

Препринт ЕФИ-1063(26)-88

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



Р.А.МЕЛИКЯН, Л.Г.ТОРИКЯН

О ВОЗМОЖНОСТИ ФОТОЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ  
ВЫСОКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗ GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As  
В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

ЦНИИатоминформ  
ЕРЕВАН—1988

Ռ.Ա. ՄԵԼԻՔՅԱՆ, Լ.Գ. ԹՈՐԻԿՅԱՆ

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ  $GaAs-As_xGa_{1-x}As$  -ԻՑ ԲԱՐՁՐ  
ԲԵՎԵՌՆԱՑՄԱՐ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՓՈՏՈՒՄԱՔՄԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ոսումնասիրված է ուժեղ էլեկտրական դաշտում բարձր բևեռացմամբ էլեկտրոնների ստացումը  $GaAs-As_xGa_{1-x}As$  -ից բացասական էլեկտրոնային սերտամմամբ Ֆոտոառաքման ընթացքում: Ցույց է տրված, որ էլեկտրական դաշտի առկայության դեպքում  $CaAs$  բյուրեղի ծավալում ֆոտոզրգոված էլեկտրոնների իմպուլսի և էներգիայի ռեկաքսացիան կախված է իմպուլսների ուղղությունից, որի շնորհիվ հնարավոր է դառնում առաքված էլեկտրոնների բևեռացման զգալի մեծացումը: Գտնված է, որ  $GaAs$  ծավալում Յկվ/սմ կարգի էլեկտրական դաշտի լարվածության, սկզբապտորների խտության  $N_a \ll 2 \cdot 10^{17}$  սմ<sup>-3</sup> օպտիմալ ընտրությունը և դրական էլեկտրոնային սերտամման առկայությունը  $GaAs-As_xGa_{1-x}As$  սահմանում թույլ են տալիս ֆոտոառաքման ընթացքում ստանալ բարձր բևեռացմամբ և բավարար ինտենսիվության էլեկտրոնային փունջ:

Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1988



R.A. MELIKIAN, L.G. TORIKIAN

ON THE POSSIBILITY OF PHOTOEMISSION OF HIGHLY POLARIZED  
ELECTRONS FROM GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As IN ELECTRIC FIELD

The possibility for obtaining of highly polarized electrons at photoemission from GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As with negative electron affinity in a strong electric field is considered. It is shown that in presence of an electric field the relaxation of the energy and momentum of the photoexcited electrons in the volume of GaAs crystal depends on the direction of momenta, owing to which a considerable increase of polarization of emitted electrons becomes possible. It is found that the optimal choice of the electric field intensity of about 3kV/cm in the volume of GaAs, acceptor concentration  $N_a \leq 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  and the existence of positive electron affinity on the GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As boundary allow one to obtain at photoemission an electron beam of high polarization and enough intensity.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1988

Р.А. МЕЛИКТИ, Л.Г. ТОРИКЯН

О ВОЗМОЖНОСТИ ФОТОЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКОЙ  
ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗ  $GaAs - Al_x Ga_{1-x} As$   
В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Исследована возможность получения электронов высокой поляризации при фотоэмиссии из соединения  $GaAs - Al_x Ga_{1-x} As$  с отрицательным электронным средством в сильном электрическом поле. Показано, что при наличии электрического поля релаксация по энергии и импульсу фотовозбужденных электронов в объеме кристалла  $GaAs$  зависит от направления импульсов, благодаря чему становится возможным существенное увеличение поляризации эмитированных электронов. Найдено, что оптимальный выбор напряженности электрического поля порядка 3 кВ/см в объеме  $GaAs$  концентрации акцепторов  $N_a \ll 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и наличие положительного электронного средства на границе  $GaAs - Al_x Ga_{1-x} As$  позволяют получать при фотоэмиссии электронный пучок высокой поляризации и достаточной интенсивности.

Ереванский физический институт

Ереван 1986

## Введение

В последние годы возрос интерес к экспериментам с поляризованными электронами (ПЭ) в физике высоких энергий [1]. В связи с этим важной задачей является создание источника ПЭ высокой степени поляризации и достаточной интенсивности. В настоящее время наибольшую интенсивность обеспечивают источники ПЭ на GaAs с отрицательным электронным средством (ОЭС) со степенью поляризации  $P$  до 45% [2]. В работе [3] исследовалась фотоэмиссия ПЭ из сверхрешетки GaAs -  $Al_xGa_{1-x}As$  с ОЭС. Полученная в эксперименте наибольшая поляризация составляла 49% при квантовом выходе порядка  $10^{-4}$ .

В настоящей работе исследована возможность получения электронов высокой поляризации при фотоэмиссии из соединения GaAs -  $Al_xGa_{1-x}As$  в сильном электрическом поле. Ниже показано, что оптимальный выбор напряженности электрического поля, концентрации акцепторов и создание положительного электронного средства на поверхности кристалла GaAs при помощи слоя  $Al_xGa_{1-x}As$  позволяют эмитировать достаточно интенсивные пучки электронов с высокой поляризацией.

## I. Состояние фотовозбужденных электронов

Известно, что облучение кристалла GaAs циркулярно-поляризованным светом с энергией  $E_g < \hbar\omega < E_g + \Delta$  ( $E_g = 1,52$  эВ - ширина запрещенной зоны,  $\Delta = 0,34$  эВ - спин-орбитальное расщепление валентной зоны) при условии  $\frac{\delta\omega}{\omega} \ll 1$  приводит к возбуждению электронов из подзон тяжелых ( $h$ ) и легких ( $\ell$ ) дырок на уровни  $W_h \approx \hbar\omega - E_g$  и  $W_\ell \approx \frac{1}{2}(\hbar\omega - E_g)$  зоны проводимости ( $c$ ) (рис.1) [4,5].

