

ИНДЕКС 3649

Препринт ЕФИ-1323(18)-91

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE

Л. Г. ТОРИКЯН

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ СЛАБО ЛЕГИРОВАННЫХ ПЛЕНОК
 $GaAs$ p-ТИПА ДЛЯ ФОТОЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКОЙ
ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ $GaAs - (AlGa)As$
В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ОДНОРОДНОМ ВНЕШНЕМ ПОЛЕ



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЦНИИатоминформ

ЕРЕВАН - 1991

L.G. TORIKIAN

ON THE POSSIBILITY OF USING SLIGHTLY DOPED p-TYPE GaAs FILMS
FOR PHOTOEMISSION OF HIGHLY POLARIZED ELECTRONS FROM THE
HETEROSTRUCTURE OF GaAs-(AlGa)As IN AN ELECTROSTATIC UNIFORM
EXTERNAL FIELD

The effect of external field screening by the acceptor holes of the p-type semiconductor GaAs in the compound GaAs-(AlGa)As used as a source of highly polarized electrons at photoemission in a strong electric field is investigated. It is shown that the screening can be ignored, if a GaAs film with acceptor number density $N_a = 2.13 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ and thickness $d = 100 \text{ }\mu\text{m}$ is used as a source. It is also shown that the piezofield of GaAs film can serve as electric field. To generate a piezofield of about 3 kV/cm in the surface region of photoproduction of electron-hole pairs having $\sim 1 \text{ }\mu\text{m}$ depth, 1 kg force is needed to stretch a film with 1 cm width, 100 μm thickness, and $2.13 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ acceptor number density.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1991

Введение

В работах [1-3] рассматривалось влияние однородного электростатического поля на эмиссию и степень поляризации фотовозбужденных поляризованных электронов из твердотельных источников на основе GaAs p-типа. В работах [1] и [2] учитывалось влияние экранирующего поля в приповерхностном слое, обусловленного фотовозбужденными дырками, однако не рассматривалось экранирование внешнего электрического поля акцепторными дырками, изначально присутствующими в кристалле GaAs p-типа. Между тем, их влияние может быть весьма существенным при определенных значениях концентрации акцепторов, что, в свою очередь, будет приводить практически к полному экранированию внешнего однородного электростатического поля в большей части области фоторождения электрон-дырочных пар.

Характерное время экранирования вследствие перераспределения акцепторных дырок во внешнем электрическом поле есть $\tau_p = \epsilon \epsilon_0 / e N_a \mu_p$ [4], где ϵ - диэлектрическая проницаемость, $\epsilon(\text{GaAs}) = 12,5$ [2], $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$, $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ - заряд электрона, N_a - плотность акцепторов, μ_p - подвижность дырок, $\mu_p(\text{GaAs}) = 430 \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$ [5].

Например, при значениях $N_a \sim 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ τ_p будет порядка $10^{-13} - 10^{-14} \text{ с} \ll \tau_{\text{пер}} \sim 10^{-12} \text{ с}$, $\tau_{\text{пер}}$ - время переноса электронов проводимости в электрическом поле [3]. Глубина экранирования, вычисленная по формуле $L_D = \sqrt{\epsilon \epsilon_0 kT / e^2 N_a}$, где $k = 1,4 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/}^\circ\text{К}$, T - абсолютная температура [4], для $T = 77^\circ\text{К}$ будет соответственно равна $L_D = 0,00263 \text{ мкм}$ при $N_a \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $L_D = 0,00083 \text{ мкм}$ при $N_a \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, в случае сильно легированных полупроводников при $N_a \sim 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ электрическое поле за время $\tau_p \sim 10^{-13} - 10^{-14} \text{ с}$ на глубине большей, чем $0,00263 - 0,00083 \text{ мкм}$, практически исчезнет. Для GaAs коэффициент поглощения $\chi \sim 10^4 \text{ см}^{-1}$ [6], т.е. поле будет заэкранировано в большей части области поглощения света порядка $\chi^{-1} \sim 1 \text{ мкм}$ - основной области фоторождения электрон-дырочных пар, о чем говорилось выше. Целью настоящей работы является учет экранирования внешнего однородного электростатического поля акцепторными дырками материала GaAs p-типа.

