V_\phi(\hbar\omega)$  модулированно легированных гетероструктур (МЛГС) GaAs— $n$ -Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As при энергии квантов возбуждающего света  $\hbar\omega \geq 1.35$  эВ и различной величине напряжения смещения  $U_{см}$ , а также кинетика фотоэдс  $V_\phi(t)$  при различной интенсивности и разном спектральном составе импульсного освещения. Рассмотрены возможные механизмы формирования фотоотклика в исследованных гетероструктурах, приводящие, в частности, к резким изломам на экспериментальных кривых  $V_\phi(t)$  и  $V_\phi(U_{см})$ . Показано, что обнаруженные особенности фотоотклика можно использовать для определения величины изгиба зон (в том числе обогащающего) в слое GaAs на границе с Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As в реальных МЛГС и проводить экспрессную экспериментальную оценку глубины двумерного электронного канала при комнатной температуре (не требуется изготовления омических контактов к слою GaAs и охлаждения образца до гелиевой или азотной температуры).

Показана возможность использования спектров  $V_\phi(\hbar\omega)$  изготовленных МЛГС для определения эффективной диффузионной длины неосновных носителей в эпитаксиальных слоях GaAs.

В настоящее время модулированно легированные гетероструктуры (МЛГС) находят самое широкое применение. В частности, полевые транзисторы на основе МЛГС имеют наилучшие параметры (по быстродействию, мощности рассеяния и шумам) среди приборов для скоростной логики [1]. Достигнутые характеристики приборов на основе МЛГС выдвигают их на первый план в качестве приборов для супер-ЭВМ [1-3]. Поэтому большое значение имеют исследование МЛГС и разработка эффективных экспериментальных методов определения их параметров и характеристик.

В данной работе сообщается о результатах исследования спектров fotocувствительности  $V_\phi(\hbar\omega)$  МЛГС при энергии квантов  $\hbar\omega \geq 1.35$  эВ и различной величине напряжения смещения  $U_{см}$ , а также кинетики фотоэдс  $V_\phi(t)$  при различных интенсивности и спектральном составе импульсного освещения. Проводится анализ полученных результатов с целью объяснения обнаруженных особенностей в спектрах и кинетике фотоотклика и выявления возможностей их использования для определения реальных параметров МЛГС.

Исследованные МЛГС были получены осаждением из металлоорганических соединений (МОС гидридным методом [4]). Характерный набор эпитаксиальных слоев и возможный вид зонной энергетической диаграммы изготовленных МЛГС приведены на рис. 1. При построении зонной диаграммы использовались численные расчеты МЛГС GaAs— $n$ -Al <sub>$x$</sub> Ga<sub>1- $x$</sub> As, выполненные в [1], а также типичное экспериментальное значение высоты барьера  $\Phi_m$  на контакте металл—GaAs, практически не зависящее от типа металла [5]. Как известно, в МЛГС легирован донорами только слой материала с большей шириной запрещенной зоны и меньшей величиной сродства к электрону. В изготовленных образцах это Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As (на рис. 1, слой 2). Слой  $n$ -GaAs (на рис. 1, слой 4), а также область 3 слоя Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As не легированы. Диффузия электронов из

$n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  (2) в GaAs (4) с более низким потенциалом приводит к обогащающему изгибу зон в слое GaAs (4) на границе с  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  и при определенных условиях к образованию вблизи гетерограницы двумерного электронного газа (ДЭГ). Однако образование ДЭГ происходит лишь при определенных параметрах потенциальной ямы на гетерогранице. Поэтому для оценки возможности образования ДЭГ в изготовленных МЛГС необходимо знание реальной величины изгиба зон в слое GaAs (4) на границе с  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ , которая, как показали исследования, сильно зависит от параметров полупроводниковых слоев МЛГС и может существенно отличаться от расчетной [6].