На уровнях  $W_h$  и  $W_\ell$  корреляции между направлениями импульса  $\vec{p}$  и спина  $\vec{\zeta}$  электрона различны [6]: для переходов  $h \rightarrow c$

$$\vec{\zeta}(\vec{p}) = \frac{(\vec{n}\vec{v}) \cdot \vec{v}}{1 + (\vec{n}\vec{v})^2}, \quad (1)$$

для переходов  $\ell \rightarrow c$

$$\vec{\zeta}(\vec{p}) = \frac{-3\vec{v}(\vec{n}\vec{v}) + 2\vec{n}}{5 - 3(\vec{n}\vec{v})^2}, \quad (2)$$

где  $\vec{n}$ ,  $\vec{v}$  - единичные векторы в направлении момента фотона и импульса, соответственно. Вектор  $\vec{n}$  параллелен или антипараллелен направлению луча света в зависимости от знака циркулярной поляризации.

Степень поляризации электронов, возбужденных на уровнях  $W_h$  и  $W_\ell$ , в начальный момент составляет 50% [7]. В дальнейшем нас будут интересовать электроны, возбужденные на уровень  $W_h$  с корреляцией импульс-спин (1).

Слой  $Al_xGa_{1-x}As$ , нанесенный на кристалл  $GaAs$ , выполняет роль дискриминатора по энергиям электронов, эмитируемых в вакуум. Ширина  $E_G$  запрещенной зоны слоя  $Al_xGa_{1-x}As$  предполагается большей  $\hbar\omega$ , вследствие чего свет в этом слое не поглощается. Толщина слоя  $Al_xGa_{1-x}As$ , как и в [3], предполагается порядка 50-100 Å. Очевидно, туннелированием через этот слой можно пренебречь.

При возбуждении электронов циркулярно-поляризованным светом начальная функция распределения электронов анизотропна с осью симметрии вдоль направления распространения света и имеет вид

$$F = 2F_0 \left[ 1 - \alpha \frac{3(\vec{n} \cdot \vec{v})^2 - 1}{4} \right], \quad (3)$$

где  $F_0$  - симметричная часть функции распределения,  $\alpha = -1, +1$  для переходов  $h \rightarrow c$  и  $\ell \rightarrow c$ , соответственно [7].

Со временем начальная функция распределения электронов меняется - происходит релаксация электронов по энергии и импульсу. При этом основными механизмами рассеяния электронов в кристалле оказываются рассеяния на примесях (акцепторах) и колебаниях решетки: акустических (деформационное - DA и пьезоакустическое - PA рассеяния) и оптических (поляризационное - PO и деформационное - DO рассеяния) [4,8].

В отсутствие поля оптимальная концентрация  $N_a$  акцепторов порядка  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Снижение  $N_a$  приводит к уменьшению потерь энергии электронов, рассеиваемых на дырках. Но в отсутствие поля это снижение приводит к увеличению приповерхностной области искривления зон, толщина которой  $d \sim N_a^{-1}$ , что, в свою очередь, существенно снижает выход электронов в вакуум. При -

отсутствие же поля позволяет предотвратить термализацию возбужденных электронов с начальной энергией  $W_h$ , благодаря чему увеличение  $d$  (из-за уменьшения  $N_a$ ) не оказывает заметного влияния на эмиссию. Это позволяет снизить концентрацию  $N_a$  до значения  $N_a \ll 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , при котором рассеянием на дырках можно пренебречь по сравнению с рассеянием на фононах [5]. В работах [5,9] рассматривалась возможность увеличения квантового выхода при фотоэмиссии ПЭ из GaAs с ОЭС во внешнем электрическом и пьезоэлектрическом (при одноосном давлении кристалла GaAs) полях. В присутствии сильного электрического поля время испускания акустических фононов больше времени переноса  $\tau_n$  электронов проводимости к поверхности кристалла ( $\tau_n \approx 10^{-12}$  с [5]), следовательно, время переноса электронов к поверхности кристалла больше времени испускания акустических фононов. В этом случае основным механизмом рассеяния электронов при фотоэмиссии в рассматриваемом случае является РО - механизм.

## 2. Перенос фотовозбужденных электронов при наличии электрического поля

Рассмотрим кинетику переноса электронов при наличии сильного электрического поля с учетом РО - механизма рассеяния. Найдем сначала изменение импульса  $\vec{p}_0$  фотовозбужденных электронов под действием ускоряющего электрического поля  $\vec{E}$ , направленного вдоль оси  $Z$ . За время  $\tau$  свободного пробега электрона (время между двумя спонтанными испусканиями опти-

ческих фононов) изменение величины и направления импульса  $\vec{P}_0$  электрона определяется из равенства

$$\vec{\Delta P} = \vec{P}'_0 - \vec{P}_0 = e\vec{E}\tau, \quad (4)$$

где  $\vec{P}_0$ ,  $\vec{P}'_0$  - импульсы электрона до и после ускорения соответственно. При этом предполагается выполнение условия  $kT \ll \hbar\omega_0$ , когда релаксация электрона происходит за счет спонтанного испускания фонона, а роль индуцированных процессов незначительна [4].

