

## ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ И ИССЛЕДОВАНИЕ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА В ГЕТЕРОПЕРЕХОДАХ GaAs—AlGaAs С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ

Гродненский И. М., Пинскер Т. Н., Старостин К. В.,  
Засавицкий И. И.

Подробно исследован эффект отрицательной фотопроводимости (ОФП) в гетероструктурах GaAs—AlGaAs с двумерным электронным газом, связанный с пространственным оптическим перебросом электронов из высокоподвижного двумерного канала в слой широкозонного материала. Из спектральных зависимостей эффекта определены высота потенциального барьера на гетерогранице, величина энергетического разрыва зоны проводимости  $\Delta E_c = (0.59 \pm 0.01) \Delta E_g$ , что неплохо согласуется с результатами других авторов. Предложена феноменологическая модель ОФП, которая хорошо описывает экспериментальные результаты.

Эффект отрицательной фотопроводимости (ОФП) в гетеропереходах GaAs—AlGaAs возникает при освещении гетероперехода светом с энергией кванта, превышающей высоту потенциального барьера  $\Delta E$  на границе раздела GaAs—AlGaAs, и обусловлен уменьшением концентрации электронов в двумерном канале с высокой подвижностью из-за переброса их в слой широкозонного материала с низкой подвижностью. Идея пространственного переброса носителей заряда при разогреве их током в слоистых полупроводниковых структурах впервые была высказана в [1]. В [2] впервые наблюдались эффект пространственного переброса горячих электронов и связанная с ним отрицательная дифференциальная проводимость в гетероструктурах GaAs—AlGaAs с двумерным электронным газом (ДЭГ).

Исследование спектров ОФП представляет собой прямой и безмодельный метод определения таких принципиальных характеристик гетероперехода, как высота потенциального барьера, энергетический разрыв зон на гетерогранице, форма потенциальной ямы для ДЭГ, положения размерных подзон. Несмотря на интенсивное изучение гетеропереходов GaAs—AlGaAs в последние годы, эти величины до сих пор однозначно не определены. Долгое время считалось, что в гетеропереходах GaAs—Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As для любых значений  $x$  справедливо так называемое «правило Дингла»  $\Delta E_c = 0.85 \Delta E_g$  [3] ( $\Delta E_c$  — разрыв зоны проводимости,  $\Delta E_g$  — разность ширины запрещенных зон в GaAs и Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As). В настоящее время установлено, что  $\Delta E_c / \Delta E_g$  зависит от  $x$  и для  $x \sim 0.3$  более реальным считается значение  $\Delta E_c = 0.6 \Delta E_g$  [4]. Однако и его нельзя считать достоверным, так как ни один из методов определения разрыва зон на гетерогранице, как оптических, так и электрических, не является прямым, а величина  $\Delta E_c / \Delta E_g$  очень чувствительна к моделям, используемым при интерпретации экспериментальных данных.

Для определения положения размерных подзон в двумерных системах обычно используется метод межподзонного поглощения. Однако при таких измерениях определяются только энергетические расстояния между подзонами, а прямые эксперименты по определению абсолютного положения первого раз-

мерного уровня  $E_0$  отсутствуют. Расчеты же величины  $E_0$  разными методами дают расхождение до 50 % (см., например, [5]).

Эксперименты проводились на гетероструктурах GaAs—Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As, полученных эпитаксией из молекулярных пучков (МПЭ) и жидкофазной эпитаксией (ЖФЭ). Подробно свойства образцов описаны в [6, 7]. ОФП возбуждалась излучением системы полупроводниковых лазеров на основе PbS<sub>1-x</sub>Se<sub>x</sub> и Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Se с энергиями кванта в диапазоне  $130 \leq h\nu \leq 290$  мэВ. Вектор электрического поля в электромагнитной волне, возбуждающей ОФП, был ориентирован как перпендикулярно, так и параллельно плоскости гетероперехода. Было проведено большое количество экспериментов по исследованию зависимости сигнала ОФП от поляризации света. Никакой разницы в сигналах обнаружить не удалось. После выключения света происходит спад сигнала ОФП за времена  $\sim (1 \div 5) \cdot 10^3$  с. Спад ОФП имеет неэкспоненциальный характер, поэтому в качестве характерного времени спада использовалось время, за которое сигнал ОФП уменьшался вдвое.