Спектры фоточувствительности  $V_{\phi}(\hbar\omega)$ . Регистрация малосигнальных спектров фоточувствительности МЛГС осуществлялась методом синхронного

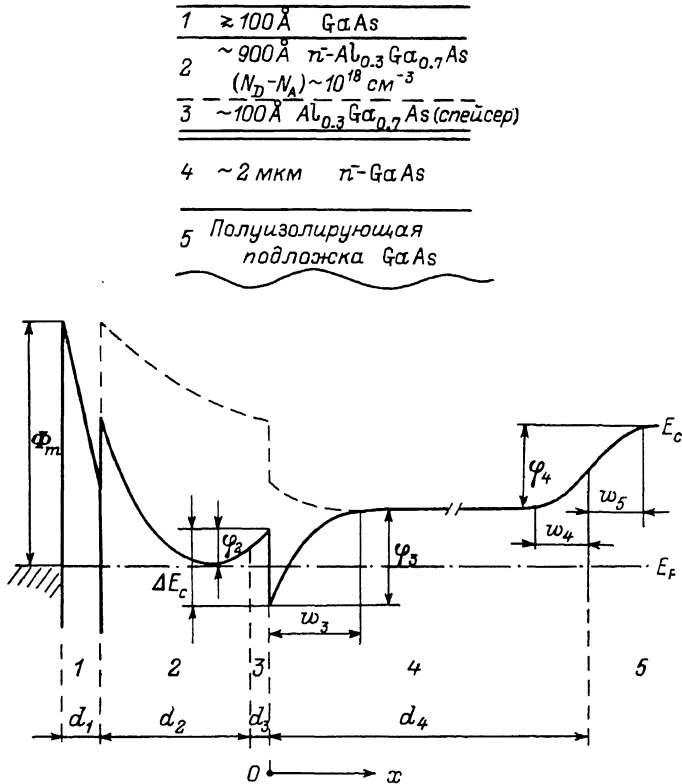


Рис. 1. Характерный набор эпитаксиальных слоев и расчетная зонная энергетическая диаграмма модулированно легированной гетероструктуры (МЛГС).

Штриховой линией показано возможное изменение диаграммы МЛГС без защитного слоя GaAs (1).

детектирования. Разрешение при записи  $V_{\phi}(\hbar\omega)$  составляло  $\sim 5 \cdot 10^{-3}$  эВ. Освещение структур проводилось через заземляемый полупрозрачный металлический электрод. Измеряемый сигнал снимался с противоположного электрода, изготавливаемого на арсенид-галлиевой подложке. Измерение спектров проводилось в режиме, близком к режиму холодного хода, что обеспечивалось выполнением соотношения  $|Z| \ll R_{\text{вх}}$ , где  $Z$  — импеданс структуры,  $R_{\text{вх}}$  — входное сопротивление измерительного прибора. В качестве измерительного прибора с большим входным сопротивлением использовалось (совместно с синхронным детектором) многофункциональное измерительное устройство [7], имеющее в режиме измерения фотоотклика  $R_{\text{вх}} > 10^{12}$  Ом.

Приведенные на рис. 2 спектры фоточувствительности получены при исследовании двух МЛГС, в одной из которых перед изготовлением полупрозрачного электрода и измерением спектра (кривая 2) защитный слой GaAs (1) был удален селективным травлением. Формирование спектров фотоотклика в области края собственного поглощения GaAs таких структур, как показано в [8], связано с разделением генерируемых в арсениде галлия неравновесных носителей в об-

ласти изгиба зон на границах GaAs—Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As и GaAs—подложка. Положительный знак фотоотклика МЛГС с защитным слоем GaAs (1) при  $\hbar\omega \geq E_{g\text{GaAs}}$  (рис. 2, кривая 1) свидетельствует о преобладающем вкладе в измеряемый сигнал носителей, разделяемых в области изгиба зон  $\varphi_3$  и  $\varphi_4$  (рис. 1). Причем знак фотоотклика в данной спектральной области не зависит от толщины слоя GaAs (4), изменением которой меняет количество носителей, разделяемых в области барьера  $\varphi_4$ . Это может свидетельствовать об обогащающем изгибе зон ( $\varphi_3/q < 0$ ) и образовании канала для основных носителей в слое GaAs (4) на границе с Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As. Удаление защитного слоя GaAs (1) в образцах с толщиной слоя Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As  $\leq 0.1$  мкм, как видно из рис. 2, приводит к смене знака фотоотклика при  $\hbar\omega \geq E_{g\text{GaAs}}$ . Это может быть обусловлено лишь изменением изгиба

