

индекс 3624



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Препринт ЕФИ-947(98)-86

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Р.А.МЕЛИКЯН, Л.Г.ТОРИКЯН

ЭМИССИЯ ФОТОВОЗБУЖДЕННЫХ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ
ЭЛЕКТРОНОВ В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ GaAs

ЦНИИатоминформ

ЕРЕВАН-1986

Նախնատիպ ԵՖՄ-947(98)-86

Ռ.Ա. ՄԵԼԻԿՅԱՆ, Լ.Գ. ԹՈՐԻԿՅԱՆ

ՖՈՏՈԳՐԱԿՐՈՎԱԾ ԲԵՎԵՐԱԼՅՈՎԱԾ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԸՄԻՍԻԱՆ **GaAs**-ի
ՊԻԵՋԱԷԼԵԿՏՐԻԿԱԿԱՆ ՊԱՇՏՈՒՄ

Դիտարկված է բևեռացված էլեկտրոնների Ֆոտոէմիսիան բացասական էլեկտրոնային հարակցությամբ **GaAs** -ից բյուրեղի միառանցքային մնշման դեպքում: Եռլյց է տրված, որ որոշակի ուղղությամբ 200 կգ/սմ^2 կարգի մնշման դեպքում առաջանում է Ֆոտոգրգոված բևեռացված էլեկտրոնների շերմայնացման կանխման և դեպի կիսահղորդչի մակերեսը արագ տեղափոխման համար բավարար պիեզաէլեկտրական դաշտ, որը բերում է րվանտային ելքի և Ֆոտոկատոդի արդյունավետ գործողության ժամանակի մեծացման:

Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ
Երևան 1986

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИИтоинформ) 1985г.

Препринт ЕФИ-947(98)-86

УДК 621.3.038.612

Р.А. МЕЛИКЯН, Л.Г. ТОРИКЯН

ЭМИССИЯ ФОТОВОЗБУЖДЕННЫХ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ
ЭЛЕКТРОНОВ В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ **GaAs**

Рассматривается фотоэмиссия поляризованных электронов из p -**GaAs** с отрицательным электронным сродством при одном осном давлении кристалла. Показано, что при давлении порядка 200 кг/см^2 в определенном направлении возникает пьезоэлектрическое поле, достаточное для предотвращения термализации фотозвужденных поляризованных электронов и их быстрого переноса к поверхности полупроводника, что приводит к увеличению квантового выхода и времени эффективного действия фотокатода.

Ереванский физический институт
Ереван 1986

R.A.MELIKYAN, L.G.TORIKYAN

EMISSION OF PHOTOEXCITED POLARIZED
ELECTRONS IN THE PIEZOELECTRIC FIELD
OF GaAs

The photoemission of polarized electrons from p -GaAs with negative electron affinity under uniaxial pressure of the crystal has been considered. It was shown, that for pressures of the order of 200 Kg/cm^2 in definite direction there arose a piezoelectric field sufficient for the prevention of thermalization of photoexcited polarized electrons and for their rapid transfer to the semiconductor surface. This results in the increase of quantum yield and of the time of effective performance of the photocathode as well.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1986

В работе [1] рассматривалось влияние внешнего электрического поля на эмиссию фотовозбужденных поляризованных электронов. При отсутствии электрического поля перенос фотовозбужденных поляризованных электронов к поверхности кристалла происходит, в основном, за счет процесса диффузии, а выход электронов в вакуум обеспечивается применением сильно легированного полупроводника p -типа и созданием на поверхности отрицательного электронного сродства.

Приложение к кристаллу внешнего электрического поля (порядка 3 кв/см в объеме полупроводника) предотвращает термализацию фотовозбужденных электронов и обеспечивает быстрый перенос к поверхности полупроводника, что приводит к увеличению квантового выхода и времени эффективного действия фотокатода.

