УДК 541.123:54621

Р.Я. РАСУЛОВ[1], *В.Р. РАСУЛОВ*[1], *И. ЭШБОЛТАЕВ*[2]

К ТЕОРИИ ПОГЛОЩЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ (001)*

Рассмотрено поглощение линейно-поляризованного излучения в полупроводниковой размерно-квантованной яме, связанное как с оптическими переходами между ветвями легких и тяжелых дырок, так и между размерно-квантованными подзонами. Выяснены основные черты поглощения света в бесконечно глубокой симметричной яме, характеризуемые внутризонным поглощением света и связанные с прямыми оптическими переходами дырок между подзонами валентной зоны полупроводника, которые формируются за счет размерного квантования.

Ключевые слова: *полупроводник, поляризованный свет, оптический переход, дырки, коэффициент поглощения света, размерное квантование.*

В настоящее время как теоретически, так и экспериментально более подробно изучено поглощение света в полупровдниках с размерно-квантованными ямами, обусловленное междузонными оптическим переходами между размерно-квантованными подзонами зоны проводимости и валентной зоны (см., например, [1–9]). Внутризонному поглощению поляризованного излучения, связанному с оптическим переходами между размерно-квантованными состояниями подзон легких и тяжелых дырок полупроводников кубической симметрии, посвящено сравнительно мало работ. В работах [6–9] экспериментально изучено внутризонное поглощение света в структурах с квантовыми ямами (КЯ), а в [3, 5] теоретически рассмотрено поглощение света в КЯ полупроводника *p*-типа, обусловленное участием третьего тела (фононов, примесей и т.п.).

В настоящей работе рассмотрено поглощение линейно-поляризованного излучения в полупроводниковой размерно-квантованной яме, связанное как с оптическими переходами между ветвями легких и тяжелых дырок, так и между размерно-квантованными подзонами, где учтены вклады в поглощение, обусловленные когерентным насыщением дырок в конечном состоянии [10], а также зависимость эффективной массы и энергии ферми-дырок от номера размерного квантования, которые не были учтены в [11].

Рассмотрено поглощение линейно-поляризованного излучения в полупроводниковой размерно-квантованной яме (шириной a), связанное как с оптическими переходами между ветвями легких и тяжелых дырок, так и между размерно-квантованными подзонами, обусловленное прямыми оптическими переходами. Для того чтобы выяснить основные черты поглощения света, рассмотрим простейший (изотропный) случай бесконечно глубокой симметричной ямы. Учтем, что в КЯ появляется дополнительный механизм внутризонного поглощения света, связанный с прямыми оптическими переходами свободных носителей между подзонами, которые формируются за счет размерного квантования. При расчете вклада этих переходов в коэффициент поглощения света нужно, в формуле для коэффициента поглощения в объемных кристаллах, учесть частичное заполнение состояний.

В дальнейшем будем считать, что четыре блоховских состояния тяжелых и легких дырок, умноженные на $\exp(ik_z z)$, описываются базисом Латтинжера – Кона [12, 13] и ось z совпадает с направлением [001], т.е. нормальна к поверхности стенки. Нетрудно показать, что расчет коэффициента поглощения света в структуре с квантовыми ямами отличается от расчета для объемного образца заменой объема нормирования V на площадь S, а также переходом от суммирования по трехмерному волновому вектору $\boldsymbol{k} = \{k_x, k_y, k_z\}$ к суммированию по двумерному волновому вектору $\boldsymbol{k}_\perp$ и по индексам уровней размерного квантования.

Уместно заметить, что как при линейном поглощении, так и при нелинейном по интенсивности поглощение поляризованного излучения в структурах с квантовыми ямами сильно отличается от поглощения света в объемном полупроводнике. В структурах с квантованными ямами поглощение света протекает как в пространстве двумерного волнового вектора $\boldsymbol{k}_\perp$, аналогичное в объ-

* Данная работа частично финансирована грантом ОТ-Ф2-66 ГКНТ РУз.

емном полупроводнике, так и между состояниями размерного квантования. Именно вторая ступень поглощения света видоизменяет правила отбора оптических переходов при нелинейном поглощении света. Таким образом, в КЯ появляется дополнительный механизм поглощения света, связанный с прямыми оптическими переходами свободных носителей между состояниями, которые формируются за счет размерного квантования. При расчете вклада этих переходов в коэффициент поглощения света нужно в формуле для его определения учесть частичное заполнение как двумерных подзон, так и размерно-квантованных состояний.

