

УДК 541.123:54621

DOI: 10.17223/00213411/63/11/173

Р.Я. РАСУЛОВ¹, В.Р. РАСУЛОВ¹, И. ЭШБОЛТАЕВ², Р.Р. СУЛТОНОВ²

ДВУХ- И ТРЕХФОТОННЫЙ ЛИНЕЙНО-ЦИРКУЛЯРНЫЙ ДИХРОИЗМ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ КУБИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ *

Теоретически исследован линейно-циркулярный дихроизм двух- и трехфотонного поглощения света в полупроводниках кубической симметрии дырочной проводимости. Рассчитаны матричные элементы двух- и трехфотонных оптических переходов, протекающих между подзонами валентной зоны полупроводника. При этом учтены переходы, связанные как с одновременным поглощением отдельных фотонов, так и с одновременным поглощением двух фотонов, а также определена спектральная и температурная зависимости коэффициентов двух- и трехфотонного поглощения поляризованного излучения.

Ключевые слова: линейно- и циркулярно поляризованный свет, матричный элемент, оптический переход, вероятность перехода, носители тока, валентная зона, полупроводник.

Создание лазеров и мазеров представляют возможность проведения исследований по выстраиванию импульсов и оптической ориентации моментов носителей тока при одно- и многофотонном поглощении поляризованного излучения в полупроводниках, дающих информацию о природе электрон-фотонного взаимодействия и спин-зависимой релаксации импульса электронов [1–4].

В настоящее время многофотонный линейно-циркулярный и циркулярно-циркулярный дихроизм исследован в полупроводниках при поглощении света различной частоты и поляризации [2], обусловленный междозонными оптическими переходами, т.е. оптическими переходами между валентной зоной и зоной проводимости полупроводника. В частности, в [2] построена теория линейно-циркулярного дихроизма (ЛЦД) многофотонного междозонного поглощения света в полупроводниках в области развитой нелинейности, т.е. в области интенсивности, когда удовлетворяется

условие $\frac{2\pi e^2 I |\mathbf{e} p_{cv}|^2}{c n_\omega \omega^2 m_0^2 (\hbar \omega)^2} \ll 1$, где \mathbf{e} и I – вектор поляризации и интенсивность света;

$p_{cv} = p_{ck, vk} = \mathbf{e} p_{ck, vk}$ – междозонный матричный элемент оператора импульса; n_ω – показатель преломления света среды на частоте ω ; m_0 – масса свободного электрона.

В вышеуказанных работах открытыми остались процессы поглощения света, обусловленные двух- и трехфотонными оптическими переходами между подзонами валентной зоны или зоны проводимости полупроводника, а также не учтено одновременное поглощение двух фотонов [5–11], чему посвящена настоящая работа. Далее проведем квантово-механический анализ двух- и трехфотонного ЛЦД в полупроводниках со сложной валентной зоной.

Хотя однофотонное (линейное по интенсивности) поглощение поляризованного излучения в полупроводниках, обусловленное оптическими переходами между подзонами легких и тяжелых дырок валентной зоны, исследуется как теоретически, так и экспериментально уже довольно давно ([12] и ссылки в ней), вопрос о ЛЦД (см., например, [5–11]) двух- и трехфотонного поглощения света с учетом одновременного поглощения остается открытым.

Поэтому ниже рассмотрим двух- и трехфотонное поглощение поляризованного излучения в полупроводниках кубической симметрии, обусловленное прямыми оптическими переходами между подзонами легких и тяжелых дырок.

Следуя [9–11, 13–16], с учетом вклада эффекта когерентного насыщения в коэффициент N фотонного поглощения света $K^{(N)}(\omega, T)$ получим

$$K^{(N)}(\omega, T) = 2\pi N \frac{\omega}{I} \rho(N\hbar\omega) F(\beta, N, \omega) \sum_{m=\pm 1/2; m'=\pm 3/2} \left\langle \frac{|M_{m', m}^{(N)}(\mathbf{k})|^2}{\sqrt{1 + 4 \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} |M_{m', m}^{(N)}(\mathbf{k})|^2}} \right\rangle, \quad (1)$$

* Работа частично финансирована грантом ОТ-Ф2-66.