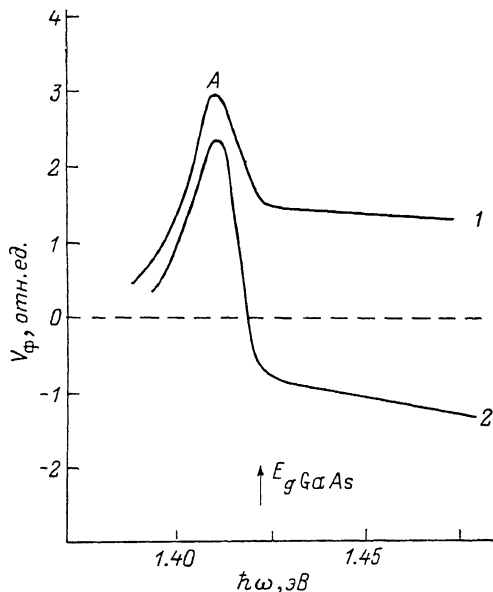


Рис. 2. Спектры фоточувствительности в области края собственного поглощения GaAs модулированно легированной гетероструктуры. 1 — с защитным слоем GaAs ( $\varphi_3/q < 0$  — обогащающий изгиб зон  $\varphi_3$ ), 2 — без защитного слоя ( $\varphi_3/q > 0$ ).

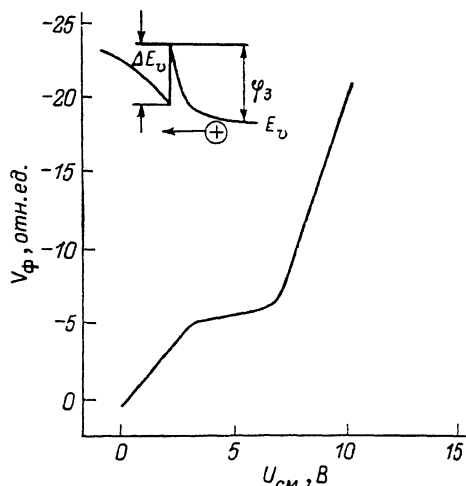


Рис. 3. Зависимость фотоотклика МЛГС от напряжения смещения при  $\hbar\omega = 1.43$  эВ.

зон  $\varphi_3$  (рис. 1) и связано, вероятно, с тем, что окисление Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As приводит к значительному уменьшению концентрации нескомпенсированной донорной примеси в данном слое и активизируется процесс перехода электронов из GaAs (4) в Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As. При толщине Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As  $> 0.1$  мкм удаление защитного слоя GaAs не влияло на знак фотоотклика.

Характерной особенностью полученных спектров фоточувствительности МЛГС как с защитным слоем GaAs (1), так и без него является наличие положительного пика А при  $\hbar\omega < E_{g\text{GaAs}}$ . Знак фотоотклика в данной спектральной области не зависит от направления изгиба зон в слое GaAs (4) на границе с Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As, что свидетельствует, как показано в [8], о преимущественном вкладе в измеряемый сигнал неравновесных носителей, разделяемых в области изгиба зон  $\varphi_4$  на внутренней границе GaAs (4)—GaAs (5). Выражение для данной составляющей измеряемого фотоотклика можно записать в виде

$$V_{\phi}(\hbar\omega) \sim q\eta(1-R)I_0 \left[ \int_{d_4-w_4}^{d_4+w_5} \alpha e^{-\alpha x} dx + \frac{\alpha L_p}{(1-\alpha^2 L_p^2)} \left( K_1 e^{-\frac{d_4}{L_p}} - K_2 e^{\frac{d_4}{L_p}} - \alpha L_p e^{-2d_4} \right) \right], \quad (1)$$