С другой стороны, GaAs является пьезоэлектриком [2]. Наличие пьезоэлектрического эффекта в GaAs указывает на возможность использования пьезоэлектрического поля для принудительной эмиссии фотовозбужденных поляризованных электронов.

Ниже показано, что использование пьезоэффекта позволяет получать те же поля внутри полупроводника и избавляет от необ-

ходимости применения внешних полей большой величины, приводящих к увеличению объема вакуумной камеры с ультравысоким вакуумом порядка $10^{-10} - 10^{-11}$ мм рт.ст.

Эмиссия фотовозбужденных электронов в пьезоэлектрическом поле отличается от эмиссии электронов во внешнем поле тем, что пьезоэлектрическое поле сосредоточено внутри полупроводника. Благодаря этому воздействие остаточных ионов на активированную цезием и кислородом поверхность кристалла может значительно уменьшиться.

Оценка пьезоэлектрического поля кристалла при одноосном давлении

В общем случае уравнения состояния пьезоэлектрической среды, как известно, имеют вид [2]

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \epsilon_{kl} - \beta_{nij} E_n, \quad (1)$$

$$D_i = \beta_{ikl} \epsilon_{kl} + \epsilon_0 \epsilon_{in} E_n, \quad (2)$$

где σ_{ij} - компоненты тензора напряжения, ϵ_{kl} - компоненты тензора деформации, β_{nij} - компоненты тензора пьезоэлектрической постоянной, C_{ijkl} - компоненты тензора модуля упругости, E_n - компоненты вектора электрического поля, D_i - компоненты вектора электрической индукции, ϵ_{in} - компоненты тензора диэлектрической постоянной при неизменной деформации, ϵ_0 - электрическая постоянная.

Симметрия кристалла, как известно, налагает ограничения на систему коэффициентов C , ϵ и β . GaAs относится к кубической системе кристаллов и имеет формулу симметрии решетки

43m.

Используя общепринятую схему обозначений для тензоров

$$\begin{array}{ll} II \rightarrow I & 23 = 32 \rightarrow 4 \\ 22 \rightarrow 2 & 13 = 31 \rightarrow 5 \\ 33 \rightarrow 3 & 12 = 21 \rightarrow 6 \end{array}$$

и структуру тензоров C , ϵ и β для GaAs, удобно для решения поставленной задачи систему (1), (2) записать в следующем виде

$$\begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ C_{12} & C_{12} & C_{11} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & C_{44} & \cdot & \cdot & -\beta_{14} & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & C_{44} & \cdot & \cdot & -\beta_{14} & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & C_{44} & \cdot & \cdot & -\beta_{14} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \beta_{14} & \cdot & \cdot & \epsilon_0 \epsilon_{11} & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \beta_{14} & \cdot & \cdot & \epsilon_0 \epsilon_{11} & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \beta_{14} & \cdot & \cdot & \epsilon_0 \epsilon_{11} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \\ U_4 \\ U_5 \\ U_6 \\ E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \\ D_1 \\ D_2 \\ D_3 \end{pmatrix} \quad (3)$$

Здесь для компактности нулевые элементы матрицы обозначены точками. Из (3) легко находим зависимость пьезоэлектрического поля E_i от напряжения σ_j и индукции D_i :

$$E_i = -\beta_{14} \sigma_{i+3} + \frac{D_i}{\epsilon_0 \epsilon_{11} (1 + K_{14}^2)}, \quad (4)$$

где K_{14} - коэффициент электромеханической связи,

$$K_{14}^2 = \frac{\bar{\beta}_{14}^2}{\epsilon_0 \epsilon_{11} C_{44}},$$

$$\bar{\beta}_{14} = \frac{\beta_{14}}{\epsilon_0 \epsilon_{11} C_{44} (1 + K_{14}^2)}.$$

Эффектом экранирования пьезоэлектрического поля, возникающим за счет пространственного перераспределения генерируемых светом электронно-дырочных пар при интересующих нас малых плотностях тока эмиссии, как показано ниже, можно пренебречь.

