

заряда в объеме $b^2 \cdot L$ в Si, b^2 –прилегающая к a^2 - нано гетеро переходу площадь на поверхности Si.

Интегрируя (1) с учетом граничных условий ($E = - \text{grad } \varphi$, при $x = R$ $E(R) = \varphi(R) = 0$), имеем

$$E = - d\varphi/dx = (\rho/\epsilon_{Si} \cdot \epsilon_0) \cdot (x - R) \quad (2)$$

$$\varphi = - (\rho/2 \cdot \epsilon_{Si} \cdot \epsilon_0) \cdot (R - x)^2. \quad (3)$$

На границе ОПЗ ($x=0$) поле принимает максимальные значения напряженности (E_0) и потенциала (φ_0) равные:

$$E_0 = e \cdot v \cdot N^2 / (\epsilon_{Si} \cdot \epsilon_0 \cdot b \cdot L) \quad \text{и} \quad \varphi_0 = e \cdot v \cdot N^3 / (2 \cdot \epsilon_{Si} \cdot \epsilon_0 \cdot L). \quad (4)$$

Напряженность E_0 является линейной функцией x , т.е. линейно уменьшается до нуля (при $x = R$) в глубь кремния, а φ_0 - квадратичная функция от x значительно быстрее уменьшается до нуля при $x = R = [2 \cdot \epsilon_{Si} \cdot \epsilon_0 \cdot b^2 \cdot L \cdot \varphi_0 / (e \cdot N \cdot v)]^{1/2}$.

Зная v - усреднённое количество электронов, находящееся в каждом слое, можно определить в пределах R и общее количество электронов ($N_2^+ = v \cdot N$), переходящих в PbX, N -число слоев, которых электроны покинули.

Между PbX и Si в результате образования гетероконтакта N_2^+ электронов переходят из Si в PbX и там в силу своей электроемкости $C = q/\varphi$ накапливают заряд: $q = e \cdot N_1^-$, N_1^- - количество электронов, которых может принять PbX. Естественно, что $N_1^- \geq N_2^+$ и равно:

$$N_1^- = 2 \cdot \epsilon_{PbX} \cdot \epsilon_0 \cdot a^2 \cdot \varphi_0 / (e \cdot d), \quad (5)$$

где, ϵ_{PbX} – диэлектрическая проницаемость PbX, $S = a^2$ и d поперечная сечения и толщина PbX. В работе получены зависимости $R(N)$, $E_0(N)$, $N_2^+(N)$.

Литература

1. Цой Броня. «Преобразователь Электромагнитного Излучения (Варианты), Патент в Евразийском патентном ведомстве. EP2405487 A1, (2012.08.30),
2. Цой Броня. «Способ изготовления пучкового перехода, пучковый преобразователь ЭМ излучения», Патент во всемир.орг.интеллект. собст., №WO 2011/040838 A2 (07.04.2011).
3. R. D. Schaller, V. I. Klimov, Phys. Rev. Lett. 92, 186601 (2004).
4. Schaller, R. D.; Petruska, M. A.; Klimov, V. I. Appl. Phys. Lett. 87, 253102 (2005)
5. Stancu V., Pentia E., Goldenblum A. et al. // Romanian Journal of Information Science and Technology. 2007. Vol. 10. № 1. Pp. 53–66.
6. Орешкин П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков. Учеб.пос. М., «Высш. Школа», 1977. 448 с.

ОДНОКВАНТОВЫЙ СДВИГОВЫЙ ФОТОТОК В n-GaP

Р.Я.Расулов¹, У.Исомадинова², Р.Р.Султонов², М.А.Маматова¹

¹ Ферганский государственный университет, ² Кокандский государственный педагогический институт

Аннотация: В данной работе исследуется фотонно-индуцированный механизм, ответственный за фотогальванический эффект сдвига (ЛФГЭ) в кристаллах фосфида галлия n-

типа (n-GaP). ЛФГЭ - это фотоэффект, приводящий к возникновению фототока в однородных пьезоэлектрических кристаллах при однородном освещении. Зависящая от поляризации плотность фототока (J) пропорциональна интенсивности света (I) и описывается феноменологической зависимостью, включающей вектор поляризации электромагнитных волн (P) и тензор ЛФГЭ (T). Два известных механизма ЛФГЭ, баллистический и сдвиговый, были идентифицированы и обсуждаются в ранней литературе. В этом отчете специально исследуется механизм фотонно-индуцированного сдвига в n-GaP, рассматривая смещение носителей вследствие прямых оптических переходов электронов между подзонами зоны проводимости, уделяя внимание «долинам» в энергетическом спектре кристалла.

Ключевые слова: фотогальванический эффект, фосфид галлия (GaP), однородные кристаллы, фотонный механизм, вектор поляризации, энергетический спектр, смещение носителя, электронные переходы, взаимодействие с подзонами, баллистический механизм, квантовые переходы, пьезоэлектрические кристаллы, зона проводимости.