Для подтверждения предположения о том, что ОФП связана с пространственным перебросом электронов, были проведены измерения на структурах, у которых вместо «спейсера» был выращен слой AlAs толщиной  $30 \div 40 \text{ \AA}$ .<sup>1</sup> Эксперименты показали, что в диапазоне  $130 \leq h\nu \leq 290$  мэВ ОФП практически отсутствует и появляется при  $h\nu > 0.6$  эВ, что неплохо согласуется

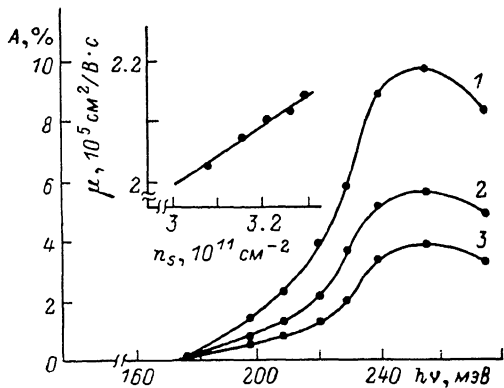


Рис. 1. Спектральные зависимости относительного изменения  $\Delta R/R$  полного сопротивления образца  $\Delta R/R$  (1), концентрации электронов  $\Delta n/n_s$  (2) и подвижности  $\Delta \mu/\mu$  (3) в двумерном канале, полученные из измерений ОФП в слабых магнитных полях. На вставке — зависимость подвижности от  $n_s$  [9].

с принятыми представлениями о высоте потенциального барьера на границе раздела GaAs—AlAs в точке  $\Gamma$  зоны Бриллюэна [8].

В [6] в результате исследований эффекта Шубникова—де-Гааза было доказано, что при освещении гетероперехода светом с  $h\nu \sim 200 \div 240$  мэВ происходит изменение концентрации ДЭГ  $n_s$  без изменения электронной температуры. Отсутствие разогрева электронов при освещении было также доказано измерениями холловского и продольного сопротивлений и их изменения под действием света в слабых магнитных полях. На рис. 1 представлены зависимости  $\Delta R/R$ ,  $\Delta n/n_s$  и  $\Delta \mu/\mu$  от  $h\nu$  в образце с  $n_s = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Наблюдаемое изменение подвижности (см. вставку на рис. 1) связано с зависимостью  $\mu$  ( $n_s$ ) [9].

На рис. 2 представлены спектры ОФП для двух МПЭ образцов с разными  $n_s$ . Там же для сравнения приведен спектр ОФП для ЖФЭ образца. Видно, что с увеличением  $n_s$  красная граница эффекта  $E_R$  смещается в сторону меньших энергий, отражая уменьшение  $\Delta E$  за счет изменения положения  $E_0$ . Кроме того,  $E_R$  у МПЭ образцов всегда больше, чем у ЖФЭ образцов с той же  $n_s$ . Такое различие может быть связано с разной степенью размытия гетерограницы в образцах, выращенных по разной технологии.

По данным оже-спектроскопии, размытие гетерограницы в МПЭ образцах не превышает  $10 \div 20 \text{ \AA}$ . Для оценки ширины переходного слоя  $\delta$  в ЖФЭ образцах была использована энергетическая диаграмма гетероперехода, предложенная в [10] (см. вставку б на рис. 2). Согласно [10], потенциальная энергия электрона в AlGaAs есть

<sup>1</sup> Обычно в МПЭ образцах толщина нелегированного слоя Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As, примыкающего к GaAs («спейсера»), составляла  $\sim 150 \text{ \AA}$ .

$$U(x) = \begin{cases} eF^- |x|, & x < \delta, \\ U_n(x), & x > \delta, \end{cases} \quad (1)$$

где  $U_n(x)$  — потенциал обедненного слоя,  $F^-$  — электрическое поле в переходной области.