Из (4) видно, что в системе координат (x_1, x_2, x_3) , оси которой совпадают с осями симметрии кристалла GaAs, при

$D_i = 0$ возможен только сдвиговый пьезоэлектрический эффект. Действительно, если, например, свет падает перпендикулярно к поверхности кристалла вдоль оси x_1 , то для получения пьезоэлектрического поля в том же направлении E_1 необходимо приложить касательное напряжение σ_4 .

Ввиду трудности практического осуществления однородного сдвигового напряжения удобнее пользоваться методом, идея которого заключается в возможности замены сдвигового напряжения нормальным [4].

Пусть образец вырезан так, что его боковые грани перпендикулярны к осям x'_2, x'_3 новой системы координат, повернутой вокруг оси $x_1 = x'_1$ на угол φ . При $D_i = 0$ в общем случае соотношение (4) можно записать в виде

$$E_i = -\bar{\beta}_{ijk} \sigma_{jk} \quad (5)$$

Тогда в системе координат (x'_1, x'_2, x'_3) (5) приобретает вид

$$E'_i = -\bar{\beta}'_{ijk} \sigma'_{jk}, \quad (6)$$

где

$$E'_i = \alpha_{ji} E_j,$$

$$\bar{\beta}'_{ijk} = \alpha_{mi} \alpha_{nj} \alpha_{lk} \bar{\beta}_{mnl},$$

$\alpha_{p,\tau} = \cos(x_p, x'_\tau)$ — косинус угла между p -й старой и τ -й новой осями координат. Учитывая структуру тензора $\bar{\beta}_{mnl}$, для $\bar{\beta}'_{ijk}$ получим выражение

$$\begin{aligned} \bar{\beta}'_{ijk} = & \frac{1}{2} [\alpha_{1i} (\alpha_{2j} \alpha_{3k} + \alpha_{3j} \alpha_{2k}) + \\ & + \alpha_{2i} (\alpha_{1j} \alpha_{3k} + \alpha_{3j} \alpha_{1k}) + \\ & + \alpha_{3i} (\alpha_{1j} \alpha_{2k} + \alpha_{2j} \alpha_{1k})] \bar{\beta}_{14}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\bar{\beta}_{14} = \bar{\beta}_{123}$.

Выбирая в (6) $\sigma'_{33} \neq 0$ и полагая все остальные компоненты $\sigma'_{ij} = 0$, для E'_i имеем

$$E'_i = -\bar{\beta}'_{i33} \sigma'_{33}. \quad (8)$$

Подставляя в (8) значение $\bar{\beta}'_{i33} = -\frac{\sin 2\varphi}{2} \bar{\beta}_{14}$, найденное из (7) и учитывая, что $E'_1 = E_1$, получим

$$E_1(\varphi) = \frac{1}{2} \bar{\beta}_{14} \sigma'_3 \sin 2\varphi.$$

Отсюда следует, что максимальное значение $E_1(\varphi)$ достигается при $\varphi = \pi/4$ и равно

$$E_1 = \frac{\bar{P}_{14} \bar{G}'_3}{2} \quad (9)$$

Для GaAs $\beta_{14} = 0,16$ Кл/м², $\epsilon_{II} = 12,5$; $G_{44} = 5,94 \cdot 10^{11}$ дин/см² [3]. Используя эти данные, при давлении $\bar{G}'_3 = 200$ кг/см² из (9) получим $E_I = 3 \cdot 10^3$ В/см.

Кинетика переноса заряда в пьезоэлектрическом поле GaAs

Известно, что валентная зона GaAs характеризуется четырехкратно вырожденным состоянием $J = \frac{3}{2}$ и двукратно вырожденным состоянием $J = \frac{1}{2}$, расположенным на $\Delta = 0,34$ эВ ниже. Состояния с $J = 3/2$ расщепляются по величине проекции момента $M_J = \pm 3/2$ (зона тяжелых дырок - h) и $M_J = \pm 1/2$ (зона легких дырок - l).