Импульс электрона  $\vec{P}_0$ , направленный под углом  $\theta_0$  к оси  $z$ , изменяется на угол  $\beta_0$  (рис.2), который находится из (4)

$$\cos\beta_0 = \left(1 + \frac{\Delta P}{P_0} \cos\theta_0\right) \left[1 + \left(\frac{\Delta P}{P_0}\right)^2 + 2 \frac{\Delta P}{P_0} \cos\theta_0\right]^{-1/2}.$$

Величина импульса  $\vec{P}'_0$  электрона определяется из (4)

$$P'_0 = \left[P_0^2 + (eE\tau)^2 + 2P_0 eE\tau \cos\theta_0\right]^{1/2}. \quad (5)$$

Найдем теперь изменение величины и направления импульса  $\vec{P}'_0$  электрона из-за рассеяния на оптическом фононе (рис.2), пользуясь законами сохранения

$$W_0 = W_0' + \hbar\omega_0, \quad (6)$$

$$\vec{P}'_0 = \vec{P}'_0 + \vec{q}, \quad (7)$$

где  $\hbar\omega_0 \approx 0,037$  эВ - энергия оптического фонона [7],

$W_0' = \frac{(P_0')^2}{2m_c}$ ,  $W_0'' = \frac{(P_0'')^2}{2m_c}$  - энергии электрона до и после рассеяния, соответственно. Если энергия  $W$  электронов намного больше энергии оптических фононов ( $W \gg \hbar\omega_0$ ), то из (6) получаем

$$P_0'' = P_0' \left(1 - \frac{\hbar\omega_0}{W_0'}\right)^{1/2} \approx P_0' - \frac{\hbar\omega_0}{V_0'} \left(1 + \frac{\hbar\omega_0}{4W_0'}\right), \quad (8)$$

где  $V_0' = \frac{P_0'}{m_c}$ . Из (8) следует, что при  $\frac{\hbar\omega_0}{W_0'} \ll 1$

$$q_{\min} = P_0' - P_0'' \approx \frac{\hbar\omega_0}{V_0'}.$$

Изменение направления импульса  $\vec{P}_0'$  на угол  $\chi_0$  из-за рассеяния на оптическом фононе определяется из (7)

$$\cos \chi_0 = \left[1 - \frac{\hbar\omega_0}{2W_0'} - \frac{1}{8} \left(\frac{q}{q_{\min}}\right)^2 \left(\frac{\hbar\omega_0}{W_0'}\right)^2\right] \cdot \left(1 - \frac{\hbar\omega_0}{W_0'}\right)^{-1/2}$$

Как известно, РО - рассеяние, вероятность которого  $\sim q^{-2}$ , возможно только на продольных оптических (LO) фононах. Поэтому существенными оказываются значения  $q \approx q_{\min}$  [4], т.е. рассеяние имеет малоугловой характер.

Из (5) и (8) следует, что при  $\chi_0 = 0$  существует интервал значений поля  $\mathcal{E}$ , при которых в импульсном пространстве по поверхности  $P_0$  и  $P_0''$  имеют общую линию (в плоскости  $P_1, P_{||}$  этой линии соответствует точка  $A''$ , см. рис.2). Из рис.2 видно, что при последовательном действии электрического поля и рассеяния на оптическом фононе электроны с импульсами, направленными в начальный момент под углом  $\theta_0 > \theta_0^{(A)}$  замедляются, а при  $\theta_0 < \theta_0^{(A)}$  ускоряются. Угол  $\theta_0^{(A)}$  определяется

из условия  $P_0 = P_0''$

$$\cos \theta_0^{(A)} = \frac{2m_e \hbar \omega_0 - (e \mathcal{E} \tau)^2}{2P_0 e \mathcal{E} \tau} . \quad (9)$$

Рассмотрим процесс переноса электронов при последующих актах действия поля и рассеяния на оптических фоновых фотонах. Для количественной оценки поляризации электронов, входящих в вакуум, и для качественного понимания процесса переноса приближенно будем считать, что в каждом  $n$ -м акте рассеяния электрона на фотоне угол рассеяния  $\gamma_n \approx 0$ . Кроме того, будем считать, что  $\tau$  не зависит от энергии электронов и имеет порядок  $10^{-13}$  с [7].

Из законов сохранения энергии и импульса для последующих актов рассеяния получаются рекуррентные соотношения

$$P_{n+1}^2 = P_n^2 + 2 \Delta P P_n \cos \theta_n + (\Delta P)^2 - 2m_e \hbar \omega_0 , \quad (10)$$

$$\cos^2 \theta_{n+1} = \frac{(P_n \cos \theta_n + \Delta P)^2}{P_{n+1}^2 + 2m_e \hbar \omega_0} . \quad (11)$$

Для анализа поведения импульсов электронов со временем в зависимости от начальных значений величин импульсов и их углов удобно соотношения (10) и (11) заменить приближенно соответствующими дифференциальными уравнениями

$$\frac{dP}{dt} = \frac{\Delta P}{\tau} n_{\parallel} - \frac{2m_e \hbar \omega_0 - (\Delta P)^2}{2\tau P} , \quad (12)$$

$$\frac{dn_{\parallel}}{dt} = \frac{\Delta P}{\tau} (1 - n_{\parallel}^2) \cdot \frac{(2n_{\parallel} P + \Delta P)}{2n_{\parallel} (P^2 + 2m_e \hbar \omega_0)} ; \quad (13)$$

где  $n_{||} \equiv \cos \theta$ ,  $\theta$  - угол между  $\vec{p}$  и  $\vec{p}_{||}$ . Уравнения (I2) и (I3) не интегрируются в общем виде. Однако, проводя качественный анализ системы, возможно исследовать поведение интегральных кривых и найти некоторые характерные для задачи точки этих кривых.