где $M_{m;m'}^{(N)}(k)$ – составной матричный элемент оптического перехода из состояния $|m'k\rangle$ в $|mk\rangle$;
 $F(\beta, N, \omega) = [1 - \exp(-N\hbar\omega/(k_B T))] \exp\left[\left(E_F - E_1^{(N)}\right)/k_B T\right]$; $E_1^* = m_2 \hbar\omega (m_2 - m_1)$; $I = \frac{n_\omega \omega^2 A_0^2}{2\pi c} (A_0)$ – интенсивность (амплитуда вектора потенциала) света; E_{lk} – энергетический спектр дырок в подзоне l ($l=1$ ($l=2$) – для тяжелых (легких) дырок); n_ω – коэффициент преломления на частоте ω ; $\hbar\omega$ – энергия фотона; $\rho(N\hbar\omega) = \mu_- k_\omega^{(N)} / (\pi^2 \hbar^2)$ – приведенная плотность состояний фотовозбужденных дырок; $k^{(N)} = (2\mu_- N\omega/\hbar)^{1/2}$; $\alpha_\omega = 6\omega^2 T_1^{(1)} T_2^{(1)} \frac{I}{I_0}$, $I_0 = \frac{cn_\omega \hbar^3 \omega^3}{2\pi|B|}$, $B = \frac{\hbar^2 (m_1 - m_2)}{2m_1 m_2}$; знак $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по телесному углу волнового вектора дырок \mathbf{k} . Остальные величины общеизвестные. Здесь электронам в подзоне $l=1$ (тяжелые дырки) соответствуют состояния с проекцией $m = \pm 3/2$ углового момента по направлению \mathbf{k} , а электронам в подзоне $l=2$ (легкие дырки) – состояния с $m = \pm 1/2$. Например, для p -GaAs $I_0 = 13420$ кВт/см² при $\hbar\omega = 17$ мэВ, $m_1 = 0,51m_0$ ($m_2 = 0,09m_0$) – эффективная масса тяжелых (легких) дырок, $E_1^{(N)} = NE_1^*$.

Из (1) видно, что для определения спектральной или температурной зависимости коэффициента многофотонного поглощения света $K^{(N)}$ необходимо рассчитать матричные элементы рассматриваемых оптических переходов, которые анализируются ниже для конкретных случаев.

Следуя [11], матричный элемент двухфотонного оптического перехода представим в виде

$$M_{mk,m'k}^{(2)} = M_{m,m'}^{(2)} = \sum_{m''=\pm 1/2, \pm 3/2} \frac{M_{m,m''}^{(1)} M_{m'',m'}^{(1)}}{(E_{m''k} - E_{m'k} - \hbar\omega)} - \left(\frac{eA_0}{c\hbar} \right) \left[H_{\Gamma_6}^{(2)}(\mathbf{e}') \right]_{m,m'}. \quad (2)$$

Здесь $H_{\Gamma_6}^{(2)}(\mathbf{e}') = H_{\Gamma_6}^{(2)}(\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{e}')$, $H_{\Gamma_6}^{(2)}(\mathbf{k})$ – эффективный гамильтониан дырок в представлении Латтинжера – Кона [17, 18]; $e_{x'}, e_{y'}, e_{z'}$ – компоненты вектора \mathbf{e}' , где $e_{x'}, e_{y'}$ – проекции \mathbf{e}' вектора поляризации света на оси x', y' , перпендикулярные к волновому вектору дырок (\mathbf{k}). Отметим, что первое слагаемое (2) описывает двухквантовый межподзонный оптический переход, протекающий с поглощением двух одинарных фотонов, а второе слагаемое – одновременное поглощение двух фотонов.