Из решения уравнения Шредингера в потенциальной яме, показанной на вставке б к рис. 2, следует, что энергетические уровни в такой яме определяются выражением

$$E_i = [\hbar^2/2m]^{1/2} (eF^+)^{2/3} \gamma_i^{\pm}, \quad i = 0, 1, 2, \dots, \quad (2)$$

причем

$$\gamma_0^{\pm} = 2.338 - 1.506\beta \pm 0.188\beta^2,$$

$$\gamma_{\pm}^{\pm} = 4.088 - 1.163\beta \pm 0.585\beta^2,$$

$\beta = (F^+/F^-)^{1/2}$ ,  $F^+$  — электрическое поле в GaAs. Скачок потенциальной энергии в резком гетеропереходе  $\Delta E_c$  можно выразить через экспериментально определяемый порог ОФП как

$$\Delta E_c = U(\delta) + eF^+\delta = eF^+\delta + \Delta E + \Delta E_c. \quad (3)$$

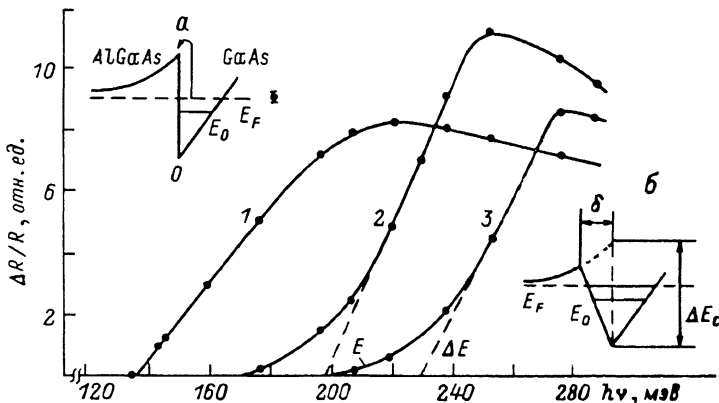


Рис. 2. Спектры ОФП для ЖФЭ образца с  $n_s = 3.6 \cdot 10^{11}$  (1), двух МПЭ образцов с  $n_s = 3 \cdot 10^{11}$  (2) и  $n_s = 0.8 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> (3).

На вставках: а — энергетическая диаграмма гетероперехода с резкой границей раздела и схема возникновения ОФП; б — энергетическая диаграмма гетероперехода с размытой гетерограницей [10]; гетеропереход с резкой гетерограницей показан пунктиром.

Используя (2), (3) и результат интегрирования уравнения Пуассона в обедненном слое AlGaAs, найдем связь между  $\delta$  и  $\beta$  и получим уравнение для определения  $\beta$  в виде

$$\Delta E_c \left(1 - \frac{\beta^3}{1 + \beta^3}\right) = \Delta E + \left(\frac{\hbar^2}{2m}\right)^{1/2} \left[\frac{4\pi e^2 n_s}{\varepsilon (1 + \beta)^3}\right]^{1/2} (2.338 - 1.506\beta + 0.188\beta^2). \quad (4)$$

При  $\Delta E_c = (250 \pm 5)$  мэВ,  $n_s = 3.6 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>,  $\Delta E = 140$  мэВ численное решение уравнения (4) дает  $\beta \approx 0.6 - 0.8$ . Таким образом,  $\delta = \beta^3 \varepsilon \Delta E_c / 4\pi e n_s \sim (1 \div 2) \times 10^{-6}$  см.

Различие в степени размытия гетерограницы в ЖФЭ и МПЭ образцах определяет также разный характер спектральной зависимости ОФП вблизи  $E_R$ . МПЭ образцы характеризуются наличием хвоста сигнала ОФП при  $h\nu \leq \Delta E$ . В координатах  $\ln(\Delta R/R) \sim (\Delta E - h\nu)^{1/2}$  этот участок спектра представляет собой прямую линию (рис. 3) с углом наклона  $\alpha = 1.7 \cdot 10^{-2}$  мэВ<sup>-1/2</sup>. Если считать, что он соответствует туннелированию электронов через треугольный потенциальный барьер, то [11]

$$\alpha = 4\sqrt{2m}/3\hbar eF, \quad (5)$$

где  $m$  — эффективная масса электронов,  $F$  — электрическое поле на гетерогранице. Расчет по формуле (5) для  $n_s = 3 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> и  $m = 0.067m_0$  дает значение  $\alpha = 1.4 \cdot 10^{-2}$  мэВ<sup>-1/2</sup>, совпадающее с экспериментом в пределах ошибки.

