

# Влияние пьезоэлектрических полей ультразвуковых колебаний на комбинационное рассеяние света в гетероструктурах GaAs/AlGaAs

© В.В. Курилук<sup>¶</sup>, О.А. Коротченков<sup>¶¶</sup>

Киевский национальный университет им. Т. Шевченко,  
03680 Киев, Украина

(Получена 4 июня 2008 г. Принята к печати 23 июня 2008 г.)

Представлен теоретический анализ резонансных электроупругих колебаний гибридной структуры GaAs/AlGaAs—LiNbO<sub>3</sub> с границей раздела скользящего типа, а также эффекта перераспределения концентрации двумерного электронного газа в гетероструктуре генерируемыми пьезоэлектрическими полями. Расчеты проведены методом конечных элементов. Экспериментально зарегистрированные спектры комбинационного рассеяния света с временным разрешением обнаруживают особенности поведения ЛО-фонон-плазмонной моды, соответствующие теоретически рассчитанному перераспределению концентрации.

PACS: 77.65.-j, 78.67.-n, 78.67.De

## 1. Введение

Благодаря уникальным свойствам, высокой чувствительности и относительной простоте выращивания полупроводниковые гетероструктуры с квантовыми ямами, в частности структуры типа GaAs/AlGaAs, являются объектом многочисленных научных исследований, а также широко используются при производстве детекторов инфракрасного (ИК) излучения, солнечных элементов и других устройств оптоэлектроники [1,2]. Перспективным на сегодня направлением является разработка двухцветных детекторов теплового излучения, в которых с помощью электрических полей проводится управление заселенностью соседних квантовых ям, благодаря чему появляется возможность регистрации излучения с разной длиной волны [3,4]. Принцип работы указанных устройств базируется на пространственном разделении и переносе фотогенерированных носителей заряда встроенным электрическим полем структуры, а эффективность их работы определяется транспортными свойствами гетероструктур. Современные исследования направлены на поиски методов оптимизации работы фотодетекторов и преобразователей солнечной энергии путем минимизации темнового тока и уменьшения рекомбинационных процессов в структурах. В частности, для решения проблемы темнового тока в ИК детекторах на базе GaAs/AlGaAs-структур предлагалось несколько методов, среди которых увеличение плотности Al в барьерных слоях, уменьшение размеров структуры и увеличение числа ее периодов [5]. В то же время увеличение чувствительности детекторов ИК излучения и эффективности превращения энергии в солнечных элементах может достигаться при увеличении времени жизни носителей заряда вследствие их пространственного разделения [6]. Учитывая это, актуальной задачей на сегодня является совершенствование методов контроля процессов разделения и переноса заряда в гетероструктурах.

Управление носителями заряда в полупроводниковых квантовых ямах можно реализовать с помощью гибридных структур пьезоэлектрик—полупроводник. При возбуждении акустических волн в пьезоэлектрике возникают электрические поля. Проникая в гетероструктуру, они вызывают направленное перемещение электронов и дырок. Значительное количество работ, выполненных за последние десятилетия, использовали режим бегущих акустических, в частности поверхностных волн в пьезоэлектрической подложке [7,8]. Можно предположить, что большая эффективность достигается в режиме резонансных колебаний структуры, который дает возможность создавать электрические поля значительной амплитуды и заданной пространственной конфигурации с возможностью управления соотношением между нормальной и тангенциальными составляющими вектора напряженности поля. Ранее зарегистрировано поверхностное перераспределение интенсивности и спектра фотолюминесценции в структуре GaAs/AlGaAs—LiNbO<sub>3</sub> [9,10].

Цель данной работы — теоретический анализ резонансных электроупругих колебаний гибридной структуры GaAs/AlGaAs—LiNbO<sub>3</sub> с последующим изучением влияния эффекта перераспределения заряда в гетероструктуре генерируемыми пьезоэлектрическими полями на спектры комбинационного рассеяния (КР) света.

## 2. Теоретический анализ

Рассмотрим взаимодействие двумерного электронного газа (2DEG) в гетероструктуре GaAs/AlGaAs (*1* на рис. 1, *a*) с пьезоэлектрическими полями, генерируемыми при приложении высокочастотного напряжения  $V_0 \exp(i\omega t)$  к металлическим электродам, нанесенным на базовые грани LiNbO<sub>3</sub> (*2* на рис. 1, *a*). Предполагаем, что квантовые ямы с 2DEG расположены в непосредственной близости к границе раздела между слоями, параллельно к ней.

<sup>¶</sup> E-mail: kuryluk@univ.kiev.ua

<sup>¶¶</sup> E-mail: olegk@univ.kiev.ua

Теоретически задача сводится к отысканию колебательных мод указанной структуры, пространственных распределений полей в ней на резонансных частотах ее колебаний и к дальнейшему исследованию эффектов взаимодействия 2DEG с указанными полями.