Под линейным фотогальваническим эффектом (ЛФГЭ) понимают фотоэффект, обусловленный возникновением фототока в однородных пьезоэлектрических кристаллах при их однородном освещении. Поляризационная зависимость возникающего при этом плотности фототока (\vec{j}), пропорциональная к интенсивности света (I), описывается феноменологическим соотношением

$$j_{\alpha} = I \chi_{\alpha\beta\gamma} \frac{1}{2} (e_{\beta} e_{\gamma}^{*} + e_{\gamma} e_{\beta}^{*}) \quad (1)$$

Здесь \vec{e} - вектор поляризации электромагнитной волны, $\chi_{\alpha\beta\gamma}$ - тензор ЛФГЭ.

В настоящее время стало известным два механизма ЛФГЭ: баллистический механизм, обусловленный асимметрией процессов рассеяния, фотоионизации и рекомбинации [1-3] и сдвиговый механизм, связанный со смещением центра тяжести волновых пакетов фотовозбужденных электронов при квантовых переходах [4].

В этом сообщении рассматривается фотонный механизм сдвигового ЛФГЭ в фосфиде галлия n -типа¹, обусловленный смещением носителей при прямых оптических переходах электронов между подзонами зоны проводимости с учетом "горбы" подзоны X_1^C . n -GaP многодолинный полупроводник, экстремумы долин зоны проводимости которого расположены в точках X зоны Бриллюэна [6]

Впервые этот механизм рассмотрен в [5] в сферическом приближении в энергетическом спектре. Каждая долина зоны проводимости состоит из двух подзон X_1^C , X_3^C . Энергетический спектр электронов в этих подзонах определяется с помощью гамильтониана [6,9,8]

$$\hat{H}(k) = \begin{bmatrix} A_3 k_z^2 + B_3 k_{\perp}^2 + \Delta/2 & -iPk_z + Dk_x k_y \\ iPk_z + Dk_x k_y & A_1 k_z^2 + B_1 k_{\perp}^2 - \Delta/2 \end{bmatrix} \quad (2)$$

где $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$ - двумерный волновой вектор электронов, $A_{1,3}$, $B_{1,3}$, P , D - зонные параметры полупроводника, Δ - энергетический зазор между подзонами X_1^C и X_3^C в точке X зоны Бриллюэна. Согласно (2) энергетический спектр электронов в подзонах X_1^C и X_3^C описывается формулой:

¹ Аналогичным образом можно поступить в теллуре дырочной проводимости, валентная зона которого состоит из двух подзон, одна из которых имеет "горбообразную" структуру, к чему будет посвящена отдельная работа.

$$E_{1,3}(k) = \frac{1}{2} \left[(A_1 + A_3)k_z^2 + (B_1 + B_3)k_\perp^2 \right] \pm \frac{1}{2} \left\{ \left[(A_3 - A_1)k_z^2 + (B_3 - B_1)k_\perp^2 - \Delta \right]^2 + 4P^2k_z^2 + 4D^2k_x^2k_y^2 \right\}^{1/2} \quad (3)$$

В двухзонном сферическом приближении [7,8], т.е. при $A_1 \approx A_3 = A$, $B_1 \approx B_3 = B$ (3) преобразуется к виду

$$E_{1,3}(k) = Ak_z^2 + Bk_\perp^2 \pm \sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + P^2k_z^2 + D^2k_x^2k_y^2} \quad (4)$$

Волновые функции электронов вблизи точки X в базисе (2)

$$\psi_{x_1^c} = \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix}, \quad \psi_{x_3^c} = \begin{pmatrix} C_2 \\ -C_1 \end{pmatrix} \quad (5)$$

где $C_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 \pm \eta}$,

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{\Delta}{\sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + P^2k_z^2 + D^2k_x^2k_y^2}} \quad (6)$$

В дальнейших расчетах ограничимся вкладом в ток сдвигового ЛФГЭ электронов, у которых волновые вектора лежат в области $|2Dk_xk_y| \ll \Delta$, $2Pk_z$. Поэтому величину Dk_xk_y учитываем только в мезподзонаном матричном элементе оператора импульса. Потому что именно она ответственна за появление как баллистического [5,7], так и сдвигового ЛФГЭ в *n-GaP* Согласно (2)

$$ep_{31} = \frac{m_0}{\hbar} \left\langle x_3^c \left| e \frac{\partial H}{\partial k} \right| x_1^c \right\rangle = \frac{m_0}{\hbar} \left[iP e_z - \eta D (e_x k_y + e_y k_x) \right]. \quad (7)$$

Отметим, здесь, что для *n-GaP* энергетическая щель между подзонами зоны проводимости больше, чем энергии LO-фонона и средней тепловой энергии электронов. Поэтому бесфотонные реальные переходы термализованных электронов из подзоны X_1^C в X_3^C (и обратно) отсутствуют. Поэтому вклад в баллистический ЛФГЭ в *n-GaP* вносят оптические

переходы с участием фононов, показанных на рис. , где сплошная (жирная) линия - электрон, волнистая - фотон, штриховая - фонон.