Используя значения  $\Delta E$  для образцов с разными  $n_s$ , можно определить величину

$$\Delta E_c = E_0 + \Delta E \quad (6)$$

и проверить справедливость модели треугольной ямы для ДЭГ в гетеропереходе. Для треугольной потенциальной ямы [12]

$$E_0 = \left( \frac{\hbar^2}{2m} \right)^{1/3} \left[ \frac{4\pi e^2 n_s}{\epsilon} \right]^{2/3} = \chi n_s^{2/3}. \quad (7)$$

Если это приближение справедливо, то должно соблюдаться соотношение

$$\chi n_s^{2/3} + \Delta E = \text{const.} \quad (8)$$

Подставляя в (8) экспериментальные значения  $\Delta E$  для кривых 2 и 3 на рис. 2, получим  $\chi = 10.4 \cdot 10^{-7}$  мэВ·см<sup>1/3</sup>, а  $E_0 = 47$  мэВ ( $n_s = 3 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>). Согласно (7),  $E_0 = 48.7$  мэВ для той же  $n_s$ .

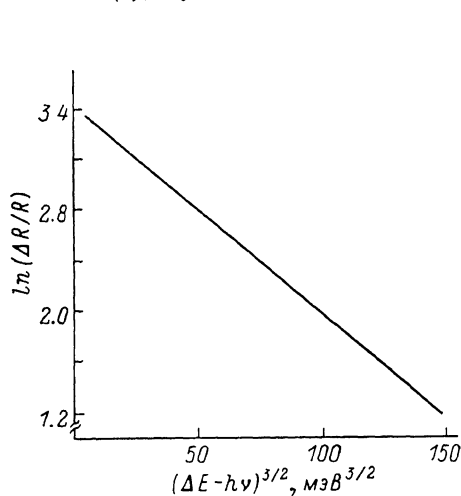


Рис. 3. Зависимость  $\ln(\Delta R/R)$  от  $(\Delta E - \hbar\nu)^{3/2}$ , полученная из участка кривой 2 рис. 2 в области  $E_R \div \Delta E$ .

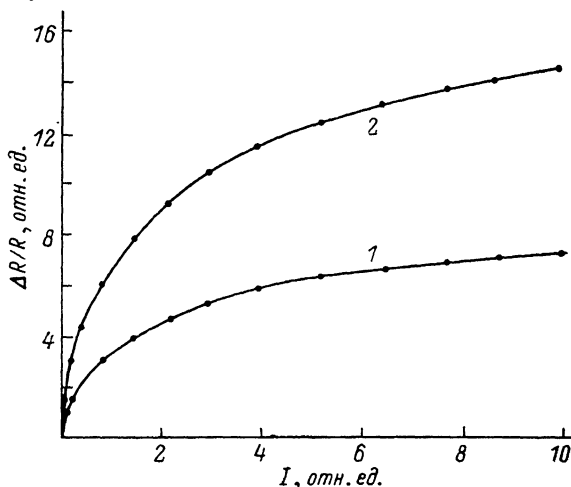


Рис. 4. Зависимость величины ОФП от интенсивности света.

$\hbar\nu$ , мэВ: 1 — 197, 2 — 208.

Таким образом, модель треугольной ямы в исследованных нами МПЭ образцах выполняется с хорошей степенью точности.

Подставив значение  $E_0$  в (6), получим  $\Delta E_c = 240$  мэВ, что соответствует  $\Delta E_c / \Delta E_g = 0.59 \pm 0.01$ . Ошибка в определении  $\Delta E_c / \Delta E_g$  связана с тем, что величина  $\Delta E$ , определяемая в эксперименте с точностью до  $E_F - E_0 \approx 10 \div 12$  мэВ, может соответствовать расстоянию до максимума дна зоны проводимости в AlGaAs как от  $E_F$ , так и от дна первой размерной подзоны.