Количественная оценка концентрации акцепторов,
толщина кристалла GaAs p-типа

Рассмотрим гетероструктуру, состоящую из полупроводника GaAs p-типа и граничащего с ним твердого раствора (AlGa)As также p-типа. Именно этот гетеропереход был предложен в [3] в связи с возможностью создания на его основе в постоянном однородном внешнем электрическом поле источника фотоэлектронов высокой поляризации.

Уравнение Пуассона [4] для GaAs p-типа с граничными усло-

виями для потенциала дырок $\psi(x)$ в отсутствие фототока имеет вид:

$$\frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} = \frac{e N_a}{\epsilon \epsilon_0} \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{e \psi(x) + e U_k}{kT} \right] \right\}, \quad (1)$$

$$x=0: \psi(0) = U + U_k,$$

$$x=d: \psi(d) = 0, \quad d\psi(d)/dx = 0,$$

где U - напряжение внешнего источника электрического поля (пьезопотенциал, например), U_k - контактная разность потенциалов вблизи поверхности гетероперехода со стороны GaAs, d - толщина материала GaAs.

В уравнении (1) принимается, что граница GaAs с (AlGa)As проходит через плоскость $x=0$. Потенциал $\psi(x)$ в полупроводнике GaAs p-типа выбран положительным и убывающим в положительном направлении оси x до нуля на противоположной поверхности $x=d$ полупроводника GaAs.

Для гетеропереходов между тройными и двойными соединениями A_3B_5 со сходными кристаллическими структурами, как в случае (AlGa)As и GaAs, возможны различные варианты границ в зависимости от типа проводимости, ширины запрещенной зоны и величины электронного средства соединений. Если, кроме того, плотность поверхностных состояний на границе раздела достаточно велика, чтобы влиять на структуру гетероперехода, то зоны могут изгибаться по обе стороны от границы вверх или вниз [6]. Это значит, что контактная разность потенциалов U_k в (1) может

быть как отрицательной, так и положительной. Мы будем интересоваться случаем, когда $U_k > 0$. Изгибом зон вблизи границы гетероперехода со стороны $(AlGa)As$ будем при этом пренебрегать. Рассматриваемый случай соответствует типу границы гетероперехода, когда электронное сродство $(AlGa)As$ мало, а соединения $GaAs$ и $(AlGa)As$ являются полупроводниками P -типа проводимости [6].

Положительность U_k необходима, чтобы в случае $eU_k \geq 2$ КТ можно было решить уравнение (1) и, используя полученное решение, оценить значения концентрации акцепторов N_a и толщины кристалла d для $GaAs$. Величина U_k должна быть много меньше U , чтобы эффект внешнего электрического поля (пьезополя) был заметен. Для получения электронов высокой поляризации при фотоэмиссии из соединения $GaAs-(AlGa)As$ на границе гетероперехода создается барьер величины $W = 0,3$ эВ [3], поэтому необходимо также выполнение условия $eU_k \ll W$. Неравенство $eU_k \geq 2$ КТ имеет место при достаточно низких температурах. Неравенство $eU_k \ll W$ может быть удовлетворено, например, за счет чистоты изготовления образца $GaAs$. Как указано в [6], на границе раздела между двумя соединениями A_3B_3 со сходными кристаллическими структурами поверхностные состояния типа Шокли-Тамма не образуются. Поэтому возникновение приповерхностного изгиба зоны eU_k обусловлено лишь дефектностью поверхности гетероперехода. При достаточно тщательном изготовлении гетероперехода можно сделать $eU_k \ll W$. Если к тому же $eU \geq E_g$, где $E_g = 1,4$ эВ - ширина запрещенной зоны $GaAs$ [8], то в силу $W < E_g$ будет выполнено и условие $U \gg U_k$.