## 2.1. Пьезоэлектрические поля в структуре LiNbO<sub>3</sub>–GaAs/AlGaAs

Согласно принципу Гамильтона, состояние пьезоэлектрической среды определяется функциями, на которых достигается стационарное значение функционала [11]:

$$L(\mathbf{u}, \varphi) = \frac{1}{2} \int_V (\hat{S}^t \hat{T} - \rho \mathbf{u}^2 - \mathbf{D}^t \mathbf{E}) dV - \int_V \mathbf{u}^t \mathbf{f}_V dV - \int_S \mathbf{u}^t \mathbf{f}_S dS - \sum \mathbf{u}^t \mathbf{f}_P + \int_V \varphi q_V dV + \int_S \varphi q_S dS + \sum \varphi q_P, \quad (1)$$

где  $\mathbf{u}$  — вектор упругих смещений,  $\varphi$  — электрический потенциал,  $\rho$  — плотность среды,  $\hat{S}, \hat{T}$  — тензоры механических деформаций и напряжений,  $\mathbf{D}, \mathbf{E}$  — векторы индукции и напряженности электрического поля,  $\mathbf{f}_V, \mathbf{f}_S, \mathbf{f}_P$  — векторы объемных, поверхностных и точечных сил,  $q_V, q_S, q_P$  — объемный, поверхностный и точечный заряды соответственно, индексом  $t$  обозначены транспонированные матрицы.

Запишем соотношения связи механических и электрических величин в пьезоэлектрической среде в виде

$$\begin{cases} \hat{T} = c^E \hat{S} - \hat{e}^T \mathbf{E} \\ \mathbf{D} = \hat{e} \hat{S} + \hat{\varepsilon}^S \mathbf{E} \end{cases}, \quad (2)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi, \quad (3)$$

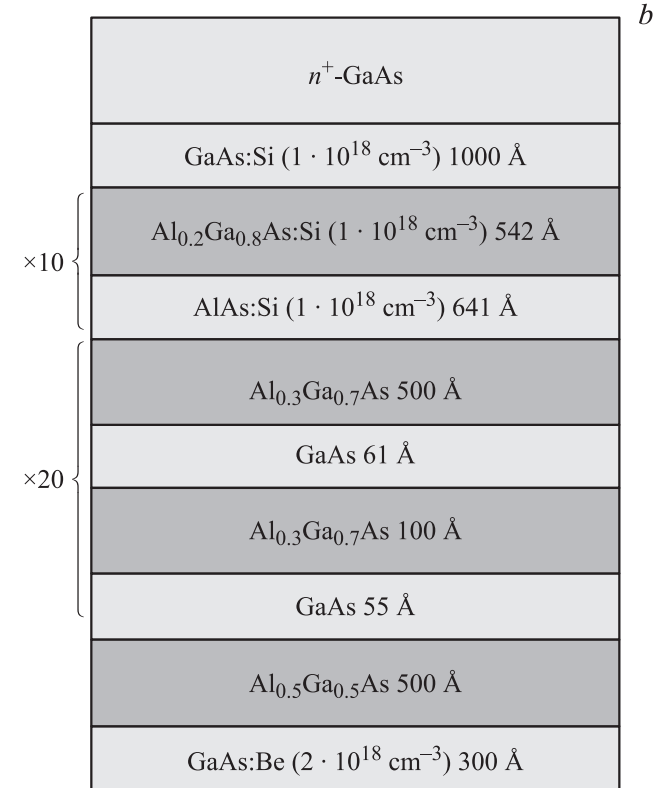
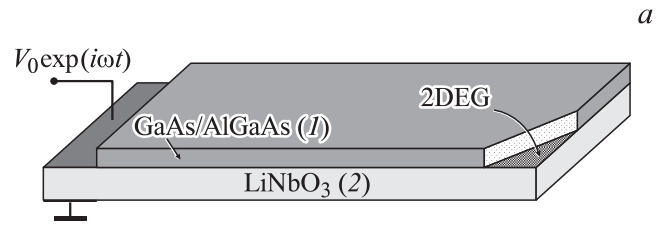
$$\hat{S} = B \mathbf{u}, \quad (4)$$

где  $c^E, \hat{e}^T, \hat{\varepsilon}^S$  — соответственно тензоры упругих, пьезоэлектрических и диэлектрических постоянных, а оператор  $B$  имеет вид

$$B = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\partial}{\partial y} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & \frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} & 0 & \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial x} & 0 \end{bmatrix}. \quad (5)$$

Неизвестные функции  $\mathbf{u}$  и  $\varphi$  найдем из условия стационарности функционала (1), т. е. из условия равенства нулю его первой вариации [11]:

$$\delta \int L(\mathbf{u}, \varphi) dt = 0. \quad (6)$$



**Рис. 1.** *a* — схема исследуемой структуры резонатор LiNbO<sub>3</sub>–полупроводниковая гетероструктура GaAs/AlGaAs ( $V_0$  — амплитуда возбуждающего сигнала,  $\omega$  — циклическая частота); *b* — схема используемой полупроводниковой гетероструктуры с квантовыми ямами GaAs.