При облучении кристалла циркулярно поляризованным светом с энергией $E_g < \hbar\omega < E_g + \Delta$ электроны, возбужденные из валентной зоны с $J = 3/2$ в зону проводимости полупроводника, оказываются поляризованными вследствие правил отбора оптических переходов [5].

Одноосное давление кристалла GaAs приводит к смещению энергетических зон. При этом уровень с $M_J = \pm 3/2$ смещается вниз, а уровень с $M_J = \pm 1/2$ - вверх [6,7]. Однако при интересующих нас давлениях порядка 200 кг/см², влиянием смещения энергетических зон на кинетику переноса и поляризацию фото-

возбужденных электронов можно пренебречь ввиду малости смещения ($< 10^{-3}$ эВ) [7].

Локальная нейтральность электронно-дырочных пар, генерируемых светом, со временем нарушается из-за пространственного перераспределения зарядов в пьезоэлектрическом поле E. Вследствие этого в приповерхностном слое полупроводника возникает экранирующее поле, оценку которого приведем ниже.

Ввиду того, что подвижность электронов проводимости μ_e гораздо больше подвижности дырок μ_h , плотность дырок n_g намного больше плотности электронов проводимости n_e и поведение экранирующего поля, в основном, определится плотностью дырок n_g .

Скорость фотогенерации электронно-дырочных пар на расстоянии x от поверхности раздела полупроводник-вакуум определяется выражением [8]

$$\dot{n}(x) = n_0 \alpha e^{-\alpha x}, \quad (10)$$

где n_0 - плотность потока падающих фотонов, α - коэффициент оптического поглощения, равный при энергии фотонов

$\hbar\omega = E_g + \Delta$ в GaAs $2 \cdot 10^4$ см⁻¹. Отражением света от поверхности пренебрегаем. Ограничимся столь малой величиной $\dot{n}(x)$, при которой экранирующее поле пренебрежимо мало по сравнению с полем E и приближенно можно считать скорость дырок равной $V_g = \mu_h E$. Тогда плотность дырок можно выразить через дырочный ток j_g

$$|e| n_g(x) = \frac{j_g(x)}{\mu_h E}. \quad (11)$$

Если длительность фотогенерации τ_ϕ больше времени переноса дырок $\tau_n = \beta/\mu_n E$ (β - толщина образца), то устанавливается стационарный режим, при котором

$$j_g(x) = |e| \cdot \int_0^x \dot{n}(x) dx = |e| n_0 (1 - e^{-\alpha x}). \quad (12)$$

В этом случае для определения экранирующего поля в образце воспользуемся известным выражением

$$\vec{E}^{(3)}(\vec{R}) = \frac{|e|}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \int_V n_g(\vec{r}) \cdot \frac{(\vec{R} - \vec{r}) dV}{|\vec{R} - \vec{r}|^3} \quad (13)$$

Здесь интегрирование производится по объему цилиндра V с высотой β и диаметром d , равным поперечнику светового пятна.

С использованием (11) и (12) из (13) находим приближенное значение экранирующего поля на оси цилиндра

$$E_x^{(3)}(x, 0, 0) = \frac{|e| n_0}{2\epsilon_0\epsilon\mu_n E} \left[2x - \beta + \sqrt{(x-\beta)^2 + \frac{d^2}{4}} - \sqrt{x^2 + \frac{d^2}{4}} \right]. \quad (14)$$

Таким образом, для стационарного режима, полагая $\beta = d$, из (14) находим оценку экранирующего поля в приповерхностном слое $x = \alpha^{-1}$

$$E_x^{(3)}(\alpha^{-1}, 0, 0) = \frac{|e| n_0 \beta}{4\epsilon_0\epsilon\mu_n E}. \quad (15)$$