В настоящее время наиболее совершенные кристаллы изготавливаются эпитаксиальным способом [7]. Выращивание эпитаксиальным способом тройных соединений $(AlGa)As$ на $GaAs$ и наоборот является основным технологическим методом изготовления полупроводниковых приборов, например, холодных катодов и инжекционных лазеров [6]. Это объясняется прекрасным согласованием решеток, позволяющим получать границы гетеропереходов с малыми скоростями рекомбинации и выращивать пленки с очень низкой плотностью дефектов - случайных примесей вакансий, дефектов упаковки и дислокаций [6]. Последнее обстоятельство весьма важно, поскольку позволяет обеспечить выполнение требования малости концентрации акцепторов при создании гетероперехода $GaAs-(AlGa)As$.

Вернемся к уравнению Пуассона (1), которое будем решать, предполагая выполненными условия $U \gg U_k \geq 2$ КТ/е. В силу этих условий и условий на границе неравенство $e[\varphi(x) + U_k] \geq 2$ КТ выполняется на всем интервале значений x : $0 \leq x \leq d$. Поэтому экспоненциальный множитель в правой части (1) можно отбросить. Решение соответствующего линейного дифференциального уравнения, удовлетворяющего тем же граничным условиям, имеет вид:

$$\varphi(x) = (U + U_k) + \frac{d\varphi(0)}{dx}x + \frac{eN_a}{2\epsilon\epsilon_0}x^2. \quad (2)$$

Из (2) получаем дифференцированием по x с учетом обозначения $d\varphi(x)/dx = -\epsilon(x)$ для электрического поля $\epsilon(x)$ внутри $GaAs$

$$\epsilon(x) = \epsilon(0) - \frac{eN_a}{\epsilon\epsilon_0}x, \quad (3)$$

где $\mathcal{E}(0) = -d\varphi(0)/dx$ — начальное значение поля. Будем, как и в [3], принимать $\mathcal{E}(0) \approx 3$ кВ/см. Из (3) получаем, используя граничное условие $d\varphi(d)/dx = 0$, для толщины d материала GaAs

$$d = \frac{\epsilon\epsilon_0 \mathcal{E}(0)}{eN_a} \quad (4)$$

Толщина d материала GaAs есть наименьшая возможная толщина при заданных граничных условиях и фиксированных значениях параметров $\varphi(0)$, $d\varphi(0)/dx$ и N_a . При толщине $d > d$ поле и потенциал на расстояниях, больших d , будут тождественно равны нулю. Таким образом, d есть расстояние, на котором поле $\mathcal{E}(x)$ и потенциал $\varphi(x)$ меняются от максимальных значений $\mathcal{E}(0)$ и $\varphi(0) = U + U_k$ до нуля.

Из (3) следует, что при $N_a \neq 0$ поле $\mathcal{E}(x)$ не является однородным. Напротив, в работе [3] рассматривалось однородное постоянное электрическое поле $\mathcal{E}_{\min} = 3$ кВ/см. Однородность поля обусловлена тем, что правые части уравнений движения в [3] при неоднородных полях явно зависят от времени, что исключает существование стационарного решения. С другой стороны, наличие этого решения позволяет определить интервал значений поляризации P электронов, который лишь уменьшается с ростом поляризации и стремится к нулю при значениях однородного постоянного поля $\mathcal{E} \rightarrow \mathcal{E}_{\min}$ ($P \rightarrow 100\%$) [3].