Для подробного описания зависимости сигнала ОФП от  $\hbar\nu$  и интенсивности света  $I$  следует рассмотреть кинетику переноса электронов через границу раздела. Рассмотрим следующие процессы.

1. Оптическое возбуждение электронов из двумерного канала в область энергий  $E > \Delta E_c$  со скоростью  $G_1$  (энергия отсчитывается от дна зоны проводимости GaAs на гетеропереходе).

2. Релаксация «горячих» электронов по энергиям в GaAs со временем  $\tau_1$  за счет излучения оптических фононов. Типичные значения  $\tau_1 \approx 10^{-12}$  с.

3. Переход электронов из GaAs в AlGaAs над барьером. Вероятность такого процесса  $D/\tau_{12}$ , где  $D$  — коэффициент квантово-механического прохождения над барьером, а  $\tau_{12}$  характеризует время расплывания волнового пакета возбужденных светом электронов. Из соотношения неопределенности  $\tau_{12} \geq \hbar/\Delta$ , где  $\Delta = E - E_0 - \hbar\nu$  — энергетическая ширина волнового пакета в начальные моменты времени ( $E$  — энергия конечного состояния,  $E_0$  — энергия началь-

ного состояния, совпадающая с дном первой размерной подзоны). Если считать, что  $E \geq \Delta E_c$  и  $h\nu \approx 250$  мэВ, то  $\Delta \leq 50$  мэВ и  $\tau_{12} \geq 10^{-13}$  с.

4. Релаксация электронов по энергии в AlGaAs со временем  $\tau_2$ ;  $\tau_2 \approx \tau_1 \approx 10^{-12}$  с.

5. Возвращение электронов из AlGaAs в двумерный канал со временем  $\tau$ . При больших интенсивностях света следует включить в рассмотрение еще некоторые процессы.

6. Возбуждение электронов с  $E_F$  в AlGaAs над барьером (скорость генерации  $G_2$ ).

7. Переход электронов из AlGaAs в GaAs над барьером с вероятностью  $D/\tau_{21}$ .

Уравнения, описывающие эти процессы, имеют вид

$$\frac{dn_1}{dt} = G_1 - \frac{n_1}{\tau_1} - \frac{Dn_1}{\tau_{12}} + \frac{Dn_2}{\tau_{21}} \equiv G_1 - \frac{n_1}{\tau_0} + \frac{Dn_2}{\tau_{21}}, \quad (9)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = G_2 - \frac{n_2}{\tau_2} - \frac{Dn_2}{\tau_{21}} + \frac{Dn_1}{\tau_{12}}, \quad (10)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{n_2}{\tau_2} - \frac{N_2}{\tau} - G_2, \quad (11)$$

$$\frac{dn}{dt} = -G_1 + \frac{n_1}{\tau_1} + \frac{N_2}{\tau}. \quad (12)$$

Здесь  $n_1$  — концентрация «горячих» электронов в GaAs ( $E > \Delta E_c$ ),  $n_2$  — концентрация «горячих» электронов в AlGaAs ( $E > \Delta E_c$ ),  $N_2$  — концентрация электронов в AlGaAs с  $E \sim E_F$ ,  $n$  — концентрация электронов в двумерном канале при освещении;  $[n_1, n_2, N_2, n] = \text{см}^{-2}$ .

При слабых интенсивностях, когда можно не учитывать процессы 6 и 7, совместное решение уравнений (9)–(12) с начальными условиями  $n_1 = n_2 = N_2 = 0$ ,  $n = n_s$  при  $t = 0$  дает следующее выражение для  $n(t)$ :

$$\Delta n(t) = n_s - n(t) = \frac{DG_1\tau_0\tau}{\tau_{12}} (1 - e^{-t/\tau}) + o\left(\frac{\tau_0}{\tau}\right) + o\left(\frac{\tau_2}{\tau}\right). \quad (13a)$$