Система уравнений (I2), (I3) с явно не зависящими от времени  $t$  правыми частями удовлетворяет условиям теоремы существования и единственности решений в области  $0 < p < \infty$ ,  $0 \leq \theta < \frac{\pi}{2}$  в плоскости  $P_{\perp}$ ,  $P_{||}$  [I0]. Вследствие этого решения системы не имеют общих точек в этой области. Отметим, что из-за осевой симметрии распределения по импульсам электронов и направленности поля  $\mathcal{E}$  вдоль оси симметрии достаточно ограничиться рассмотрением указанной области. Как следует из (I2) и (I3), в плоскости  $P_{\perp}$ ,  $P_{||}$  существует единственное решение  $\tilde{n}_{||}(t)$ ,  $\tilde{p}(t)$ , такое, что при  $t \rightarrow \infty$   $\tilde{n}(t) \rightarrow 1$ , а  $\tilde{p}(t)$  асимптотически стремится (при заданном поле  $\mathcal{E}$ ) к постоянной (рис.3)

$$P_B = \frac{2m_e \hbar \omega_0 - (\Delta p)^2}{2 \cdot \Delta p} \quad (I4)$$

Найдем теперь области, где  $\frac{dW}{dt} > 0$ ,  $\frac{dW}{dt} < 0$  и  $\frac{dW}{dt} = 0$ . Для этого удобно преобразовать (I2) к виду

$$\frac{dW}{dt} = \frac{e\mathcal{E}P_{||}}{m_e} - \frac{2m_e \hbar \omega_0 - (e\mathcal{E}\tau)^2}{2\tau m_e} = \frac{e\mathcal{E}}{m_e} [P_{||}(t) - P_B]. \quad (I5)$$

Из условия  $\frac{dW}{dt} = 0$  находим  $P_{||}(t) \equiv P(t) n_{||}(t) = P_B$ .

Таким образом, условие  $dW/dt = 0$  для всех моментов времени выполняется на прямой АВ (рис.3). Из (15) видно, что справа от АВ при  $P_{||}(t) > P_B$   $dW/dt > 0$  (область ускорения электронов), а слева от АВ при  $P_{||}(t) < P_B$   $dW/dt < 0$  (область замедления электронов). Заметим, что тот же вывод следует непосредственно из уравнений (10), (11), при  $P_n = P_{n+1}$ .

Из условия  $0 < P_B < P_0$  (или  $0 < \cos \theta_0^{(A)} < 1$ , см (9)) определяются границы поля  $\mathcal{E}$

$$P_0 \left[ \left( 1 + \frac{\hbar \omega_0}{W_0} \right)^{1/2} - 1 \right] < e \mathcal{E} t < (2m_e \hbar \omega_0)^{1/2}. \quad (16)$$

Из вышесказанного следует, что электроны с начальными импульсами  $P_0$  и углами  $\theta_0 < \theta_0^{(A)}$  будут только ускоряться. Анализ уравнений (12), (13) показывает, что электроны с  $P_0$  и  $\theta^{(C)} < \theta_0 < \frac{\pi}{2}$  со временем замедляются и опускаются на дно зоны проводимости, а электроны с  $P_0$  и  $\theta_0^{(A)} < \theta_0 < \theta^{(C)}$  сначала замедляются до линии АВ, затем ускоряются (рис.3). Действительно, так как единственное асимптотическое решение на оси  $P_{||}$ , отличное от нуля, есть точка  $P_B$  и  $p_{||}(t)$  монотонно стремится к единице, то в силу единственности решений уравнений (12), (13) величины импульсов  $P(t)$  с начальными значениями  $P_0$  и  $\theta^{(C)} < \theta_0 < \frac{\pi}{2}$  монотонно стремятся к нулю. В области САВ (рис.3) поведение импульсов обусловлено аналогичными причинами. Изображенные на рис.3 кривые, описывающие поведение импульсов, получены на основе численных решений уравнений (10), (11) при фиксированном поле  $\mathcal{E}$ .

Если для электронов, выходящих в вакуум, имеется порог по энергии со значением  $W_0$ , то, как ясно из рис.3, только элек-

троны с начальными импульсами  $P_0$  и углами  $\theta_0 < \theta^{(c)}$  будут выходить в вакуум.

Для определения  $\theta^{(c)}$  из (I2) и (I3) исключим  $n_{||}$ , введя переменную  $\xi(t) = \frac{W(t)}{W_0}$ , получим уравнение для  $\xi(t)$ , явно не зависящее от времени. Далее, производя замену  $\dot{\xi} = \frac{d\xi}{dt} = \frac{R(\xi)}{\tau}$ , получим следующее уравнение относительно  $R(\xi)$

$$2(\xi + \delta)R \cdot R' + \delta(1 - \frac{R}{\xi})(R + \delta - \lambda^2) = 4\lambda^2 \cdot \xi \cdot \frac{R + \delta}{R + \delta - \lambda^2}, \quad (I7)$$

где введены обозначения  $\delta = \hbar\omega_0/W_0$ ,  $\lambda = \Delta P/P_0$ ,  $R'(\xi) = dR(\xi)/d\xi$ . В точке В  $\dot{P}_B = 0$ , поэтому  $R(\xi_B) = \dot{\xi}_B \tau = 2P_B \dot{P}_B \tau / P_0^2 = 0$  ( $\xi_B = P_B^2/P_0^2$ ). В силу того, что значение  $R(\xi_B) = 0$  известно, будем искать частное решение (I7), соответствующее единственной кривой, проходящей через точку В (см. рис.3), в виде сходящегося ряда

$$R(\xi) = R(\xi_B) + R'(\xi_B)(\xi - \xi_B) + \frac{R''(\xi_B)}{2!}(\xi - \xi_B)^2 + \dots, \quad (I8)$$

где  $R'(\xi_B)$ ,  $R''(\xi_B)$ , ... находятся последовательным дифференцированием уравнения (I7) с использованием условия  $R(\xi_B) = 0$ .