где  $\alpha = \alpha(\hbar\omega)$  — коэффициент поглощения GaAs;  $q$  — заряд электрона;  $\eta$  — квантовый выход гетероперехода [9];  $R$  — коэффициент отражения;  $I_0$  — интенсивность возбуждающего света;  $d_4$  — толщина слоя GaAs (4);  $w_4$  и  $w_5$  — ширина областей пространственного заряда (рис. 1);  $L_p$  — диффузионная длина

дырок;  $K_1$  и  $K_2$  — коэффициенты, зависящие от  $\alpha$ ,  $L_p$ ,  $d_4$  и скорости поверхностной рекомбинации  $\sigma$  [8]. Спектральная зависимость (1) имеет вид пика, энергетическое положение максимума которого, как показал расчет, практически совпадает с положением максимума пика  $A$  на экспериментальных кривых (рис. 2). Причем хорошее совпадение было даже без дополнительной постоянной подсветки, увеличивающей отношение  $\varphi_4/\varphi_3$  и использованной в [8] для выделения фотоотклика от внутреннего барьера  $\varphi_4$  в образцах с толщиной эпитаксиального слоя GaAs, в  $\sim 10$  раз большей. Как показано в [8], дифференцируя (1) по  $\hbar\omega$  и приравнявая найденное выражение нулю, получаем уравнение, не содержащее величин  $I_0$ ,  $R$ ,  $\gamma$  и позволяющее определить  $L_p$  в эпитаксиальном слое GaAs (4), используя энергетическое положение максимума пика  $A - \hbar\omega_1$ . Однако в отличие от образцов, исследованных в [8], дрейфовая составляющая

фотоотклика изготовленных МЛГС [первое слагаемое в выражении (1)] сравнима с диффузионной. Поэтому для упрощения расчетов  $L_p$  удобнее использовать экспериментальные спектры  $V_\phi(\hbar\omega)$ , полученные при постоянном  $U_{см}$ , уменьшающем изгиб зон  $\varphi_4$ , а соответственно толщины  $w_4$  и  $w_5$  так, что становится справедливым соотношение  $w_4 + w_5 \ll L_p$  и можно пренебречь

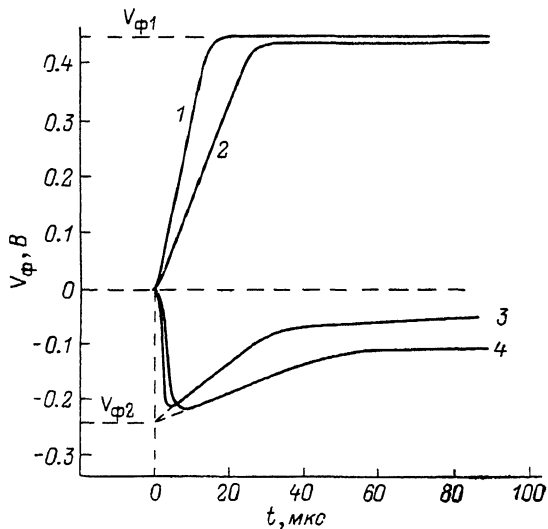


Рис. 4. Кинетика фотоотклика при энергии квантов мощного импульсного освещения  $\hbar\omega < E_g \text{ Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  МЛГС.

1, 2 — с защитным слоем GaAs ( $\varphi_2/q < 0$ ), 3, 4 — без защитного слоя ( $\varphi_2/q > 0$ ). 2, 3 получены при интенсивности освещения, в  $\sim 3$  раза меньшей, чем 1, 4. Толщина слоя GaAs (4)  $\sim 2$  мкм.

дрейфовой составляющей фотоотклика. По проведенным оценкам, в эпитаксиальных слоях GaAs (4) исследованных МЛГС при  $\sigma=0$   $L_p \sim 1$  мкм.