Таким образом, из вышеизложенного и (3) следует, что поле $\mathcal{E}(x)$ должно быть почти однородным, чтобы можно было пользоваться техникой расчета поляризации, проведенного в [3]. Оценим

погрешность, с которой поле $\mathcal{E}(x)$ может считаться однородным на определенном расстоянии X_0 от поверхности $x = 0$, облучаемой светом. Коэффициент поглощения γ для GaAs, как указано выше, имеет значение порядка 10^4 см^{-1} , т.е. глубина области основного фоторожения электрон-дырочных пар порядка 1 мкм. Следовательно, если в качестве X_0 выбрать расстояние $X_0 = \gamma^{-1} \sim 1$ мкм, то поле $\mathcal{E}(x)$ на всем расстоянии X_0 от поверхности $x = 0$ должно быть почти однородным, т.е. мало отличаться от начального значения $\mathcal{E}(0) \approx \mathcal{E}_{\min} \approx 3$ кВ/см. При этом квантовый выход β фотоэффекта будет максимальным и равным $\beta \approx 1$, поскольку рассматриваемый фотоэффект является объемным [8].

Зависимость поляризации P от угла $\theta^{(e)}$, определяющего область ускорения электронов, дается формулой [3]:

$$P(\theta^{(e)}) = \frac{2[1 + \cos\theta^{(e)} + \cos^2\theta^{(e)})]}{4 + \cos\theta^{(e)} + \cos^2\theta^{(e)}} \quad (5)$$

В [3] получена также формула зависимости значений $\cos\theta^{(e)}$ от поля \mathcal{E} , которая во втором приближении по $\sin^2\theta_0^{(A)}(\mathcal{E}) \equiv 1 - \{[\delta - \lambda^2(\mathcal{E})]/2\lambda(\mathcal{E})\}^2$ имеет вид:

$$\cos\theta^{(e)}(\mathcal{E}) \approx \left[\frac{\delta - \lambda^2(\mathcal{E})}{2\lambda(\mathcal{E})} \right] - \frac{2\lambda(\mathcal{E})}{\delta} \left\{ 1 - \left[\frac{\delta - \lambda^2(\mathcal{E})}{2\lambda(\mathcal{E})} \right]^2 \right\} + 0.4 \left[\frac{2\lambda(\mathcal{E})}{\delta} \right]^3 \left\{ 1 - \left[\frac{\delta - \lambda^2(\mathcal{E})}{2\lambda(\mathcal{E})} \right]^2 \right\} \dots$$

где $\delta \equiv \hbar\omega_0/\omega_0$, $\lambda(\mathcal{E}) \equiv e\mathcal{E}\tau/p_0$, $\hbar\omega_0 \approx 0,0037$ эВ —

- энергия продольного оптического фонона, $W_0 \approx 0,3$ эВ - начальная энергия фотоэлектрона, $\tau \approx 10^{-13}$ с - время свободного пробега электрона между двумя последовательными спонтанными испусканиями фононов, $P_0 = \sqrt{W_0 2m_e^*}$ - начальный импульс электрона с эффективной массой $m_e^* \approx 0,067 m_e$, $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг. Поле \mathcal{E} изменяется в пределах от значения $\mathcal{E}_{\min} = (P_0/e\tau)(\sqrt{1+\delta}-1) \approx 3$ кВ/см, соответствующего углу $\theta^{(c)} = 0$ и $P = 1$, до значения \mathcal{E}_{\max} при $\theta^{(c)} \approx \pi/2$ и $P \approx 0,5$. Численный анализ (6) показывает, что $\theta^{(c)} \approx \pi/2$ при $2\lambda(\mathcal{E}_{\max}) \approx 1,5\delta$. Это соответствует $\mathcal{E}_{\max} \approx 1,5 \mathcal{E}_{\min}^{1/4} \approx 4,5$ кВ/см в силу $2\lambda(\mathcal{E}_{\min}) \approx \delta$.