Определим граничные условия для механических и электрических величин на границе раздела между слоями 1 и 2, соответствующие жесткому и скользящему типам контакта. Первый из них предусматривает непрерывность электрического потенциала  $\varphi$ , а также всех компонент вектора  $\mathbf{u}$  и тензора  $\hat{T}$ . При скользящем контакте, кроме потенциала, непрерывными остаются лишь нормальные составляющие  $\mathbf{u}$  и  $\hat{T}$ :

$$\begin{aligned} u_k^{(1)} &= u_k^{(2)}, \\ T_{kl}^{(1)} &= T_{kl}^{(2)}, \\ \varphi^{(1)} &= \varphi^{(2)}, \end{aligned} \quad (7)$$

где верхние индексы 1 и 2 соответствуют слоям 1 и 2,  $k, l = \overline{1, 3}$  в случае жесткого контакта или  $k, l = n$  для

скользящего контакта (индекс  $n$  означает нормальную составляющую соответствующей величины).

В данной работе ограничимся рассмотрением скользящего контакта, который и реализовывался в последующих экспериментальных исследованиях.

Неизвестные функции  $\mathbf{u}$  и  $\varphi$  ищем методом конечных элементов (МКЭ) в рамках гармоничного подхода [12], когда все зависящие от времени переменные пропорциональны  $\exp(i\omega t)$ . В рамках общего подхода разобьем исследуемую структуру на малые элементы, связанные между собой в отдельных точках — узлах. В пределах каждого элемента величины  $\mathbf{u}$  и  $\varphi$  представим в виде линейной комбинации базисных функций:

$$u_k(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{\eta} a_{ki} N_i(\mathbf{r}), \quad k = \overline{1, 3},$$

$$\varphi(\mathbf{r}) = \sum_{l=1}^{\eta} b_l N_l(\mathbf{r}),$$
(8)

где  $a_{ki}$  и  $b_l$  — неизвестные коэффициенты разложения, которые отвечают значениям  $u_k$  и  $\varphi$  в узлах сетки разбиения,  $\eta$  — число узлов в каждом элементе. Подстановка (8) в (6) дает матричные уравнения для коэффициентов  $a$  и  $b$ :

$$[K][X] - \omega^2[M][X] = [F],$$
(9)

где  $[M]$ ,  $[K]$  — матрицы масс и жесткости структуры соответственно,  $[X]$  — вектор-столбик неизвестных коэффициентов  $a$  и  $b$ ,  $[F]$  — вектор-столбик узловых сил и зарядов [11,12].

Учет граничных условий (7) в уравнениях (9) производился по следующей схеме. Каждый слой 1 и 2 исследуемой структуры отдельно разбивался на элементы. К строкам и столбцам матриц  $[K]$ ,  $[M]$ ,  $[F]$  в (9), которые соответствуют величинам  $\varphi$ ,  $\mathbf{u}$ ,  $\hat{T}$  в граничных узлах первого слоя, прибавлялись соответствующие строки и столбики для граничных узлов второго слоя. После этого последние исключались из уравнений (9). Под граничными узлами мы понимаем узлы обоих слоев, которые лежат на границе раздела.

Решение системы уравнений (9) дает возможность получить распределения  $\mathbf{u}$  и  $\varphi$  на резонансных частотах структуры, которые в свою очередь можно найти из частотной зависимости модуля полной проводимости  $\dot{Y}(\omega)$ :

$$\dot{Y}(\omega) = \frac{i\omega Q}{V_0},$$
(10)

где  $Q$  — суммарный заряд на возбуждающем электроде [11,12],  $i$  — мнимая единица.

## 2.2. Взаимодействие двумерного электронного газа с пьезоэлектрическими полями

Взаимодействие 2DEG с пьезоэлектрическими полями, созданными при резонансных колебаниях структуры

(рис. 1, *a*), проанализируем с учетом диффузии и дрейфа носителей. Запишем уравнение непрерывности для электронов и дырок в квантовой яме GaAs:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \operatorname{div}(en\mu_n \mathbf{E} + eD_n \nabla n),$$
(11)

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e} \operatorname{div}(ep\mu_p \mathbf{E} + eD_p \nabla p),$$