Приложение к образцам постоянного  $U_{см}$  приводит к существенной модификации спектров fotocувствительности, обусловленной изменением вклада в измеряемый сигнал неравновесных носителей, разделяемых в полевых областях на разных границах гетероструктур. Причем, как показали измерения при  $\hbar\omega > E_{g, \text{GaAs}}$ , меняя  $U_{см}$ , можно формировать как обогащающий, так и обедняющий изгибы зон в слое GaAs (4) на границе с  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ ; соответственно меняются знак и величина измеряемого фотоотклика. Полученные зависимости  $V_\phi(U_{см})_{\hbar\omega=\text{const}}$  при  $U_{см} < 0$  («—» на электроде со стороны подложки) и  $\hbar\omega \geq 1.35$  эВ имеют обычный для барьерных структур монотонный характер. Однако при  $U_{см} > 0$  и освещении изготовленных МЛГС светом, поглощаемым только в GaAs, была обнаружена резкая нелинейность зависимости  $V_\phi(U_{см})_{\hbar\omega=\text{const}}$  (рис. 3). Наблюдаемое уменьшение производной  $dV_\phi/dU_{см}$  при  $U_{см} \geq 3$  В можно объяснить образованием инверсионного канала в слое GaAs (4) на границе с  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  и резким замедлением роста ширины области пространственного заряда [5], а соответственно и области собирания фотоносителей. Поэтому дальнейшее увеличение  $U_{см}$  слабо меняет фотоотклик. В то же время высота барьера  $\varphi_3$  продолжает монотонно расти [5], и при  $U_{см} \geq 7$  В размеры потенциальной ямы для дырок становятся, возможно, такими, что неравновесные фотодырки, рождаемые в GaAs, не успевают термализоваться и, разгоняясь в приграничном поле, проходят над пиком в валентную зону  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  (см. вставку на рис. 3). Данный процесс и приводит к резкому росту фотоотклика [9, 10].

Кинетика фотоотклика  $V_\phi(t)$  при больших интенсивностях импульсного освещения. Измерения кинетики фотоотклика  $V_\phi(t)$ , так же как и спектров

$V_\phi (\hbar\omega)$ , проводились в режиме, близком к режиму холостого хода. В качестве источника импульсного света большой интенсивности использовались электронная фотовспышка и импульсная лампа типа ИФП-500 с набором нейтральных и цветных светофильтров. Сигнал фотоотклика поступал сначала на измерительное устройство [7], имеющее в режиме повторителя  $R_{вх} > 10^{12}$  Ом, а затем на запоминающий осциллограф С8-17. При проведении измерений выполнялось соотношение  $\tau_{в} > t_1 \ll R_0 C_1$ , где  $\tau_{в}$  — длительность светового импульса,  $t_1$  — время от начала освещения структуры до момента достижения фотооткликом насыщения,  $R_0 \approx R_{вх}$ ,  $C_1$  — емкость слоя  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ .

На рис. 4 приведена кинетика фотоотклика МЛГС с защитным слоем GaAs (1) толщиной  $\sim 100$  Å (кривые 1, 2) и без него (кривые 3, 4) при освещении им-