Дифференцируя, получаем из (5) и (6) после отбрасывания членов первого и выше порядков малости по δ и λ

$$\frac{dP(\theta^{(c)}(\mathcal{E}))}{P(\theta^{(c)}(\mathcal{E}))} \approx f(\theta^{(c)}(\mathcal{E}))\Psi(\mathcal{E}) \frac{d\mathcal{E}}{\mathcal{E}}, \quad (7)$$

где введены обозначения

$$f(\theta^{(c)}(\mathcal{E})) \equiv \frac{3[1+2\cos\theta^{(c)}(\mathcal{E})]}{[1+\cos\theta^{(c)}(\mathcal{E})+\cos^2\theta^{(c)}(\mathcal{E})][4+\cos\theta^{(c)}(\mathcal{E})+\cos^2\theta^{(c)}(\mathcal{E})]},$$

$$\Psi(\mathcal{E}) \equiv \frac{6}{5} \left[\frac{2\lambda(\mathcal{E})}{\delta} \right]^3 - \frac{11}{5} \left[\frac{2\lambda(\mathcal{E})}{\delta} \right] - \frac{7}{5} \left[\frac{\delta}{2\lambda(\mathcal{E})} \right].$$

Интегрируя (7) в пределах от $\mathcal{E} \geq \mathcal{E}_{\min}$ до $\mathcal{E}' \leq \mathcal{E}_{\max}$, получаем

$$1 - \frac{\Delta P}{P(\theta^{(c)}(\mathcal{E}))} \approx \left(1 + \frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}}\right)^{f(\theta^{(c)}(\bar{\mathcal{E}}))\Psi(\bar{\mathcal{E}})}, \quad (8)$$

где $\Delta P \equiv P(\theta^{(c)}(\mathcal{E})) - P(\theta^{(c)}(\mathcal{E}')) > 0$, $\Delta \mathcal{E} \equiv \mathcal{E}' - \mathcal{E} > 0$,

$\bar{\mathcal{E}}$ - некоторое среднее значение \mathcal{E} в интервале $[\mathcal{E}, \mathcal{E}']$: $\mathcal{E} \leq \bar{\mathcal{E}} \leq \mathcal{E}'$. В силу $f(\theta^{(c)}(\mathcal{E}_{\min}))\Psi(\mathcal{E}_{\min}) \approx -1,2$ и $f(\theta^{(c)}(\mathcal{E}_{\max}))\Psi(\mathcal{E}_{\max}) \approx -0,6$ можно считать, что величина $f(\theta^{(c)}(\mathcal{E}))\Psi(\mathcal{E})$ относительно слабо меняется на всем промежутке $[\mathcal{E}_{\min}, \mathcal{E}_{\max}]$. Поэтому будем принимать ее приблизительно постоянной и равной $f(\theta^{(c)}(\bar{\mathcal{E}}))\Psi(\bar{\mathcal{E}}) \approx -1$. Тогда из (8) получаем в первом приближении по $\Delta \mathcal{E}/\mathcal{E} \leq \mathcal{E}_{\max}/\mathcal{E}_{\min} - 1 \approx 0,5$

$$\frac{\Delta P}{P(\theta^{(c)}(\mathcal{E}))} \approx \frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}} \quad (9)$$

Из (9) видно, что при $\Delta \mathcal{E}/\mathcal{E} \sim 10^{-1}$ неопределенность значений поляризации P будет порядка 10%, что слишком много. Поэтому относительная погрешность, с которой поле $\mathcal{E}(x)$ может считаться однородным по всей глубине $X_0 = \gamma^{-1} \sim 1$ мкм, должна быть не хуже 10^{-2} , т.е. составлять несколько процентов. Фиксируя величину относительной погрешности из (9)

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = \frac{e N_a X_0}{\varepsilon \varepsilon_0 \varepsilon(0)} \approx 10^{-2},$$

можно определить верхнюю границу N_a^* значений концентрации акцепторов:

$$N_a^* \approx 0,01 \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \varepsilon(0)}{e X_0} \approx 2,13 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}. \quad (10)$$

Подставляя (10) в (4), находим для толщины d значение $d \approx 100$ мкм, т.е. материал GaAs должен быть пленкой. Используя (4), (10) и $\varphi(d) = 0$, получаем из (2) для $\varphi(0) = U + U_k$ значение $\varphi(0) = 0,5 \varepsilon(0) d \approx 15\text{В}$, откуда следует, что $U \gg U_k$, о чем говорилось выше.