Далее проанализируем матричные элементы для различного типа двух- и трехфотонных оптических переходов в зависимости от степени поляризации света. С учетом (1) нетрудно получить выражение для усредненного по телесному углу дырок квадрата модуля матричного элемента двухфотонного оптического перехода, описываемого суммой фейнмановских диаграмм рис. 1, а, б, в виде $\frac{1}{20} \xi^4 \Re$, где $\Re = 8$ – для линейной, $\Re = 7$ – для циркулярной поляризации, $\xi = \frac{eA_0}{c\hbar} \sqrt{B}$. Откуда коэффициент ЛЦД для вышеуказанных оптических переходов равен 8/7.

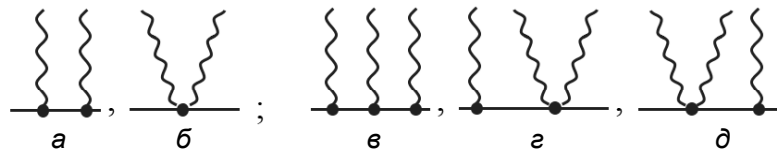


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана, описывающие двух- (а, б) и трехфотонные (в, г, д) оптические переходы, происходящие между подзонами тяжелых и легких дырок валентной зоны полупроводника, где прямая линия – дырка, волнистая – фотон, диаграмма описывает однофотонное поглощение, диаграмма – одновременное поглощение двух фотонов

С учетом эффекта когерентного насыщения [9–12] его вклад в матричный элемент вышеуказанных оптических переходов определяется как

$$\sum_{m'=\pm 1/2, m=\pm 3/2} \delta |M_{m'm}^{(N)}(\mathbf{k})|^2 = \sum_{m'=\pm 1/2, m=\pm 3/2} \frac{|M_{m'm}^{(N)}(\mathbf{k})|^2}{\sqrt{1 + 4 \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} |M_{m'm}^{(N)}(\mathbf{k})|^2}} - |M_{m'm}^{(N)}(\mathbf{k})|^2. \quad (3)$$

Отметим, что для определения вероятностей оптических переходов или коэффициента поглощения света требуется провести угловое усреднение выражения (3) по телесному углу волнового вектора дырок. Эти угловые усреднения для $N=2,3,\dots$ с учетом эффекта когерентного насыщения аналитически не имеют решения. Поэтому далее рассмотрим экспериментально интересующую область интенсивности света, т.е. когда выполняется условие $1 \gg 4 \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} |M_{m'm}^{(N)}(\mathbf{k})|^2$. Для этого удобно произвести интегрирование по телесному углу волнового вектора дырок, разлагая радикал (3) в ряд. В частности, для однофотонных оптических переходов имеем

$$\sum_{m'=\pm 1/2, m=\pm 3/2} \delta |M_{m'm}^{(N=1)}(\mathbf{k})|^2 = -\frac{9}{4} \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} \xi^8 \left[1296 |e'_+ e'_-|^4 + \left(36 e_z'^2 |e'_+|^2 + |e_z'^2|^2 \right)^2 \right] \quad (4)$$

и, проведя угловое интегрирование, получим следующие соотношения:

$$\left\langle \sum_{m'=\pm 1/2, m=\pm 3/2} \delta |M_{m'm}^{(N=1)}(\mathbf{k})|^2 \right\rangle = -\frac{9}{4} \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} \xi^8 \frac{1}{315} \begin{cases} 29792 - \text{для линейной поляризации,} \\ 30395 - \text{для циркулярной поляризации.} \end{cases} \quad (5)$$

При этом видно, что вклад эффекта когерентного насыщения в коэффициент двухфотонного ЛЦД в p -GaAs равен 0.98.