Сходимость ряда (I8) обусловлена, во-первых, однозначностью

$R(\xi)$  на СВ, во-вторых, условием  $0 < \xi - \xi_B < 1$  и ограниченностью производных  $R'(\xi)$ ,  $R''(\xi)$ , ... на СВ.

Для момента  $t = 0$  из (I2), используя (9) и соотношение  $\dot{P}(0) = \frac{\dot{\xi}(0)P(0)}{2} = \frac{P(0)R(1)}{2\tau}$ , получим

$$\cos \theta^{(c)} = n_{||}^{(c)}(0) = \cos \theta_0^{(A)} + \frac{P_0 \cdot R(1)}{2eE\tau}. \quad (I9)$$

В (I9) учтено, что в точке С (см. рис.3)  $\xi(0) = 1$ . Значение

$R(1)$  может быть найдено из (18) с любой степенью точности. Учитывая, что  $\xi_B = P_e^2 / P_0^2 = \cos^2 \theta_0^{(A)}$  и подставляя  $R(1)$  в (19), получим

$$\cos \theta^{(c)} = \cos \theta_0^{(A)} + \frac{1}{2\lambda} \left[ R'(\xi_B) \sin^2 \theta_0^{(A)} + R''(\xi_B) \sin^4 \theta_0^{(A)} + \dots \right]. \quad (20)$$

В интересующей нас области  $\lambda \ll 1$  и  $\delta \ll 1$  в (20) можно ограничиться двумя членами, содержащими  $R'(\xi_B)$  и  $R''(\xi_B)$ , которые приближенно равны

$$R'(\xi_B) \approx -4 \cdot \frac{\lambda^2}{\delta}, \quad (21)$$

$$R''(\xi_B) \approx \frac{64}{5} \cdot \frac{\lambda^4}{\delta^3}. \quad (22)$$

При вычислении  $R'(\xi_B)$  использовано то обстоятельство, что на всей линии СВ  $R'(\xi) < 0$ . Это следует из того, что в точке С  $\dot{\xi} < 0$ , а в точке В  $\dot{\xi} = 0$ , поэтому на линии СВ  $\ddot{\xi} = R'(\xi) \geq 0$ , т.е.  $R'(\xi) < 0$ . Подставляя (21) и (22) в (20), окончательно получим

$$\cos \theta^{(c)} \approx \cos \theta_0^{(A)} - \frac{2\lambda}{\delta} \sin^2 \theta_0^{(A)} + \frac{16}{5} \left( \frac{\lambda}{\delta} \right)^3 \sin^4 \theta_0^{(A)}. \quad (23)$$

Из (9) и (23) видно, что при уменьшении поля  $\mathcal{E}$  значения углов  $\theta^{(c)}$  и  $\theta_0^{(A)}$  убывают (при этом всегда  $\theta^{(c)} > \theta_0^{(A)}$ ), разность между  $\theta^{(c)}$  и  $\theta_0^{(A)}$  уменьшается и при  $\mathcal{E} \rightarrow \mathcal{E}_{\min} = \frac{P_0}{e\tau} \left[ \left( 1 + \frac{\hbar\omega_0}{W_0} \right)^{1/2} - 1 \right]$   $\theta^{(c)} \rightarrow 0$ ,  $\theta_0^{(A)} \rightarrow 0$ . Из законов сохранения энергии и импульса электрона при действии поля и излучении оптического фотона для импульса  $q_x$  фотона получа-

ем

$$q_n = |\vec{P}_n + e\vec{\mathcal{E}}\tau| \cdot \left[ 1 - \left( 1 - \frac{2m_e \hbar \omega_0}{|\vec{P}_n + e\vec{\mathcal{E}}\tau|^2} \right)^{1/2} \right]. \quad (24)$$

В силу действительности  $q_n$  из (24) следует, что  $(\vec{P}_n + e\vec{\mathcal{E}}\tau)^2 \geq 2m_e \hbar \omega_0$  или  $q_{\max} \leq (2m_e \hbar \omega_0)^{1/2} = P_0 \cdot \delta^{1/2}$  (рис.3.). Это означает, что излучение оптических фононов возможно в области импульсов электронов  $P \geq q_{\max}$ .