Известно [1, 2, 10], что в периодических размерно-квантованных структурах, таких, как периодически расположенные квантовые ямы или сверхрешетки, коэффициент поглощения света определяется мнимой частью тензора диэлектрической проницаемости, которая определяется соотношением

$$\chi_{\alpha\beta} = \chi_{\alpha\beta}^{(0)} + \frac{4\pi e^2}{\omega^2 aF} \sum_{l\boldsymbol{k}_\perp;\nu S,\nu n'S'} \frac{v^{\alpha}_{ln'S,l'\nu'S'}(\boldsymbol{k}_\perp)\, v^{\beta}_{l'\nu'S',l\nu S}(\boldsymbol{k}_\perp)\left[f_{l\nu S\boldsymbol{k}_\perp} - f_{l'n'S'\boldsymbol{k}_\perp}\right]}{E_{lnS'\boldsymbol{k}_\perp} - E_{ln'S\boldsymbol{k}_\perp} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_{nn'}}, \tag{1}$$

где $\chi_{\alpha\beta}^{(0)}$ – нерезонансный вклад в $\chi_{\alpha\beta}$, слабо зависящий от частоты света ω; F – площадь стенки (x, y) и a – длина квантовой ямы; e – заряд электрона; $E_{lnS\boldsymbol{k}_\perp}$ – энергетический спектр электронов в валентной зоне ветви l ($l = hh$ – для тяжелых, $l = lh$ – для легких дырок); n и n' – номера подзон размерного квантования; S и S' – спиновые индексы дырок; $\boldsymbol{v}$ – оператор скорости; $f_{lnS\boldsymbol{k}_\perp}$ – функция распределения; $\boldsymbol{k}_\perp = \{k_x, k_y\}$ – двумерный волновой вектор электронов; $\Gamma_{nn'}$ – затухание. Тогда для симметричной квантовой ямы выражение для коэффициента однофотонного поглощения света в размерно-квантованной яме с шириной d можно записать в виде

$$K^{(1)} = \frac{2\pi\omega}{I} \sum_{\substack{\boldsymbol{k}_\perp;mm'=\pm 3/2,\\ l,l',nn'}} |M^{(1)}_{l'm'n',lmn}|^2\, \Delta_{l'l}\delta(E_{l'n'\boldsymbol{k}_\perp} - \hbar\omega - E_{ln\boldsymbol{k}_\perp}), \tag{2}$$

где $\Delta_{l'l} = \dfrac{f^{(0)}_{ln\boldsymbol{k}_\perp} - f^{(0)}_{l'n'\boldsymbol{k}_\perp}}{[1 + 4\hbar^{-2}T_l T_{l'}\,|M^{(1)}_{l'n'm',lmn}]^{1/2}}$; $M^{(1)}_{l'n'm',lmn}$ – матричный элемент однофотонного оптического перехода $|l'n'm'\rangle \to |lnm\rangle$; T_l – время выхода из резонансной области дырок ветви l; $E_{ln\boldsymbol{k}_\perp}$ – энергетический спектр; $f^{(0)}_{ln\boldsymbol{k}_\perp}$ – равновесная функция распределения дырок (с учетом размерного квантования); δ – функция описывает закон сохранения энергии для рассматриваемого выше оптического перехода*. Выше учтено, что состояния носителей тока резмерно квантованы по оси z, а по остальным направлениям они остаются блоховскими.

Известно, что ограничение поперечного движения электрона в КЯ приводит к размерному квантованию поперечного компонента квазиимпульса (k_z) (см., например, [14–17]). Это квантование приводит к расщеплению каждой энергетической ветви валентной зоны на двумерные подзоны. В этом случае состояния свободных дырок характеризуются двумерным волновым вектором: $\boldsymbol{k}_\perp = \{k_x, k_y\}$ и номером подзоны n.