Теперь проанализируем трехфотонные оптические переходы между подзонами тяжелых и легких дырок. Рассмотрим оптические переходы на рис. 1, в з, д. После проведения углового усреднения по телесному углу волнового вектора дырок квадрата модуля трехфотонных оптических переходов имеем: $\frac{297}{4} \frac{\xi^6}{\hbar \omega}$ – для линейной; $\frac{405}{16} \frac{\xi^6}{\hbar \omega}$ – для циркулярной поляризации.

Из последних соотношений видно, что коэффициент трехфотонного ЛЦД для этого типа оптического перехода равен 2.9.

Далее определим спектральную и температурную зависимости коэффициента двухфотонного поглощения. Следуя [9–12], определим коэффициент N фотонного поглощения поляризованного света в виде

$$K^{(N)} = \frac{2\pi \hbar \omega}{\hbar I} \sum_{\mathbf{k}, m=\pm 1/2, m'=\pm 3/2} \left(f_{1\mathbf{k}}^{(N)} - f_{2\mathbf{k}}^{(N)} \right) |M_{m;m'}^{(N)}(\mathbf{k})|^2 \delta(E_{2\mathbf{k}} - E_{1\mathbf{k}} - N\hbar\omega), \quad (6)$$

где $f_{l\mathbf{k}}^{(N)}$ – неравновесная функция распределения дырок, участвующих в N -фотонном оптическом переходе. Тогда коэффициенты двух- и трехфотонного поглощения света без учета эффекта когерентного насыщения определяются выражениями

$$K^{(N=2)} = 2\sqrt{2} \Xi_{m'm}^{(2,1)} \exp[-m_{hh} m_{lh} \hbar\omega / (m_{hh} - m_{lh}) k_B T] K^{(N=1)}, \quad (7)$$

$$K^{(N=3)} = 3\sqrt{3} \Xi_{m'm}^{(3,1)} \exp[-2m_{hh} m_{lh} \hbar\omega / (m_{hh} - m_{lh}) k_B T] K^{(N=1)}. \quad (8)$$

Здесь $K^{(N=1)}$ – коэффициент однофотонного поглощения света [12, 13]; $E_1^{(N=2)} = 2E_1^*$,

$E_1^* = \frac{m_{hh} m_{lh}}{m_{hh} - m_{lh}} \hbar\omega$; $\Xi_{m'm}^{(2,1)} = \xi^2$ и $\Xi_{m'm}^{(3,1)} = 111 \cdot \xi^4$ – для линейной, $\Xi_{m'm}^{(2,1)} = 0.65 \xi^2$ и $\Xi_{m'm}^{(3,1)} = 102 \cdot \xi^4$ – для

циркулярной поляризации. В результате имеем, что коэффициент двухфотонного ЛЦД равен 1.52, а для трехфотонного – 1.1.

На рис. 2 приведены спектральные зависимости $K^{(N=1)}$ (а), $K^{(N=2)}$ (б), $K^{(N=3)}$ (в) для p -GaAs при межподзонном поглощении линейно-поляризованного света для двух температур: $T=200$ К (сплошная кривая) и $T=300$ К (ромбики). На рис. 3 показаны температурные зависимости $K^{(N=1)}$ (а), $K^{(N=2)}$ (б), $K^{(N=3)}$ (в) для p -GaAs при межподзонном поглощении линейно-поляризованного света для двух длин волн: $\lambda=10.6$ мкм (сплошная кривая) и $\lambda=9.5$ мкм (ромбики).