В нелегированной ($N_a = 0$) пленке GaAs разность потенциалов $\varphi(0) \approx 15\text{В}$ между поверхностями $X = 0$ и $X = d$ создаст внутри пленки при $\varepsilon = 12,5$ однородное постоянное поле $0,5 \varepsilon(0) \approx 1,5 \text{ КВ/см}$. Поскольку GaAs является пьезоэлектриком, то поле в $1,5 \text{ КВ/см}$ можно получить натяжением пленки. Расчеты, проведенные в [2], показывают, что величина натяжения при этом будет порядка 100 кг/см^2 . Если, например, сечение пленки равно $1 \text{ см} \times d = 10^{-2} \text{ см}^2$ при $d = 100 \text{ мкм}$ и ширине облучаемой поверхности в 1 см , то требуемое пьезополе будет создано при растяжении пленки с силой в 1 кг .

В пленке GaAs p-типа со степенью легирования $N_a \approx 2,13 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ то же натяжение приведет к искажению поля из-за экранирования дырками. При этом по всей глубине $X_0 = \gamma^{-1} \sim 1 \text{ мкм}$ поле с относительной погрешностью 10^{-2} будет поч-

ти однородным и равным $\varepsilon(0) \approx 3 \text{ КВ/см}$. Таким образом, для создания поля $\varepsilon(0) \approx 3 \text{ КВ/см}$ по всей глубине в 1 мкм в пленке GaAs p-типа со степенью легирования $N_a \approx 2,13 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ толщины $d = 100 \text{ мкм}$ и ширины в 1 см потребуются усилие на растяжение в 1 кг , т.е. в два раза меньше, чем для нелегированной пленки GaAs тех же размеров.

Следует отметить, что существует ограничение и снизу на плотность N_a акцепторов, а также ограничение сверху на интенсивность $I(0)$ света, падающего на фотоэмиссионную поверхность $X = 0$. Действительно, при световом возбуждении электрон-дырочных пар число рожденных дырок не должно превышать числа акцепторных дырок в кристалле. Это необходимо для того, чтобы можно было проводить рассуждения и оперировать оценками в рамках термодинамически равновесного метода и, в частности, пользоваться понятием единого уровня Ферми [4,9], столь необходимым при рассмотрении физических явлений, основанных на ОЭС и ПЭС - отрицательном и положительном электронных средствах [4-6, 8-11].

Заключение и выводы

Приведем сводку полученных результатов с соответствующими выводами, которые могут служить рекомендациями при создании источника электронов высокой поляризации на основе гетероструктуры GaAs - (AlGa)As.

I. В качестве материала источника необходимо использовать пленку GaAs p-типа, имеющую весьма низкую концентрацию акцепторов $N_a \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и толщину $d \approx 100 \text{ мкм}$. Наилучший характер материала указывает и то, что в объемном смысле из-за

собственных структурных дефектов, играющих роль акцепторных и донорных центров [4,12], даже в отсутствие примесей, концентрация этих центров может иметь величину порядка 10^{15}см^{-3} и выше [10]. Поэтому при переходе к более толстым образцам становится все труднее поддерживать концентрацию акцепторов на уровне 10^{12}см^{-3} из-за неизбежного роста дефектности вещества.

2. Малость концентрации $N_a \sim 10^{12}\text{см}^{-3}$ продиктована, с одной стороны, требованием существенного ослабления экранирования внешнего электрического поля (пьезополя) акцепторными дырками в области фоторождения электрон-дырочных пар, с другой стороны, условием почти постоянства поля внутри вещества на глубине порядка длины волны света. Это условие, в свою очередь, обеспечивает получение высокой поляризации пучка эмиттированных электронов при максимальном квантовом выходе ~ 1 и возможность применения техники расчета поляризации, проведенного в [3].