Далее проведем расчету ток сдвигового ЛФГЭ в *n-GaP*, связанного с прямыми оптическими переходами между подзонами X_1^C и X_3^C без участия фононов, где воспользуемся формулой [4]

$$j_\alpha^{\text{фом}} = \frac{e^3 e_\beta e_\gamma}{2\pi m_0^2 \omega^2 \hbar c n_\omega} \sum_n \int dk \left(\text{Im} \left[p_{31,n}^{(\gamma)} \frac{\partial}{\partial k_\alpha} p_{31,n}^{(\beta)} \right] \right) \delta(E_3(k) - E_1(k) - \hbar\omega) \quad (8)$$

где n - номер долины.*)

Подстановка (7) в (8) и сумма по всем долинам дает выражение для тока сдвигового ЛФГЭ

$$j_\alpha^{\text{фом}} = -|e| \frac{I}{\hbar\omega} KL_{\text{cd6}} e_z (e_x \delta_{\alpha y} + e_y \delta_{\alpha x}) \quad (9)$$

$$j_{\alpha}^{\delta i \delta} = j_0^{\delta i \delta} \frac{\Delta}{k_B T} ch \left(\frac{\Delta}{k_B T} \right) \exp \left[\frac{\frac{\hbar \omega}{2} - A \frac{(\hbar \omega)^2 - \Delta^2}{(2P)^2}}{k_B T} \right] \left(\frac{\Delta}{\hbar \omega} \right)^2 e_z (e_x \delta_{\alpha y} + e_y \delta_{\alpha x})$$

где $j_0^{\delta i \delta} = -8\pi^{\frac{3}{2}} |e| \frac{I}{\Delta} B_1 A_1^{\frac{1}{2}} \frac{D}{P} \frac{N'}{\Delta}$, N' - концентрация свободных электронов, K – коэффициент

поглощения света при прямом оптическом переходе электронов между подзонами X_1^C и X_3^C . Из (9) видно, что температурный ход тока сдвигового ЛФГЭ полностью определяется температурной зависимостью коэффициента поглощения света K_{\parallel}^2 .

Сравним тока баллистический вклад в ЛФГЭ, рассчитанный в [5,7] в сферическом приближении в энергетическом спектре (4) (т.е. при $A_1 = B_1$, $A_3 = B_3$, $P = 0$) при учете анизотропии в матричном элементе оптического перехода $X_1^C - X_3^C$, со сдвиговым фототоком (9). Расчеты показывают, что при $T = 200$ К, $\hbar \omega = 550$ MeV баллистический ток ЛФГЭ в пять раз превышает сдвиговой. При оценке мы приняли, что $A_3 - A_1 = \frac{\hbar^2}{2m^*}$, $m^* = 0,36m_0$, $\hbar \Omega = 51$ MeV (энергия LO - фонона), $\Delta = 335$ MeV, $Pa_0 = D$, $a_0 = 5,4 \cdot 10^{-8}$ см (постоянная решетки).

Литература

1. Ivchenko E.L., Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures. Alpha Science International Ltd., Harrow, -UK 2005, p. -427.
2. Андрианов А.В. Поляризаационные оптические явления в полупроводниках и полупроводниковых структурах. Автореф. на соиск. докт. физ.-мат.наук. Ст.-Петербург. - 2007. -34 стр.
3. Шалыгин В.А. Оптические и фотогальванические эффекты в объемных полупроводниках и двумерных структурах. Автореферат дисс. на соиск. уч. степ. докт. физ.-мат. наук. Ст.-Петербург. 2013. -34 с.
4. Белиничер В.И., Ивченко Е.Л., Стурман Б.И. - ЖЭТФ, 1982, т.83, №2(8), с.649 - 661.
5. Ивченко Е.Л., Лянда-Геллер Ю.Б., Пикус Г.Е., Расулов Р.Я. - «51, 1984, т.18, № I, с.
6. Rustamovich, R. V., Yavkachovich, R. R., Elmar-Ugli, F. I., & Holmatova, G. M. (2022). DIMENSIONALLY QUANTIZATION OF THE ENERGY SPECTRUM OF HOLES IN A P-TE QUANTUM WELL. Austrian Journal of Technical and Natural Sciences, (7-8), 26-30.
7. Расулов, Р. Я., Муминов, И. А., кизи Нисолмухамметова, Н. И., Кучкаров, М., & Кодиров, Н. (2021). КЛАССИФИКАЦИЯ МЕЖДУЗОННЫХ ТРЕХ ФОТОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ В InSb. EDITORIAL BOARD, 608.
8. Rasulov, R. Y., Rasulov, V. R., Kuchkarov, M. K., & Eshboltaev, I. M. (2023). Interband Multiphoton Absorption of Polarized Radiation and Its Linear Circular Dichroism in Semiconductors in the Kane Approximation. Russian Physics Journal, 65(10), 1746-1754.
9. Rasulov, V. R., Rasulov, R. Y., Mamatova, M. A., & Gofurov, S. Z. U. (2022). GENERALIZED MODEL FOR THE ENERGY SPECTRUM OF ELECTRONS IN TUNNEL-COUPLED SEMICONDUCTOR QUANTUM WELLS. EPRA International Journal of Multidisciplinary Research (IJMR), 8(12), 1-5.