### 3. Оптимальные значения электрического поля

Ввиду особенности спин-импульсной корреляции возбужденных электронов на уровнях  $W_h$  и  $W_e$ , как это видно из (1) и (2), возникает необходимость задержки электронов на уровне  $W_e$ . Найдем область значений поля  $\mathcal{E}$ , в которой это условие выполнимо. Из (14) видно, что  $P_0$  не зависит от энергии электрона. Поэтому для замедления электронов на уровне  $W_e$  необходимо, как это видно из рис.3, выполнение условия

$$P_0^e \leq P_0 \quad (25)$$

Условие (25) определяет верхнюю границу поля  $\mathcal{E}$

$$e\mathcal{E}\tau \leq P_0^e \left[ \left( 1 + \frac{\hbar \omega_0}{W_0^e} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (26)$$

которая меньше, чем  $(2m_e \hbar \omega_0)^{1/2}$  (см. (16)). Реально верхняя граница поля  $\mathcal{E}$  определится величиной напряженности пробоя  $\mathcal{E}_{\text{пр}} \approx 3,5$  кВ/см [11], которая меньше  $\frac{P_0^e}{e\tau} \left[ \left( 1 + \frac{\hbar \omega_0}{W_0^e} \right)^{1/2} - 1 \right] \approx 4,2$  кВ/см

при  $W_0^e = 0,15$  эВ.

Из (16) видно, что с уменьшением  $W_0$   $\mathcal{E}_{\min} = \frac{P_0}{e\tau} \left[ \left(1 + \frac{\hbar\omega_0}{W_0}\right)^{1/2} - 1 \right]$  растёт, но, с другой стороны,  $\mathcal{E}_{\min} < \mathcal{E}_{\text{пр}}$ , что налагает ограничение снизу на  $W_0$ .

$$W_0 > \frac{1}{2m_c} \left[ \frac{2m_c \hbar\omega_0 - (e\tau \mathcal{E}_{\text{пр}})^2}{2e\tau \mathcal{E}_{\text{пр}}} \right]^2 = W_0^{\min}. \quad (27)$$

В частности, при  $\mathcal{E}_{\text{пр}} = 3,5$  кВ/см из (27) следует, что  $W_0 > 0,23$  эВ =  $W_0^{\min}$ .

При достижении ускоряемыми электронами энергии  $W_0 \geq W_L = 0,31$  эВ ( $L$  - минимум расположен выше  $\Gamma$  - минимума на 0,31 эВ [12]) появляется вероятность перехода в  $L$  - долину, где подвижность электронов меньше. Однако при этом время переноса существенно не меняется. Из (15) видно, что можно выбрать  $W_0$  и  $\mathcal{E}$  так, чтобы энергия ускоряемых электронов за время переноса  $T$  в основной  $\Gamma$  - зоне не достигала бы значения  $W_L$ . Действительно, для времени  $T$  переноса электрона, возбужденного на расстоянии  $Z_0$  от поверхности кристалла, в области правее СВ (рис.3) имеем

$$Z_0 = \frac{1}{m_c} \cdot \int_0^T P_{\parallel}(t) dt > \frac{P_{\parallel}(0)}{m_c} \cdot T > \frac{P_0 \cos \theta^{(c)}}{m_c} \cdot T. \quad (28)$$

Неравенства в (28) обусловлены монотонным ростом  $P_{\parallel}(t)$  в области правее СВ. С другой стороны, для возбужденных электронов с начальными импульсами, направленными вдоль оси  $Z$ , из (15) находим

$$P(t) = P_0 + eEt - P_0 \ln \left[ \frac{P(t) - P_0}{P_0 - P_0} \right]. \quad (29)$$

Поскольку наименьшее время для достижения заданной энергии требуется ускоряемым электронам с  $n_{||}(0) = 1$ , то рожденные на глубине  $z_0$  электроны не попадут в  $L$ -зону, если  $T < t_L$  ( $t_L$  - время ускорения электрона до энергии  $W_L$ , определяемое из (29)). Для неравенства  $T < t_L$  с учетом (28) и (29) получаем требуемое условие

$$\frac{z_0 m_e}{P_0 \cos \theta^{(c)}} \ll \frac{P(t_L) - P_0 + P_0 \ln \left[ \frac{P(t_L) - P_0}{P_0 - P_0} \right]}{eE}. \quad (30)$$

При начальных энергиях возбужденного электрона в пределах  $W_0^{\min} < W_0 < W_L$  условие (30) всегда выполняется при соответствующем выборе поля  $E > E_{\min}$ . Например, при  $W_0 = 0,3$  эВ  $z_0 = 0,5$  мкм (30) выполняется для  $E < 3,2$  кВ/см.

#### 4. Поляризация пучка электронов

Поляризацию  $\mathcal{P}$  пучка электронов, выходящих в вакуум, вычисляем, учитывая, что, во-первых, спин электрона при излучении продольного оптического фотона не меняется [4], во-вторых, в вакуум выходят только электроны в телесном угле  $\Omega^{(c)}$  с  $\theta < \theta^{(c)}$ . С другой стороны, при интересующих нас значениях электрических полей изменение спина каждого электрона пренебрежимо мало. Считая также другие механизмы спиновой релаксации несущественными, для оценки  $\mathcal{P}$  будем принимать, что в процессе переноса эми-

тируемых электронов поляризация  $\mathcal{P}$  не меняется со временем. Благодаря этому  $\mathcal{P}$  вычисляем в начальный момент времени по начальному распределению (3)

$$\mathcal{P} = \frac{\int_{\Omega^{(c)}} \zeta_{\parallel} F d\Omega}{\int_{\Omega^{(c)}} F d\Omega} = \frac{2(1 + \cos\theta^{(c)} + \cos^2\theta^{(c)})}{4 + \cos\theta^{(c)} + \cos^2\theta^{(c)}} \quad (31)$$

При вычислении (31) использована формула (1) и осевая симметрия функции распределения  $F$  вдоль направления распространения света. Интеграл  $\int_{\Omega^{(c)}} F d\Omega$  есть число частиц  $N$  в телесном угле  $\Omega^{(c)}$

$$N = \int_{\Omega^{(c)}} F d\Omega = \pi F_0 (1 - \cos\theta^{(c)}) (4 + \cos\theta^{(c)} + \cos^2\theta^{(c)}) \quad (32)$$

На рис.4 приведена зависимость поляризации пучка электронов от угла  $\theta^{(c)}$ .