Область применения формул (12), (14) ограничена, как видно из (15), следующей величиной плотности потока

$$n_0 \ll \frac{4\epsilon_0\epsilon E^2 \mu_n}{|e| \cdot d}. \quad (16)$$

Рассмотрим нестационарный режим, когда

$$\frac{1}{\alpha V_g} \ll \tau_\phi \ll \frac{\beta}{V_g}$$

В этом случае, полагая в (14) $\beta = \tau_\phi V_g$ для экранирующего поля в приповерхностном слое α^{-1} , получим оценку

$$E_x^{(3)} = \frac{|e| \cdot n_0 (2\alpha^{-1} - \tau_\phi V_g)}{2\epsilon_0\epsilon\mu_n E}, \quad (17)$$

а для n_0 будем иметь ограничение

$$n_0 \ll \frac{2\epsilon_0\epsilon E^2 \mu_n}{|e| \cdot (2\alpha^{-1} - \tau_\phi V_g)}. \quad (18)$$

Отметим также, что при достаточно больших n_0 , таких, что все еще выполняется условие $E > E^{(3)}$, экранирующее поле дырок создает у облучаемой поверхности задерживающий электроны потенциал, который исчезает после прекращения облучения.

Приведем численные оценки. В стационарном режиме при $E = 3 \cdot 10^3$ В/см, $\mu_n = 500$ см²/В·с, $d = 0,2$ см имеем из (16) $n_0 \ll 6 \cdot 10^{17}$ /см²·с. Полагая, например, $n_0 = 10^{16}$ /см²·с, получим из (15) $E_x^{(3)} \approx 50$ В/см, из (12) $j = 1,6 \cdot 10^{-3}$ А/см². В нестационарном режиме, например, при $\tau_\phi V_g = 10\alpha^{-1}$ и тех же значениях E и μ_n получим из (18) $n_0 \ll 1,7 \cdot 10^{20}$ /см²·с. Полагая $n_0 = 10^{18}$ /см²·с, из (17) находим $E_x^{(3)} = 20$ В/см, $j = 0,16$ А/см². Очевидно, что при учете диффузии и рекомбина-

ции зарядов экранирующее поле еще более уменьшится.

Из приведенных оценок следует, что для преодоления пространственного заряда в вакууме достаточно приложить внешнее электрическое поле порядка нескольких сотен В/см.

Таким образом, при малых плотностях тока эмиссии пьезоэлектрическое поле может быть использовано для принудительной эмиссии поляризованных электронов. При этом благодаря относительно малой величине электрического поля в вакууме, ускоряющего остаточные ионы, воздействие последних на активированную поверхность заметно уменьшится.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дербенев Я.С., Меликян Р.А. Принудительная эмиссия фотовозбужденных поляризованных электронов из GaAs. Препринт ЦНИИатоминформ, ЕФИ-862(13)-86, Ереван, 1986.
2. Васильев В.С., Каневский И.Н. Ультразвуковые методы исследования пьезоэлектрических полупроводниковых материалов. Акустический журнал, 1970, т.16, вып.2, с.162-191.
3. Блистанов А.А., Бондаренко В.С., Чкалова В.В. и др. Акустические кристаллы. М.: Наука, 1982.
4. Шубников А.В., Желудев И.С., Константинова В.П., Сильвестрова И.М. Исследование пьезоэлектрических текстур. М.: - Д., АН СССР, 1955.
5. Дьяконов М.И., Перель В.И. О спиновой ориентации электронов при межзонном поглощении света в полупроводниках. ЖЭТФ, 1971, т.60, вып.5, с.1954-1965.
6. Обухов С.А., Рогачев А.А., Рудь Н.А. Спектры люминесценции одноосно деформированного арсенида галлия p-типа вблизи перехода Мотта. В кн. Физика соединений A³B⁵. Новосибирск, СО АН СССР, 1981, с.177-178.
7. Bhargava R.N., Nathan M.L. Stress Dependence of Photoluminescence in GaAs. Phys.Rev. 1967, vol.161, p.695-698.
8. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984, т.2

Рукопись поступила 4 ноября 1986 г.