Время спада ОФП  $\tau \gg \tau_{12}$ ,  $\tau_2$ ,  $\tau_0$ , поэтому членами  $\sim \tau_2/\tau$ ,  $\tau_0/\tau$  в (13a) можно пренебречь. В стационарных условиях при  $t \rightarrow \infty$

$$\Delta n = DG_1\tau/D + \alpha, \quad \alpha = \tau_{12}/\tau_1. \quad (13b)$$

При больших интенсивностях стационарное значение концентрации электронов в двумерном канале

$$\Delta n = \frac{G_1 D \tau}{D + \alpha} - \frac{G_2 D^2 \tau}{D + \alpha} \frac{\tau_0}{\tau_{21}}, \quad \alpha = \frac{\tau_{12}}{\tau_1}. \quad (14)$$

Из (13) и (14) видно, что  $\Delta n \propto I$ , но коэффициент пропорциональности уменьшается с увеличением  $I$  за счет включения оптических переходов в AlGaAs. Качественно зависимость  $\Delta n$  от  $I$  согласуется с экспериментальной, представленной на рис. 4.

Максимум на зависимости ОФП от  $h\nu$  можно объяснить конкуренцией двух эффектов — увеличения квантово-механического прохождения электронов над барьером и уменьшения скорости оптической генерации с увеличением  $h\nu$ .

Зададим зависимость  $G(\nu)$  в виде

$$G(\nu) = G_0/\nu^q. \quad (15)$$

Коэффициент квантово-механического прохождения над треугольным барьером [11]

$$D = \frac{4\sqrt{E(E - \Delta E_c)}}{(\sqrt{E} + \sqrt{E - \Delta E_c})^2} \quad (16)$$

при условии

$$\left[ \frac{2m}{\hbar^2 (\epsilon F)^2} \right]^{1/3} \Delta E_c \left| 1 - \frac{E}{\Delta E_c} \right| \gg 1.$$

Подставим (15) и (16) в (13). Из условия  $d(\Delta n)/d\nu=0$  получим уравнение для определения  $q$

$$q = h\nu_{\text{м}} \frac{(\sqrt{E} + \sqrt{E - \Delta E_c})^2}{2E(E - \Delta E_c)} \frac{\alpha}{D(\nu_{\text{м}}) + \alpha}, \quad (17)$$

где  $\nu_{\text{м}}$  — частота, при которой имеет место максимум спектральной характеристики ОП.

Для  $\Delta E_c = 250$  мэВ,  $h\nu_{\text{м}} = 250$  мэВ,  $n_s = 3 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$  и  $E_0 = 48$  мэВ

$$q = 0.4 \frac{\alpha}{0.9 + \alpha}.$$

Отсюда следует, что  $q < 1$ , т. е. сечение поглощения

$$S(\nu) = Gh\nu/In_s \sim \nu^{1-q}$$

сублинейно возрастает с увеличением энергии фотона.

На сублинейное увеличение  $S(\nu)$  указывают также оценки величины  $q$  из экспериментальной зависимости ОП от  $h\nu$  при  $\nu > \nu_{\text{м}}$ .

Механизм фотоионизации электронов из двумерного канала остается до конца не ясным. Общепринято представление, что при поляризации света в плоскости гетероперехода возбуждение двумерных электронов происходит

только за счет поглощения на свободных носителях. В этом случае должно быть  $q=4$  (см., например, [13]), что не согласуется с нашими результатами. Возрастание сечения фотоионизации с  $h\nu$  и отсутствие зависимости сигнала ОП от поляризации света заставляют предположить, что приближение эффективной массы, повсеместно используемое для расчета оптических явлений в ДЭГ, неприменимо в гетеропереходах GaAs—AlGaAs.

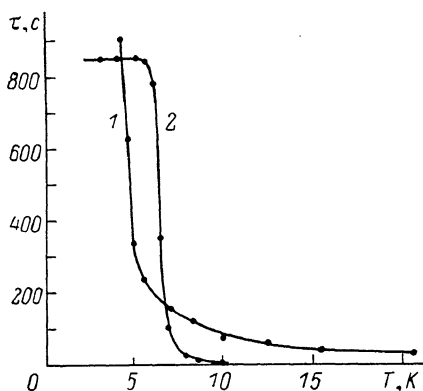


Рис. 5. Зависимость времени релаксации ОП от температуры для МПЭ (1) и ЖФЭ образцов (2).