где  $\mu_n, \mu_p$  — подвижности,  $D_n, D_p$  — коэффициенты диффузии,  $n(\mathbf{r}, t)$ ,  $p(\mathbf{r}, t)$  — концентрации электронов и дырок соответственно,  $e$  — элементарный заряд. С учетом (3) и соотношения  $\operatorname{div}(\alpha \nabla \beta) = \alpha \Delta \beta + \nabla \beta \nabla \alpha$  перепишем (11):

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\mu_n n \Delta \varphi - \mu_n \nabla n \nabla \varphi + D_n \Delta n,$$
(12)

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \mu_p p \Delta \varphi - \mu_p \nabla p \nabla \varphi + D_p \Delta p.$$

Искомые концентрации  $n(\mathbf{r}, t)$  и  $p(\mathbf{r}, t)$  ищем в виде

$$n(\mathbf{r}, t) = n_0 + n_1(\mathbf{r}) \exp(i\omega t),$$
(13)

$$p(\mathbf{r}, t) = p_0 + p_1(\mathbf{r}) \exp(i\omega t),$$

где  $n_0$  и  $p_0$  — невозмущенные концентрации электронов и дырок, а  $n_1$  и  $p_1$  — соответствующие концентрации, возмущенные пьезополем.

Решение (12) с учетом (13) будем искать в рамках МКЭ. При этом в каждом 2D-элементе, на которые разбивается плоскость квантовой ямы, величины  $n_1(\mathbf{r})$  и  $p_1(\mathbf{r})$  выбираются в виде

$$n(\mathbf{r}) = \sum_{l=1}^{\eta} c_l N_l(\mathbf{r}),$$
(14)

$$p(\mathbf{r}) = \sum_{l=1}^{\eta} d_l N_l(\mathbf{r}),$$

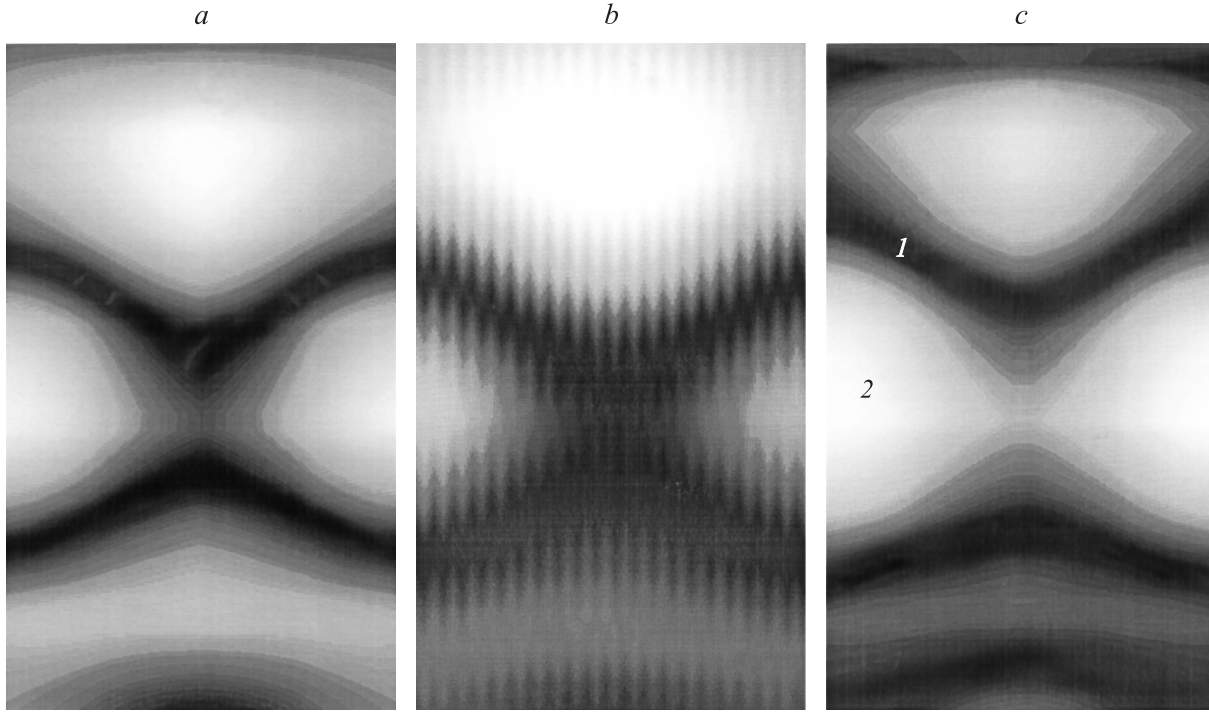
где  $c_l$  и  $d_l$  — неизвестные коэффициенты.