² Остальные обозначения соответствуют обозначениям работы [4].

10. Rasulov, R. Y., Akhmedov, B. B., Muminov, I. A., & Umarov, B. B. (2021). Crystals with tetrahedral and hexagonal lattices. Fergana. Classic.-2021, 10.
11. Rasulov, V. R., Rasulov, R. Y., Mamatova, M. A., & Qosimov, F. (2022, December). Semiclassical theory of electronic states in multilayer semiconductors. Part 2. In Journal of Physics: Conference Series (Vol. 2388, No. 1, p. 012158). IOP Publishing.
12. Расулов, Р. Я., Эшболтаев, И. М., Кучкаров, М. Х., & Махситалиев, Б. (2021, November). ДЫРОЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ ГИРОТРОПНОГО КРИСТАЛЛА. In The 6th International scientific and practical conference "Modern directions of scientific research development" (November 24-26, 2021) BoScience Publisher, Chicago, USA. 2021. 1153 p. (p. 304).
13. Расулов, В. Р., Расулов, Р. Я., Муминов, И. А., Эшболтаев, И. М., & Кучкаров, М. (2021). МЕЖДУЗОННОЕ ТРЕХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В INSB.
14. Rasulov, R. Y., Karimova, G. A., & Rahmatov, I. (2023). LINEAR-CIRCULAR DICHROISM OF THE PHOTON DRAG EFFECT IN SEMICONDUCTOR SUPERSTRUCTURES. Oriental renaissance: Innovative, educational, natural and social sciences, 3(4), 458-463.
15. Rasulov, V. R., Rasulov, R. Y., Axmedov, B. B., Muminov, I. A., & Polvonov, B. Z. (2020). Linear-circular dichroism of one-photon absorption of light in narrow-zone semiconductors. contribution of the effect of coherent saturation. European Science Review, (7-8), 49-53.
16. Rasulov, V. R., Rasulov, R. Y., Sultonov, R. R., & Akhmedov, B. B. (2020). Two-and Three-Photon Linear-Circular Dichroism in Cubic-Symmetry Semiconductors. Semiconductors, 54, 1381-1387.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ТОКОПРОХОЖДЕНИЯ В СИЛЬНО КОМПЕНСИРОВАННЫХ ОБРАЗЦАХ n-Si<P, Zn> С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

Э. У. Арзикулов, М. Раджабова,

Аннотация. Вольтамперные характеристики (ВАХ) полупроводников с глубокими уровнями (ГУ) показывают три или более характерных участков. Первый участок соответствует линейной зависимости тока от напряжения, что соответствует закону Ома. На втором участке ВАХ наблюдается степенная зависимость между током и напряжением, где степень $n \geq 1$. На третьем участке ВАХ происходит резкое увеличение тока при определенных значениях напряжения, за которыми следует область с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП), которая может быть типа N или S. Образцы кремния, легированные цинком, имели относительно большие удельные электрические сопротивления и концентрацию электронов, что свидетельствует о сильной компенсации проводимости.

Ключевые слова: Вольтамперная характеристика (ВАХ), Полупроводники, Глубокие уровни (ГУ), Закон Ома, Степенная зависимость

Известно, что вид вольтамперной характеристики (ВАХ) полупроводников, содержащих глубокие уровни (ГУ), может иметь три или более характерных участков [1]. Обычно на первом участке наблюдается линейная зависимость тока от приложенного напряжения, т.е. выполняется закон Ома. На втором участке имеет место степенная зависимость между током и напряжением, т.е. зависимость типа $I = U^n$, где $n \geq 1$. На третьем участке в зависимости $I(U)$ начиная с определенных значений напряжения наблюдается резкое увеличение тока. Далее с увеличением напряженности электрического поля наблюдается уменьшение тока, т.е. имеет место область с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП). Обычно ОДП бывает N- или S- типа. Возможны также комбинации