В приближении $k_\perp a << \sqrt{\pi n}$ энергетический спектр дырок можно представить в виде

$$E_{ln\boldsymbol{k}_\perp} = \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m_l^{(n)}} + \varepsilon_l n^2, \tag{3}$$

где $\varepsilon_l = \dfrac{\hbar^2\pi^2}{2m_l a^2}$; n = 1, 2, 3, ...; $\dfrac{1}{m_{lh}^{(n)}} = \dfrac{1}{m_l}\left[1 + \dfrac{3\tilde{\beta}}{\pi n}\dfrac{\cos(\pi n\tilde{\beta}) - (-1)^n}{\sin(\pi n\tilde{\beta})}\right]$ – эффективная масса легких дырок $(l = lh)$ в полупроводниковой квантовой яме [14]; $\tilde{\beta}^2 = {m_{lh}}/{m_{hh}}$; a – ширина ямы. Эффектив-

* Ради простоты, в дальнейшем не будем учитывать влияние размерного квантования на величину T_l и вклад эффекта Раби на коэффициент поглощения света. Так можно поступить в области малых интенсивностей. Учет этих вкладов требует отдельного рассмотрения.

ная масса для тяжелых дырок $\left(l = hh\right)$ получается из последнего соотношения заменой в ней $\tilde{\beta}$ на $1/\tilde{\beta}$ и m_{lh} на m_{hh}, где m_{lh} (m_{hh}) – объемная эффективная масса легких (тяжелых) дырок (табл. 1). Из (3) видно, что при $\boldsymbol{k}_\perp = 0$ состояния тяжелых дырок с проекцией момента $m = \pm 3/2$ на главную ось структуры z и легких дырок и $m = \pm 1/2$ не смешиваются и им отвечают две независимые серии с энергией

$$\varepsilon_{lh} = \left(\frac{\pi n}{a}\right)^2 \frac{\hbar^2}{2m_{lh}}, \quad \varepsilon_{hh} = \left(\frac{\pi n}{a}\right)^2 \frac{\hbar^2}{2m_{hh}}. \tag{4}$$

Из табл. 1 видно, что в зависимости от физической природы структуры, например от ширины ямы, эффективные массы в приближении $k_\perp a << \sqrt{\pi n}$ имеют как отрицательные, так и положительные значения. Это означает, что из-за сложной функциональной зависимости энергии дырок от их квазиимпульса кривизна энергетической дисперсии изменяет свою геометрическую форму в зависимости от выбора модели, например от конечности высоты потенциальной ямы, и от выбора образца, например от симметрии полупроводника, из которой выращена КЯ.

Таблица 1

Значения эффективных масс легких и тяжелых дырок в полупроводниковой квантовой яме в структуре AlGaAs–GaAs–AlGaAs для двух значений объемных эффективных масс (m_0 – масса свободного электрона)

а) $m_{lh} = 0.082m_0$ и $m_{hh} = 0.51m_0$

N	$m_{lh}^{(n)}/m_0$	$m_{hh}^{(n)}/m_0$
1	0.059	0.119
2	0.019	–0.186
3	0.096	0.693
4	0.083	0.356
5	0.078	0.008

б) $m_{lh} = 0.083m_0$ и $m_{hh} = 0.605m_0$

N	$m_{lh}^{(n)}/m_0$	$m_{hh}^{(n)}/m_0$
1	0.070	0.109
2	0.067	–0.371
3	0.047	0.641
4	0.077	0.303
5	0.085	–0.261

Сразу заметим, что δ-функция Дирака в (2), которая описывает закон сохранения энергии для рассматриваемого оптического перехода, разделяет область значений квазиимпульса дырок как на разрешенные, так и на запрещенные. Для прямых оптических переходов удовлетворяется условие

$$\hbar k_\perp = \frac{1}{\hbar}\left[2\mu_{ll'}^{n'n}\left(\hbar\omega - \varepsilon_{l'}n'^2 + \varepsilon_l n^2\right)\right]^{1/2}. \tag{5}$$

В последнем соотношении энергетическая разность $\varepsilon_{l'}n'^2 - \varepsilon_l n^2$ играет роль энергетической щели между подзонами сложной зоны (или между ветвями одной зоны) в полупроводниковой квантовой яме. Это и есть правила отбора как внутризонных (с различными номерами размерно-квантованных состояний), так и междузонных (как с различными, так и с одинаковыми номерами размерно-квантованных состояний) оптических переходов.