Поскольку задача диффузии и дрейфа не имеет вариационной формулировки, матричные уравнения МКЭ выводятся по схеме Галеркина [13] и имеют следующий вид:

$$[iR - K_n + C_n][N] = [F_n],$$
(15)

$$[iR - K_p + C_p][P] = [F_p],$$

где векторы  $[N]$  и  $[P]$  содержат неизвестные коэффициенты  $c$  и  $d$ , а элементы матриц в (15) находятся из



**Рис. 2.** *a* — распределение амплитуды пьезоэлектрического потенциала  $\varphi$ , рассчитанное по уравнению (9) на границе раздела структуры LiNbO<sub>3</sub>–GaAs/AlGaAs; *b* — экспериментальное распределение амплитуды  $\varphi$  по поверхности изолированного резонатора LiNbO<sub>3</sub>; *c* — рассчитанное согласно (15) распределение концентрации 2DEG в плоскости квантовой ямы GaAs под действием пьезоэлектрического поля с потенциалом *a*. Светлые и темные участки на рисунках отвечают максимальному ( $\varphi = 1800$  В,  $n_{2D} = 2.4 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>) и минимальному ( $\varphi = 0$ ,  $n_{2D} = 0.2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>) значениям величин при амплитуде возбуждающего сигнала  $V_0 = 100$  В. 1 и 2 на *c* соответствуют точкам регистрации спектров комбинационного рассеяния (см. рис. 3).

соотношений:

$$\begin{aligned}
 R^{v\nu} &= \omega \int_{S_e} N_\nu N_\nu ds, \\
 K_{n(p)}^{v\mu} &= \int_{S_e} \mu_{n(p)} \varphi_\mu e^{i\omega t} \frac{\partial N_\nu}{\partial x_k} \frac{\partial N_\mu}{\partial x_k} N_\mu ds, \\
 C_{n(p)}^{v\mu} &= \int_{S_e} D_{n(p)} \frac{\partial N_\nu}{\partial x_k} \frac{\partial N_\mu}{\partial x_k} ds, \\
 F_{n(p)}^v &= \int_{S_e} \mu_{n(p)} \varphi_\mu n_0(p_0) \frac{\partial N_\nu}{\partial x_k} \frac{\partial N_\mu}{\partial x_k} ds.
 \end{aligned} \tag{16}$$

Интегрирование в (16) осуществляется по площади  $S_e$  2D-элемента. Решение (15) дает искомые распределения  $n(\mathbf{r}, t)$  и  $p(\mathbf{r}, t)$ .

### 3. Методика эксперимента

Спектры комбинационного рассеяния (КР) регистрировались при комнатной температуре спектрометром Spectra Pro 300 (Acton Research) в стандартной геометрии обратного рассеяния. Источником возбуждения

спектров КР являлся аргоновый лазер с длиной волны 488 нм. Сигнал с фотоприемника (Hamamatsu R928) подавался на синхронизирующее устройство (model 162 boxcar averager), что позволяло согласовывать момент регистрации КР и фазу стоячей ультразвуковой волны.

Невозмущенная концентрация  $n_0$  в (13) состоит из собственной  $n_{01}$  концентрации электронов в ямах и концентрации  $n_{02}$ , генерированной лазерным возбуждением. Как показал наш анализ, вторым слагаемым в расчетах можно пренебречь. Действительно, оценка  $n_{02}$  из соотношения

$$n_{02} = \frac{(1 - e^{-\alpha d})(1 - R)P}{h\nu} \tau \tag{17}$$

для экспериментальных значений мощности  $P$  и энергии квантов  $h\nu$  лазерного излучения, а также типичных значений коэффициентов поглощения  $\alpha = 2 \cdot 10^4$  см<sup>-1</sup>, отражения  $R = 0.3$  материала [14] и времени жизни электронно-дырочной пары в квантовой яме  $\tau \approx 1$  нс [15] дает значение  $n_{02} \approx 2.6 \cdot 10^8$  см<sup>-2</sup>. Расчет же концентрации  $n_{01}$  из самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона [16] для исследуемой гетероструктуры (рис. 1, *b*) дает практически одинаковое значение  $n_{01}$  для ям с шириной 5.5 и 6.1 нм, которое составляет  $n_{01} = 8.7 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>.

#### 4. Результаты и их обсуждение

На рис. 2 для одной из колебательных мод показано рассчитанное (а) и экспериментальное (б) распределение пьезоэлектрического потенциала  $\varphi$  на границе раздела исследуемой структуры и на поверхности изолированного резонатора LiNbO<sub>3</sub> соответственно. Приведенные результаты указывают на слабое изменение характера пространственного распределения пьезопотенциала при переходе от изолированного резонатора к структуре со скользящим контактом. Результат расчета распределения плотности 2DEG в плоскости квантовой ямы при заданной пространственной конфигурации пьезополя показан на рис. 2, с. Поскольку распределение пьезоэлектрического потенциала  $\varphi$  неоднородное, то, вследствие взаимодействия 2DEG с пьезополем, в плоскости квантовой ямы наблюдаются участки повышенной и пониженной концентрации электронов. Из полученных данных следует, что области максимума концентрации 2DEG соответствуют областям с максимальным  $\varphi$ .