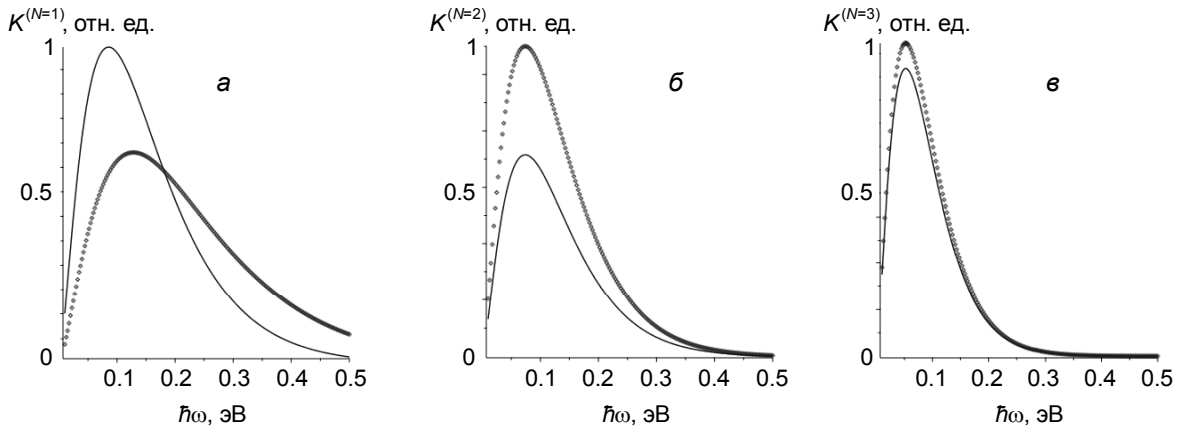


Рис. 2. Спектральные зависимости $K^{(N=1)}$ (а), $K^{(N=2)}$ (б), $K^{(N=3)}$ (в) для p -GaAs при межподзонаном поглощении линейно-поляризованного света для двух температур: сплошная кривая – при $T = 200$ К, ромбики – при $T = 300$ К

Из рис. 2 и 3 видно, что спектральная (температурная) зависимость коэффициентов поглощения линейно-поляризованного света с ростом энергии фотона (температуры) сначала растет и достигает максимума, затем уменьшается. Расчеты показывают, что при снижении температуры в 1.5 раза максимальные значения в спектральных зависимостях $K^{(N=1)}(\omega)$, $K^{(N=2)}(\omega)$ умень-

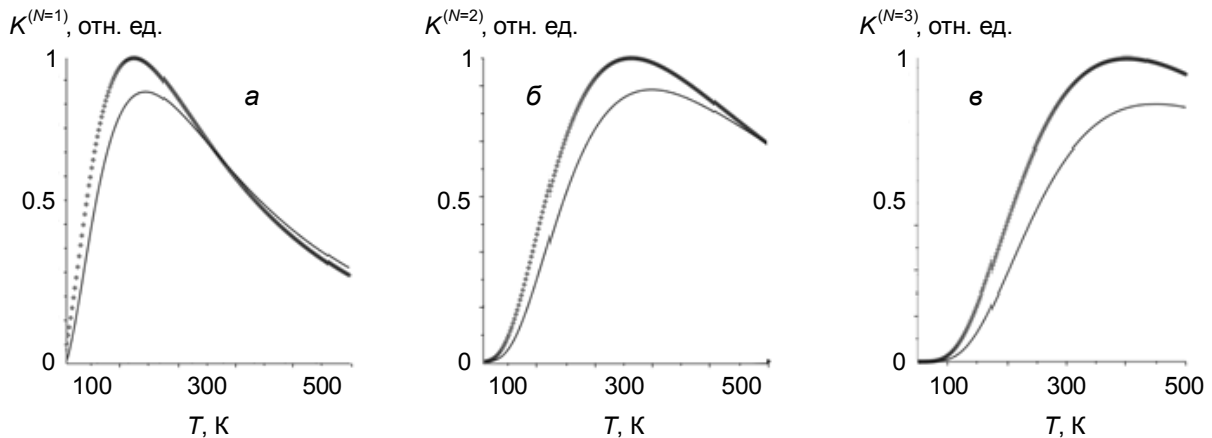


Рис. 3. Температурные зависимости $K^{(N=1)}$ (а), $K^{(N=2)}$ (б), $K^{(N=3)}$ (в) для p -GaAs при межподзонаном поглощении линейно-поляризованного света для двух длин волн света: сплошная кривая – при $\lambda = 10.6$ мкм, ромбики – при $\lambda = 9.5$ мкм, $T = 300$ К