Для выяснения механизма возврата электронов в двумерный канал были исследованы температурные зависимости  $\Delta R/R$ ,  $\tau$  и  $G$  в интервале 2–55 К.

На рис. 5 представлены зависимости  $\tau$  от  $T$  как для МПЭ, так и для ЖФЭ образцов. Видно, что в ЖФЭ образцах эта зависимость имеет плато в интервале 2–6 К, а при более высоких температурах наблюдается экспоненциальное уменьшение  $\tau$  с энергией активации  $E_a = 7$  мэВ. В МПЭ образцах  $E_a \approx 2$  мэВ, поэтому плато в исследованном интервале температур не наблюдалось. Оценки вероятности прямого туннелирования электронов из AlGaAs в двумерный канал под барьером для типичных гетеропереходов с резким барьером дают величину  $\sim 10^6$  с, что существенно больше значений, наблюдаемых в эксперименте. Поэтому предлагается следующая качественная картина процесса возврата: электрон, попавший в результате релаксации по энергиям на примесное состояние в AlGaAs, мигрирует по примесной зоне вдоль границы раздела в поисках «узких» мест, по которым туннельный эффект облегчен либо за счет изменения высоты барьера, либо за счет уменьшения толщины «спейсера» или слоя пространственного заряда. В этом случае прорабатываемая энергия активации есть просто энергия активации прыжковой проводимости по примесной зоне с участием фононов  $\epsilon_3$ .

Согласно [14], в слабо компенсированном материале

$$\epsilon_3 \approx e^2 N^{1/3} / \epsilon,$$

где  $N$  — концентрация примесей.

В нашем случае  $N \approx 10^{17}$  см $^{-3}$  и  $\epsilon_3 \approx 5$  мэВ, что качественно согласуется с экспериментом.

Предложенную качественную картину подтверждают измерения зависимости  $\tau$  от магнитного поля при  $H \leq 50$  кЭ. В случае прямого туннелирования зависимость  $\tau(H)$  должна была бы иметь осциллирующий характер, отражая осцилляции плотности состояний в ДЭГ. В эксперименте осцилляций  $\tau(H)$  не наблюдалось. Обнаружен лишь слабый монотонный спад  $\tau$  с увеличением магнитного поля.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В. Б. Сандомирскому за постоянное внимание и интерес к работе, а также Ю. В. Шмарцеву, А. Я. Шику, Б. И. Шкловскому и А. Л. Эфросу за обсуждение результатов.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Грибников Э. С. — ФТП, 1972, т. 6, в. 8, с. 1380—1382.
- [2] Hess K., Morkos H., Streetman B., Shichijo H. — Appl. Phys. Lett., 1979, v. 35, N 6, p. 469—471.
- [3] Dingle R., Wiegmann W., Henry C. H. — Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, N 14, p. 827—830.
- [4] Duggan G. — J. Vac. Sci. Techn., 1985, v. B3, N4, p. 1224—1230.
- [5] Shubert E. F., Fisher A., Ploog K. — Phys. Rev., 1985, v. B31, N 12, p. 7937—7946.
- [6] Гродненский И. М., Старостин К. В., Галченков Д. В. — Письма ЖЭТФ, 1985, т. 43, в. 1, с. 54—56.
- [7] Галченков Д. В., Гродненский И. М., Засавицкий И. И., Старостин К. В., Мокеров В. Г., Медведев Б. К., Хабаров Ю. В. — ФТП, 1987, т. 21, в. 8, с. 1522—1524.
- [8] Wang W. I., Stern F. — J. Vac. Sci. Techn., 1985, v. B3, N 4, p. 1280—1284.
- [9] Волков В. А., Гродненский И. М. — Микроэлектрон., 1982, т. 11, в. 3, с. 195—207.
- [10] Grinberg A. A., Shur M. S. — Appl. Phys. Lett., 1984, v. 45, N 5, p. 573—574.
- [11] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1974. 752 с.
- [12] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 415 с.
- [13] Шик А. Я. — ФТП, 1986, т. 20, в. 9, с. 1598—1604.
- [14] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.

Институт радиотехники и электроники АН СССР  
Москва

Получена 4.12.1987  
Принята к печати 14.01.1988