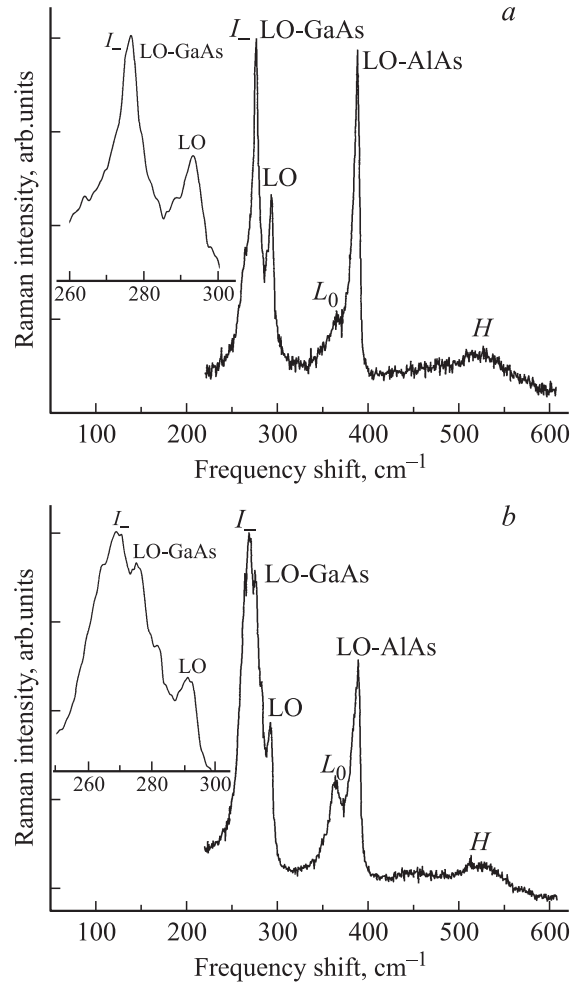
Особенности перераспределения заряда на рис. 2, с соответствуют закономерностям изменения спектров комбинационного рассеяния света в структуре. Экспериментально анализировалась эволюция спектральных линий, связанных с LO-фонон-плазмонными модами [17]. На рис. 3, а, б представлены спектры комбинационного рассеяния света структурой GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As, снятые в один и тот же момент времени относительно возбуждающего сигнала в двух разных областях поверхности, обозначенных точками 1 и 2 на рис. 2, с.

В приведенных спектрах КР пик LO с частотой около 292 см<sup>-1</sup> соответствует LO-фонону чистого GaAs. Пики LO-GaAs и LO-AlAs отвечают LO-фононам в соединении Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, частоты которых определяются из соотношений [18]

$$\begin{aligned}\omega(\text{LO-GaAs}) &= 292 - 52.7 \cdot x + 14.4 \cdot x^2, \\ \omega(\text{LO-AlAs}) &= 360 + 70.7 \cdot x - 26.7 \cdot x^2.\end{aligned}\quad (18)$$

Полученные из (18) значения  $\omega(\text{LO-GaAs}) = 277 \text{ см}^{-1}$  и  $\omega(\text{LO-AlAs}) = 379 \text{ см}^{-1}$  удовлетворительно согласуются с соответствующими измеренными частотами 276 и 386 см<sup>-1</sup>. Пик L<sub>0</sub> является связанной фонон-3D-плазмонной модой, характерной для соединений типа Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As [19].

Главным отличием спектров на рис. 3, а и 3, б является форма линии I<sub>-</sub> вблизи LO-GaAs, которая связана с LO-фонон-плазмонной модой структуры GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. В спектре КР на рис. 3, а указанная линия слабо выражена и практически совпадает по спектральному положению (275 см<sup>-1</sup>) с линией LO-GaAs. Наоборот, в спектре на рис. 3, б интенсивность I<sub>-</sub> возрастает по сравнению с LO-GaAs, а также наблюдается смещение ее максимума в низкочастотную область на  $\Delta \approx 5 \text{ см}^{-1}$ . Частота второй связанной моды I<sub>+</sub> лежит в далекой высокочастотной области и здесь не рассматривается.