При расчете поляризации пучка принималось, что вклад в  $\mathcal{P}$  одинаков для электронов, возбужденных на разных расстояниях от поверхности кристалла. На самом деле  $\mathcal{P}$  пучка будет несколько выше из-за того, что электроны с начальными импульсами на СЯ (рис.3) могут давать вклад, если они возбуждены на расстояниях, для которых времена переноса достаточны для ускорения до энергии выше энергии барьера. Это соответствует в формуле (31) выбору угла  $\theta < \theta^{(c)}$ , что приводит к увеличению поляризации пучка.

Из формул (31) и (32), исключая  $\cos\theta^{(c)}$ , найдем зависимость  $N/N^*$  от  $\mathcal{P}$

$$\frac{N}{N^*} = \frac{3}{4(2-P)} \cdot \left\{ 3 - \left[ \frac{3(5P-2)}{2-P} \right]^{1/2} \right\},$$

где  $N^*$  - число частиц при  $\theta^{(c)} = \frac{\pi}{2}$ , соответствующее  $P = 0,5$ . На рис.5 приведен график зависимости  $P$  от  $N/N^*$ . Из графика видно, что увеличение  $P$  сопровождается уменьшением  $N/N^*$ , например, при  $N/N^* = 0,5$   $P \approx 0,8$ . В отсутствие поля, как известно, перенос электронов зоны проводимости осуществляется за счет диффузии, а квантовый выход составляет 0,1 - 5% [2]. Присутствие сильного электрического поля приводит к появлению дрейфа электронов, что намного сокращает времена переноса. Нетрудно показать, что вследствие этого квантовый выход может увеличиться на порядок и больше. Следовательно, можно получать электроны с высокой степенью поляризации  $P$  и токами, превышающими их значения в отсутствие поля.

Таким образом, показано, что введение поля порядка 3 кВ/см, выбор концентрации  $N_a < 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и наличие положительного электронного сродства на границе  $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , равного  $W_0 = \hbar\omega - E_g > W_0^{\text{min}}$ , позволяют получать при фотоэмиссии из  $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с ОЭС высокополяризованный электронный пучок достаточной интенсивности. При этом с ростом поля - ризации  $P$  число эмитированных электронов уменьшается. Вместе с тем существует область значений поля, где величина  $P$  остается высокой, а токи превышают их значения в отсутствие поля.