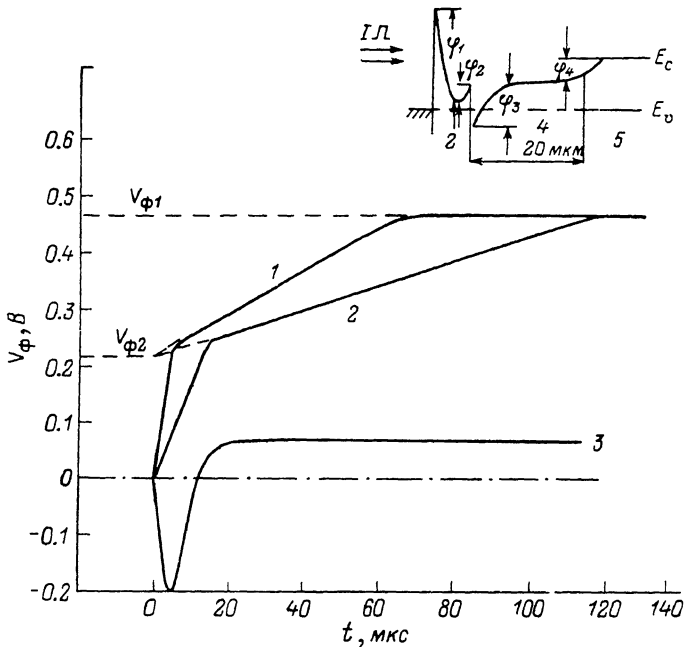


Рис. 5. Кинетика фотоотклика МЛГС при энергии квантов мощного импульсного освещения. 1, 2 —  $\hbar\omega < E_g Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ , 3 —  $\hbar\omega > E_g Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ . 2 получена при интенсивности освещения, в  $\sim 3$  раза меньшей, чем 1, 3. Толщина слоя GaAs (4)  $\sim 20$  мкм.

пульсом света большой интенсивности  $I$ , поглощаемым только в GaAs. Измерения фотоотклика при разных толщинах защитного слоя GaAs (1) показали, что вклад в измеряемый сигнал носителей, генерированных в данном слое, при его толщине  $\sim 100$  Å пренебрежимо мал по сравнению с вкладом носителей, генерированных в слое GaAs (4) толщиной  $\sim 2$  мкм, а также на арсенид-галлиевой подложке и разделяемых, как показали измерения спектров  $V_\phi (\hbar\omega)$ , в области изгиба зон  $\varphi_3$  и  $\varphi_4$ . Из рис. 4 видно, что кривые 1 и 2, полученные при различающихся интенсивностях освещения, достигают практически одинакового максимального значения, что может свидетельствовать о насыщении измеряемой фотоэдс, связанной со спрямлением барьеров  $\varphi_3$  и  $\varphi_4$ . В данном случае, как следует из [11, 12], можно записать  $|\varphi_3| + |\varphi_4| = |qV_{\phi 1}|$ , где  $V_{\phi 1}$  — измеряемая фотоэдс насыщения. Кинетика фотоотклика МЛГС с удаленным защитным слоем GaAs (1) и изменившимся знаком поверхностного потенциала  $\varphi_3/q$  обусловлена сложением составляющих фотоотклика, имеющих разный знак, что объясняет наблюдаемую в данном случае смену знака производной  $\dot{V}_\phi(t)$ . При сравнении кривых 3 и 4, полученных при разной интенсивности импульсного освещения, видно, что отрицательная составляющая измеряемой фотоэдс, связанная со спрямлением барьера  $\varphi_3$ , практически достигает насыщения. Используя методику [11], находим  $|\varphi_3| = |-qV_{\phi 2}| \approx 0.24$  эВ.