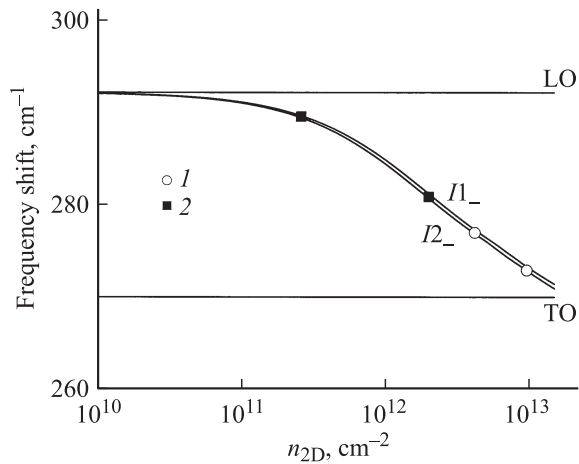


**Рис. 3.** а, б — спектры комбинационного рассеяния структуры GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As, зарегистрированные в точках 1 и 2 поверхности (рис. 2, с). Фаза регистрации сигнала КР соответствует фазе  $n(\mathbf{r})$  на рис. 2, с.

Интерпретацию указанных экспериментальных данных проведем, рассматривая два наинизших энергетических уровня электрона в квантовой яме  $U_0$  и  $U_1$ . Установлено, что электронные переходы между указанными уровнями приводят к взаимодействию зарядовых возбуждений с LO-фононами, которое проявляется в появлении связанных LO-фонон-плазмонных мод. Частоты  $\omega_c$  связанных LO-фонон-плазмонных мод двухуровневой системы определяются из уравнения [20]

$$\begin{aligned}\omega_{\pm}^2 &= \frac{1}{2} \left( \omega_{\text{LO}}^2 + \omega_{01}^2 + \omega_p^{*2} \pm [(\omega_{\text{LO}}^2 + \omega_{01}^2 + \omega_p^{*2})^2 \right. \\ &\quad \left. - 4(\omega_{01}^2 \omega_{\text{LO}}^2 + \omega_p^{*2} \omega_{\text{LO}}^2)]^{1/2} \right),\end{aligned}\quad (19)$$

где  $\omega_{01} = U_1 - U_0$  — энергетическое расстояние между уровнями,  $\omega_p^*$  — плазменная частота, зависящая от концентрации  $n_{2D}$  двумерного электронного газа,  $\omega_{\text{LO}}$  и  $\omega_{\text{TO}}$  — частоты продольных и поперечных оптических фононов.



**Рис. 4.** Рассчитанная зависимость частоты связанных LO-фонон-плазмонных мод от  $n_{2D}$ .  $I_{1-}$  и  $I_{2-}$  соответствуют ширине квантовой ямы 5.5 и 6.1 нм. ( $I_1$  — точки, соответствующие экспериментальным значениям частоты линии  $I_-$  на рис. 3, *a, b*;  $I_2$  — точки, соответствующие теоретическим значениям концентрации 2DEG в областях 1 и 2 на рис. 2, *c*).

Известно [20], что частоты LO-фонон-плазмонных мод зависят от нескольких параметров: волнового вектора (длины волны лазера), энергетического расстояния между уровнями, которое определяется шириной квантовой ямы, и от концентрации носителей заряда в ямах. Поскольку в экспериментах первые два фактора не изменялись, эволюцию линии  $I_-$  в спектрах 3, *a* и 3, *b* естественно связать с изменением концентрации двумерного электронного газа  $n_{2D}$  (рис. 2, *c*).

На рис. 4 показана рассчитанная из (19) зависимость частоты моды  $I_-$  от концентрации  $n_{2D}$  в ямах, откуда следует, что при увеличении  $n_{2D}$  частота моды  $I_-$  уменьшается от частоты LO-фонона ( $292 \text{ см}^{-1}$ ), приближаясь к частоте TO-фонона GaAs ( $269 \text{ см}^{-1}$ ). Следовательно, низкочастотный сдвиг максимума линии  $I_-$  в спектре 3, *b* в сравнении с 3, *a* связан с большей концентрацией носителей заряда в месте регистрации спектра 3, *b*.

Данные рис. 4 свидетельствуют также о том, что полученная в экспериментах разница частот линии  $I_-$  для спектров 3, *a* и 3, *b* ( $\Delta \approx 4 \text{ см}^{-1}$ , светлые точки) практически в 2 раза меньше теоретически ожидаемой из расчетов концентрации 2DEG в областях регистрации спектров ( $\Delta \approx 9 \text{ см}^{-1}$ , темные квадраты). Можно предположить, что данное несоответствие определяется процессами вертикального переноса электронов между соседними ямами, путем резонансного туннелирования во внешнем пьезоэлектрическом поле наряду с перераспределением носителей заряда в плоскости квантовой ямы. Из условия туннелирования оценим необходимую для этого напряженность составляющей электрического поля  $E$ , нормальной к границе раздела  $\text{LiNbO}_3\text{—GaAs}$ :

$$\Delta U = eEd, \quad (20)$$

где  $\Delta U$  — разность энергий между уровнями соседних ям,  $d$  — период структуры. При  $\Delta U \approx 200 \text{ мэВ}$

и  $d \approx 6 \text{ нм}$  в наших экспериментальных условиях  $E \approx 3 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ . Это значение соответствует теоретически рассчитанной нормальной составляющей напряженности пьезоэлектрических полей, подтверждая тем самым возможность туннелирования электронов. Данное предположение подтверждается также результатами фотолуминесцентных измерений [9,10].