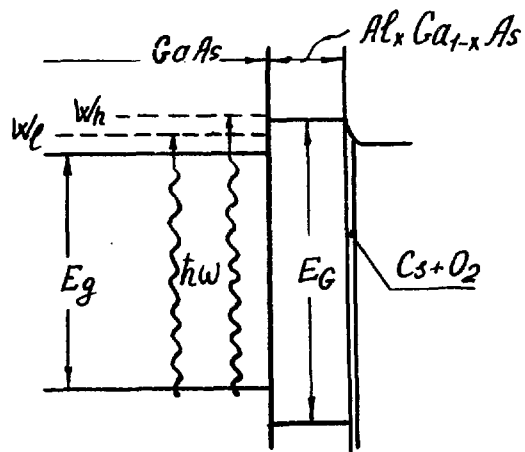


Рис. I

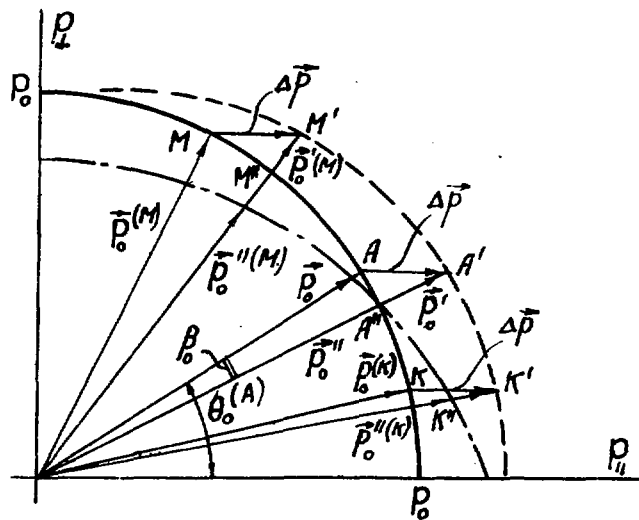


Рис. 2

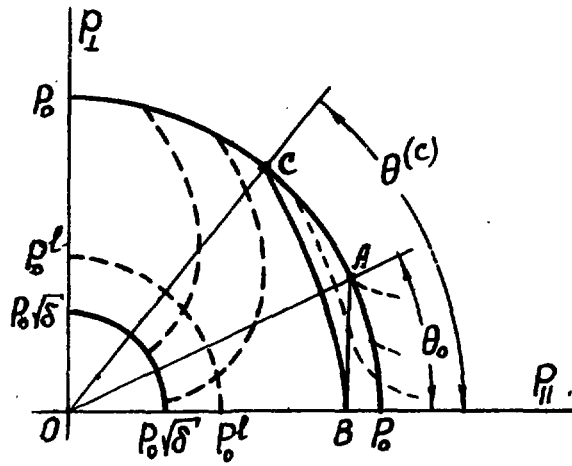


Рис.3

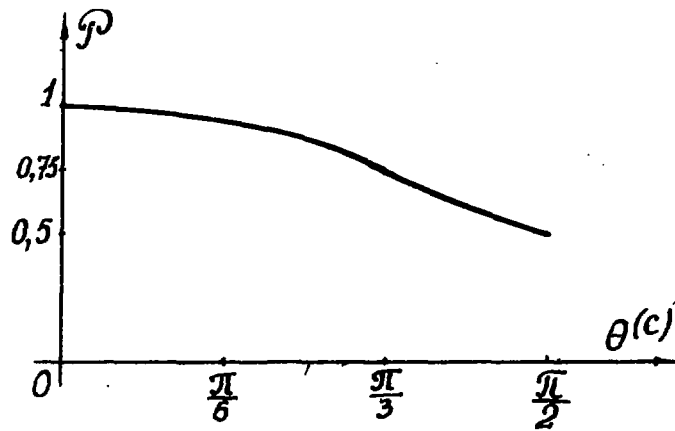


Рис.4

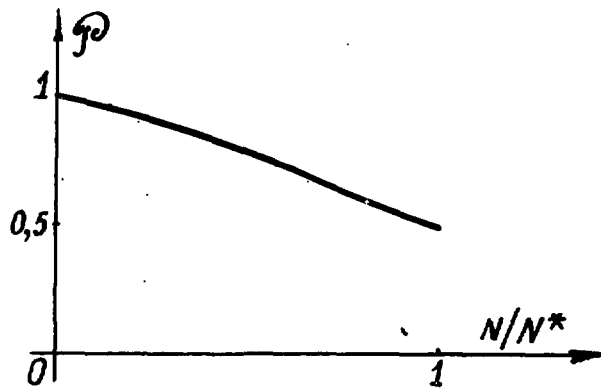


Рис.5

## ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1 Энергетическая диаграмма соединения  $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$  при возбуждении электронов светом.

Рис.2 Изменение импульсов электронов под действием электрического поля и из-за рассеяния на оптическом фононе при  $\chi = 0$  в плоскости  $P_{||}$ ,  $P_{\perp}$ .  $P_{||}$ ,  $P_{\perp}$  - импульсы электронов, параллельный и перпендикулярный оси  $z$ , соответственно.

Рис.3 Поведение импульсов электронов в плоскости  $P_{||}$ ,  $P_{\perp}$ .

Рис.4 Зависимость поляризации пучка электронов  $\mathcal{P}$  от  $\theta^{(e)}$ .

Рис.5 Зависимость поляризации пучка электронов  $\mathcal{P}$  от  $N/N^*$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Труды УП Международного симпозиума по спиновым явлениям в физике высоких энергий. Протвино 22-27 сентября 1986, Серпухов, 1987.
2. Sinclair C.K. Report on the May 1983 Polarized Electron Source Workshop at SLAC, SLAC-PUB-3505, A, 1984.
3. Alvarado S.F., Ciccaci K., Campagna M. GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As Superlattices as Sources of Polarized Photoelectrons. Appl. Phys. Lett., 1981, vol. 39, p.615-617.
4. Гантмахер В.Ф., Левинсон И.Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М.: Наука, 1984.
5. Дербенев Я.С., Меликян Р.А. Принудительная эмиссия фотовозбужденных поляризованных электронов из GaAs. Препринт ЦНИИатоминформ, ЕФИ-862(13)-86, Ереван, 1986.
6. Дымников В.Д., Дьяконов М.И., Перель В.И. Анизотропия импульсного распределения фотовозбужденных электронов и поляризация горячей люминесценции в полупроводниках. ЖЭТФ, 1976, т.71, вып.6(12), с.2373-2380.
7. Захарченя Е.М., Мирлин Д.Н., Перель В.И., Решина И.И. Спектр и поляризация фотолуминесценции горячих электронов в полупроводниках. УФН, 1982, т.136, вып.3, с.459-499.
8. Дьяконов М.И., Перель В.И., Лосиевич И.Н. Эффективный механизм энергетической релаксации горячих электронов в полупроводниках p - типа. ФТП, 1977, т.11, вып.7, с.1364-1370.
9. Меликян Р.А., Торикиан Л.Г. Эмиссия фотовозбужденных поляризованных электронов в пьезоэлектрическом поле GaAs. Препринт ЦНИИатоминформ, ЕФИ-947(98)-86, Ереван, 1986.

10. Эльсгольц Л.Э. Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление. М.: Наука, 1969.
11. Смит Р. Полупроводники. М.: Мир, 1982.
12. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984, т.2.

Рукопись поступила 10 февраля 1988 г.

Р.А.МЕЛИКЯН, Л.Г.ТОРИКЯН

О ВОЗМОЖНОСТИ ФОТОЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

ИЗ GaAs -  $\text{As}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

---

Подписано в печать 10/У-88г.

ВФ-03897      Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч.изд.л. I,0

Тираж 299 экз.      Ц. 15 к.

Зак.тип. 202

Индекс 3624

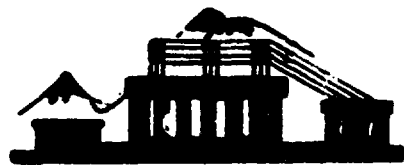
---

Отпечатано в Ереванском физическом институте

Ереван 36, Маркаряна 2

The address for requests:  
Information Department  
Yerevan Physics Institute  
Markaryan St., 2  
Yerevan, 375036  
Armenia, USSR

индекс 3624



**ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**