На рис. 5 приведена кинетика фотоотклика МЛГС (полученной жидкофазной эпитаксией) с толщиной слоя GaAs (4)  $\sim 20$  мкм. Кривые 1 и 2 получены при тех же условиях освещения, что и кривые 1, 2 на рис. 4, однако имеют не один, как в случае МЛГС с толщиной слоя GaAs (4)  $\sim 2$  мкм, а два заметных излома. Первый из изломов, как показали измерения при различных интенсивностях и разном спектральном составе импульсного освещения, обусловлен достижением насыщения составляющей измеряемого сигнала, связанной с разделением фотоносителей в области изгиба зон  $\varphi_3$ , а второй — в области изгиба зон  $\varphi_4$ . При освещении МЛГС светом с  $\hbar\omega > E_{g, Al_{0.3}Ga_{0.7}As}$  в измеряемый сигнал дадут вклад также носители, генерируемые непосредственно в  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  и разделяемые в области изгиба зон  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  (рис. 5, кривая 3). Наличие изломов на кривых 1, 2 (рис. 5) дает возможность, используя методику, предложенную в [11], найти изгибы зон в данной структуре  $|\varphi_3| \simeq |qV_{\varphi_2}| \simeq 0.22$  и  $|\varphi_4| \simeq |q(V_{\varphi_1} - V_{\varphi_2})| \simeq 0.25$  эВ. Так как концентрация нескомпенсированных примесей в  $n^-$ -GaAs (4)  $\sim 10^{15}$  см $^{-3}$ , то найденное значение обогащающего изгиба зон  $\varphi_3$  свидетельствует о том, что уровень Ферми в GaAs (4) на границе с  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  проходит выше дна зоны проводимости, что необходимо для образования двумерного электронного газа. Определив изгиб зон  $\varphi_3$  на границе раздела и зная концентрацию примесей в слоях гетероструктуры, можно рассчитать высоту барьера  $\varphi_2$  [1, 5] и найти разрыв зон проводимости  $\Delta E_c$ , используя соотношение  $\Delta E_c \simeq \Delta_2 - \Delta_4 + \varphi_2 + \varphi_3$ , где  $\Delta_2$  и  $\Delta_4$  — энергетическое положение уровня Ферми относительно дна зоны проводимости соответственно в объеме  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  и GaAs (4). Проведенная оценка для МЛГС, кинетика которой приведена на рис. 5, показала, что  $\varphi_2 \simeq 0.12$  эВ, а  $\Delta E_c$  составляет  $\sim 65\%$  от  $\Delta E_g = E_{g, Al_{0.3}Ga_{0.7}As} - E_{g, GaAs}$ . Найденная величина близка к полученной с помощью других экспериментальных методов на специально приготовленных структурах (см., например, [13, 14]), а также к оценкам  $\Delta E_c$ , проведенным в [15].

Таким образом, дано объяснение обнаруженных особенностей формирования спектров и кинетики фотоотклика МЛГС и показана возможность их использования для определения параметров изготовленных структур.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Drummond T. J., Masselink W. T., Morkoc H. — IEEE, 1986, v. 74, N 6, p. 6—57.
- [2] Milnes A. G. — Sol. St. Electron., 1986, v. 29, N 2, p. 99—121.
- [3] Chen C. Y., Cho A. Y., Bethea C. G., Garbinski P. A., Peng Y. M., Levine B. F., Ogawa K. — Appl. Phys. Lett., 1983, v. 42, N 12, p. 1040—1042.
- [4] Baedy P. M., Herse S. D., Assenat P. — Rev. Techn. Thomson-CSP, 1983, v. 15, N 1, p. 5—37.
- [5] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М., 1984. 456 с.
- [6] Cuillemot C., Baudet M., Gauncau M., Regreny A., Portal J. C. — Phys. Rev., 1984, v. 35, N 6, p. 2799—2807.
- [7] Поляков В. И., Перов П. И., Руковишников А. И., Ермакова О. Н., Александров А. Л., Игнатов Б. Г. — Микроэлектрон., 1987, т. 16, в. 4, с. 326—333.
- [8] Поляков В. И., Перов П. И., Ермаков М. Г., Ермакова О. Н. — ФТП, 1986, т. 20, в. 9, с. 1605—1612.
- [9] Шик А. Я., Шмарцев Ю. В. — ФТП, 1981, т. 15, в. 7, с. 1385—1393.
- [10] Melloch M. R., McMahon C. P., Lundstrom M. S., Cooper J. A., Qianand D., Bandyopadhyay S. — Appl. Phys. Lett., 1987, v. 50, N 3, p. 161—163.
- [11] Поляков В. И., Перов П. И., Ермаков М. Г. — А. с. № 1297133. БИ, № 10, 1987.
- [12] Поляков В. И., Перов П. И., Ермаков М. Г., Ермакова О. Н., Сергеев В. И. — Микроэлектрон., 1987, т. 16, в. 6, с. 565—566.
- [13] Kroemer H., Chien W. T., Harris J. S., Edwall D. — Appl. Phys. Lett., 1980, v. 36, N 4, p. 295—297.
- [14] Liu Y. Z., Anderson R. J., Milano R. A., Cohen M. J. — Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, N 11, p. 967—969.
- [15] Miller R. C., Kleinman D. A., Gossard A. C. — Phys. Rev. B, 1984, v. 29, N 12, p. 7085—7087.