3. Ограничение на концентрацию акцепторов снизу и на интенсивность света сверху обусловлено требованием квазипостоянства уровня Ферми гетероструктуры $\text{GaAs}-(\text{AlGa})\text{As}$ при малых световых возмущениях в отсутствие поля [9]. Это необходимо для определенности ПЭС - барьера $W \approx 0,3$ эВ на границе $\text{GaAs}-(\text{AlGa})\text{As}$ источника при облучении светом.

4. В качестве электрического поля может быть использовано собственное пьезополе GaAs величины $\mathcal{E}(0) \approx 3$ кВ/см на входе. Для создания такого пьезополя при концентрации акцепторов $N_a \sim 10^{12}\text{см}^{-3}$ потребуется усилие на растяжение в 100 кг/см² или сила в 1 кГ для растягивания пленки с сечением 1 см \times $d = 10^{-2}\text{см}^{-2}$, $d \approx 100$ мкм - толщина пленки. При этом по всей глубине поглощения света $\gamma^{-1} \sim 1$ мкм пьезополе с

относительной погрешностью 10^{-2} будет постоянным и равным $\mathcal{E}(0)$.

5. Отметим также, что структурное совершенство пленочных материалов, малость концентрации примесей резко улучшают их механическую прочность и во много раз увеличивают значение напряженности пробоя [12], что весьма важно при экспериментировании с ними.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дербенев Я.С., Меликян Р.А. Принудительная эмиссия фотовозбужденных поляризованных электронов из GaAs. Препринт ЕФИ-862(13)-86, Ереван, 1986.
2. Меликян Р.А., Торикян Л.Г. Эмиссия фотовозбужденных поляризованных электронов в пьезоэлектрическом поле GaAs. Препринт ЕФИ-947(98)-86, Ереван, 1986.
3. Меликян Р.А., Торикян Л.Г. О возможности фотоэмиссии электронов высокой поляризации из GaAs - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в электрическом поле. Препринт ЕФИ-1063(26)-88, Ереван, 1988.
4. Бонч-Бруевич В.А., Калашников С.Г. Физика полупроводников М.: Наука, 1977.
5. Викулин И.М., Стафеев В.М. Физика полупроводниковых приборов. М.: Радио и связь, 1990.
6. Белл Р.Л. Эмиттеры с отрицательным электронным средством. М.: Энергия, 1978.
7. Броудай И., Мерей Дж. Физические основы микротехнологии. М.: Мир, 1985.
8. Сонмер А. Фотоэмиссионные материалы. М.: Энергия, 1973.
9. Блэйкмор Дж. Физика твердого тела. М.: Мир, 1988.
10. Роуз А. Основы теории фотопроводимости. М.: Мир, 1966.
11. Рывкин С.М. Фотоэлектронные явления в полупроводниках. М.: Государственное изд.-во физико-математической литературы, 1963.
12. Арсеньев П.А., Попов А.И., Филиков В.А. Новые материалы в полупроводниковой электронике. М.: Высшая школа, 1988.

Рукопись поступила 5 марта 1991 г.

Л.Г.ТОРИКЯН

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ СЛАБО ЛЕГИРОВАННЫХ ПЛЕНОК
GaAs P-ТИПА ДЛЯ ФОТОЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКОЙ
ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ

В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ОДНОРОДНОМ ВНЕШНЕМ ПОЛЕ

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 20/У-91г.

Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч. изд. л. 0.8

Тираж 299 экз. Ц. 10 к.

Зак. тип. № 78

Индекс 3649.

Отпечатано в Ереванском физическом институте

Ереван 3,, ул. Братьев Алиханян, 2

The address for requests:
Information Department
Yerevan Physics Institute
Alikhanian Brothers 2,
Yrean, 375036
Armenia, USSR