шаются примерно в 1.4 раза, а для $K^{(N=3)}(\omega)$ почти не изменяются; при уменьшении длины волны света незначительно уменьшаются максимальные значения в температурных зависимостях $K^{(N=1)}(T)$, $K^{(N=2)}(T)$ и $K^{(N=3)}(T)$. Для сопоставления $K^{(N=1)}(\omega)$ и $K^{(N=2)}(\omega)$ на рис. 4 приведены спектральные зависимости $K^{(N=1)}$ (сплошная кривая) и $K^{(N=2)}$ (ромбики) для p -GaAs при межподзонаном поглощении линейно-поляризованного света для $T = 300$ К. Видно, что при $\xi = 0.1$ лишь в области малых значений частот преобладает двухфотонное поглощение над однофотонным, а далее – наоборот.

Аналогичная ситуация имеет место и для циркулярно-поляризованного света.

В заключение отметим, что пренебрежение одновременным поглощением двух фотонов может привести к заметной погрешности в расчетах коэффициента поглощения или других оптических величин, например, фототока. Таким образом: 1) вероятности многофотонных переходов зависят от степени поляризации света, т.е. имеет место ЛПД нелинейного по интенсивности поглощения света в полупроводнике со сложной валентной зоной; 2) температурная зависимость коэффициента двух- и трехфотонного межподзонаного поглощения поляризованного излучения в полупроводнике со сложной валентной зоной в области частот, когда $\hbar\omega \gg k_B T$, определяется темпе-

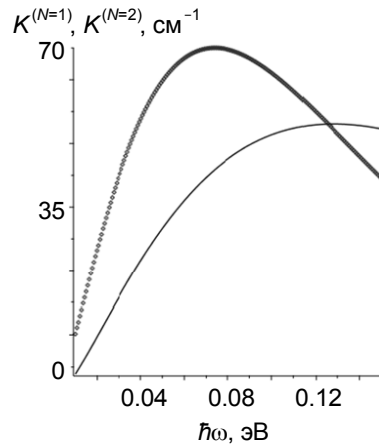


Рис. 4. Спектральные зависимости $K^{(N=1)}$ (сплошная кривая) и $K^{(N=2)}$ (ромбики) для p -GaAs при межподзонам поглощении линейно-поляризованного света для $T = 300$ К

ратурной зависимостью коэффициента однофотонного поглощения; 3) спектральная и температурная зависимости коэффициентов поглощений линейно- и циркулярно поляризованного света с ростом энергии фотона (температуры) сначала растут и достигают максимума, а затем уменьшаются; 4) показано, что при $T = 300$ К и $\xi = 0.1$ лишь в области малых значений частот преобладает двухфотонное поглощение над однофотонным (а далее, наоборот), а трехфотонное поглощение всегда меньше однофотонного.