## 5. Заключение

Таким образом, приведенные в работе теоретические и экспериментальные данные свидетельствуют о возможности эффективного управления и пространственного разделения фотогенерированных носителей заряда в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с помощью внешних пьезоэлектрических полей резонатора  $\text{LiNbO}_3$ . Гибридные структуры GaAs/AlGaAs— $\text{LiNbO}_3$  могут лечь в основу построения схем оптимизации работы детекторов излучения различного типа, в частности перестраиваемых элементов подобных устройств.

## Список литературы

- [1] A. Rogalski. *J. Appl. Phys.*, **93**, 4355 (2003).
- [2] An Zhenghua, T. Ueda, Chen Jeng-Chung, S. Komiyama. *J. Appl. Phys.*, **100**, 044 509 (2006).
- [3] A. Majumdera, K.K. Choi, J.L. Reno, L.P. Rokhinson, D.C. Tsui. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 707 (2002).
- [4] A. Majumdera, K.K. Choi, L.P. Rokhinson, J.L. Reno, D.C. Tsui. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 4623 (2002).
- [5] S.M. Nejad, S. Olyae, M. Pourmahyabadi. *Amer. J. Appl. Sci.*, **8**, 1071 (2008).
- [6] S.-W. Lee, K. Hirakawa, Y. Shimada. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 1428 (1999).
- [7] C. Roche, S. Zimmermann, A. Wixforth, J.P. Kotthaus, G. Böhm, G. Weimann. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4099 (1997).
- [8] T. Sogawa, P.V. Santos, S.K. Zhang, S. Eshlaghi, A.D. Wieck, K.H. Ploog. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 276 601 (2001).
- [9] O.A. Korotchenkov, A. Cantarero. *Phys. Rev. B*, **75**, 085 320 (2007).
- [10] O.A. Korotchenkov, O.I. Polovina, V.V. Kurylyuk. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelectron., Freq. Control.*, **54**, 2529 (2007).
- [11] R. Lerch. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelectron., Freq. Control.*, **37**, 233 (1990).
- [12] T. Makkonen, A. Holappa, J. Ella, M.M. Salomea. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelectron., Freq. Control.*, **48**, 1241 (2001).
- [13] О. Зенкевич. *Метод конечных элементов в технике* (М., Мир, 1975) с. 51. [Пер. с англ.: О. Zienkiewicz. *The Finite Element Method in Engineering Science* (London, McGraw-Hill, 1971)].
- [14] W. Wegscheider, L.N. Pfeiffer, M.M. Dignam, A. Pinczuk, K.W. West, S.L. McCall, R. Hull. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 4071 (1993).
- [15] J. Feldmann, G. Peter, E.O. Göbel, P. Dawson, K. Moore, C. Foxon, R.J. Elliott. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2337 (1987).
- [16] I.-H. Tan, G.L. Snider, L.D. Chang, E.L. Hu. *J. Appl. Phys.*, **68**, 4071 (1990).
- [17] T. Yuasa, I. Makoto. *Phys. Rev. B*, **37**, 7001 (1988).
- [18] S. Adachi. *J. Appl. Phys.*, **58** (3), R1 (1985).

- [19] T. Yuasa, S. Naritsuka, M. Mannoh, K. Shinozaki, K. Yamana, Y. Nomura, M. Mihara, M. Ishii. Appl. Phys. Lett., **46**, 176 (1985).
- [20] P. Giudici, A.R. Goñi, C. Thomsen, K. Eberl, M. Hauser. Phys. Rev. B, **73**, 045 315 (2006).

*Редактор Л.В. Беляков*

## **Influence of piezoelectric fields of ultrasonic vibrations on Raman scattering spectra in GaAs/AlGaAs heterostructures**

*V.V. Kurylyuk, O.A. Korotchenkov*

T. Shevchenko Kiev National University,  
03680 Kiev, Ukraine

**Abstract** We present a theoretical analysis of the resonant electro-acoustic vibrations of a hybrid GaAs/AlGaAs–LiNbO<sub>3</sub> structure with slippery boundary conditions. The effect of a two-dimensional electron gas density redistribution in the driving piezoelectric fields is also analyzed. The computations are made with the finite-element method technique. The LO-phonon-plasmon mode of the Raman scattering spectrum taken experimentally exhibits features which are shown to agree with the computed density redistribution.