Отметим также, что спектральная и поляризационная зависимости вероятности оптического перехода, происходящего с поглощением двух фотонов с различной частотой (ω_1 , ω_2) и поляризацией (e_1 , e_2) и обусловленного переходами валентной зоны и зоны проводимости полупроводника кубической симметрии, определяются соотношением $\left(\omega_1^{-2} + \omega_2^{-2} + \omega_1^{-1} \omega_2^{-1} |e_1 \cdot e_2^*|^2 \right)$, и в полупроводниках со сферической зонной структурой не возникает двухфотонный межзонный ЛЦД, поскольку величина $\left| e_1 \cdot e_2^* \right|^2$ не зависит от степени поляризации света и формируется при учете эффекта когерентного насыщения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ivchenko E. L. Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures. – Harrow : Alpha Science International Ltd., 2005. – XII. – 427 p.
2. Ивченко Е. Л. Новые оптические явления в полупроводниках: дис. ... д.ф.-м.н. – Л., 1983. – 148 с.; Ивченко Е. Л. // ФТТ. – 1972. – Т. 14. – Вып. 12. – С. 3489.
3. Spin Physics in Semiconductors / ed. M.I. Dyakonov. – Heidelberg: Springer Verlag, 2008. – 447 p.; Optical orientation / eds. F.Meier and B.P. Zakharchenya. – North-Holland; New York; Tokyo, 1984. – 534 p.
4. Шалыгин В. А. Оптические и фотогальванические эффекты в объемных полупроводниках и двумерных структурах: автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук. – СПб., 2013. – 34 с.
5. Raluca A. Negres A., Joel M. Hales, Andrey Kobyakov, et al. // IEEE J. Quantum Electron. – 2002. – V. 38. – P. 205–1209.
6. Jun He, Yingli Qu, Heping Li, et al. // Opt. Soc. Am. – 2005. – V. 13. – P. 9235–9241.
7. Hurlbut W.C., Yun-Shik Lee, Vodopyanov K.L., et al. // Opt. Lett. – 2007. – V. 32. – P. 668–673.
8. Shaul Pearl, Nir Rotenberg, and Henry M. van Driel // Appl. Phys. Lett. – 2008. – V. 93. – P. 131102–131109.
9. Rasulov V.R., Rasulov R.Ya., and Eshboltaev I. // Phys. Solid State. – 2017. – V. 59. – No. 3. – P. 463–468.
10. Расулов Р. Я., Расулов В. Р., Эшболтаев И. // Изв. вузов. Физика. – 2015. – Т. 58. – № 12. – С. 13–17.
11. Расулов Р. Я. // ФТТ. – 1993. – Т. 35. – Вып. 6. – С. 1107.
12. Расулов Р. Я. Поляризационные оптические фотогальванические эффекты в полупроводниках при линейном и нелинейном поглощении света: дис. ... докт. физ.-мат. наук. – СПб.: ФТИ РАН им. акад. А.Ф. Иоффе, 1993. – 168 с.
13. Ганичев С. Д., Ивченко Е. Л., Расулов Р. Я. и др. // ЖЭТФ. – 1993. – Вып. 1. – С. 198.

14. Rasulov V.R., Rasulov R.Ya., and Eshboltaev I. // Semiconductors. – 2016. – V. 50. – No. 2. – P. 145–153.
15. Расулов Р.Я., Расулов В.Р., Эшболтаев И. // Изв. вузов. Физика. – 2016. – Т. 59. – № 1. – С. 77–82.
16. Расулов В.Р., Расулов Р.Я., Эшболтаев И.М. // Изв. вузов. Физика. – 2016. – Т. 59. – № 3. – С. 114–121.
17. Бир Г.Л., Пикус Г.Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. – М.: Наука, 1973.
18. Ивченко Е.Л., Расулов Р.Я. Симметрия и реальная зонная структура полупроводников. – Ташкент: Фан, 1989. – 126 с.

Поступила в редакцию 24.02.2020,
после доработки – 15.06.2020.

¹ Ферганский государственный университет,
г. Фергана, Республика Узбекистан

² Кокандский государственный педагогический институт,
г. Коканд, Республика Узбекистан

Расулов Рустам Явкачович, д.ф.-м.н., профессор, профессор каф. физики ФерГУ, e-mail: r_rasulov51@mail.ru;

Расулов Воход Рустамович, PhD, доцент каф. физики ФерГУ, e-mail: r_rasulov51@mail.ru;

Эшболтаев Икболжон, PhD, ст. преподаватель каф. методики преподавания физики и астрономии КГПИ, e-mail: r_rasulov51@mail.ru;

Султонов Равшан Рустамович, преподаватель каф. методики преподавания физики и астрономии КГПИ, e-mail: r_rasulov51@mail.ru.