Химический потенциал дырок при этом определяется соотношением

$$e^{\frac{E_F}{k_B T}} = \sum_{l=lh,\ hh;\, n=1,2,3,} \frac{\hbar^2 p}{k_B T m_l^{(n)}} \exp\left[-\frac{\varepsilon_l}{k_B T} n^2\right], \tag{6}$$

где p – двумерная концентрация дырок.

Известно, что в объемном полупроводнике с вырожденной валентной зоной Γ_8 (или Γ_8^+) разрешены прямые оптические переходы между подзонами тяжелых и легких дырок при произвольной поляризации света. Если учитываем, что энергетический спектр $E_{l\boldsymbol{k}}$ вблизи точки вырождения зон описывается как [12, 13]

$$E_{l\boldsymbol{k}} = \frac{\hbar^2 \boldsymbol{k}^2}{2m_l}, \tag{7}$$

тогда оператор скорости в методе эффективной массы определяется из соотношения

$$\boldsymbol{ev} = \frac{1}{\hbar}\boldsymbol{e}\nabla_{\boldsymbol{k}} H = Q_{\alpha\beta} e_\alpha k_\beta \,, \tag{8}$$

где $Q_{\alpha\beta} = \frac{1}{\hbar m_0}\left\{\left(\left(\gamma_1 + \frac{5}{2}\gamma_2\right) - 2\gamma J_\alpha^2\right)\delta_{\alpha\beta} - \left(1-\delta_{\alpha\beta}\right)2\gamma\left[J_\alpha J_\beta\right]\right\}$, $\gamma = \left(2\gamma_2 + 3\gamma_3\right)/5$, $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ и $J_\alpha\left(\alpha = x,y,z\right)$ – параметры и матрицы (с размерностью 4×4, соответствующие моменту $3/2$) Латтинжера; $H(\boldsymbol{k}) = \frac{1}{2}\left[\left(\gamma_1 + \frac{5}{2}\gamma_2\right)\boldsymbol{v}^2 - 2\gamma\left(\boldsymbol{v}\cdot\boldsymbol{J}\right)^2\right]$ – эффективный гамильтониан дырок.

В эффективный гамильтониан $H(\boldsymbol{k})$ матрица $\left[J_z J_\alpha\right]$ $\left(\alpha = x,y\right)$ входит комбинацией с множителем $k_\alpha \widehat{k}_z$. Поэтому для матрицы $\left[J_z J_\alpha\right]$ отличны от нуля матричные элементы с $l = hh$, $m_l = +3/2$; $l' = lh$, $m' = +1/2$ и $l = hh$, $m = -3/2$; $l = lh$, $m' = -1/2$. Тогда для *s*-поляризации света $(\boldsymbol{e}\perp z)$ имеем $\left[\boldsymbol{ev}_\perp(\boldsymbol{k}_\perp = 0)\right]_{hh,\pm 3/2,\nu_1;lh,\pm 1/2,\nu} = \frac{\sqrt{3}B}{\hbar} e_z k_z^{(\nu\nu_1)}$, где $e_\pm = e_x + ie_y$; $|B| = \hbar^2 \big/ 4\mu_-$; $\mu_- = m_{hh} m_{lh}(m_{hh} - m_l)^{-1}$; $m_{hh} = m_0 \big/ (\gamma_1 + 2\gamma)$, $m_{lh} = m_0 \big/ (\gamma_1 - 2\gamma)$.

Тогда в пределе бесконечно высоких барьеров матричный элемент оператора скорости для межподзонных оптических переходов $\left(l,n,m\right)\to\left(l',n',m'\right)$ в структуре с $z \parallel [001]$ с квантовой ямой $\boldsymbol{k}_\perp = 0$ имеет вид

$$\boldsymbol{ev}^{(0)}_{l'n'm',lnm} = \frac{2}{\hbar} k_z^{(nn')}\{(A \pm B)e_z \delta_{mm'} + B[J_z, \boldsymbol{J}_\perp \boldsymbol{e}_\perp]_{m'm}\}\,, \tag{9}$$

или

$$\left|\boldsymbol{eV}_{l'n',\,ln}\right|^2 = \frac{1}{\hbar^2}\begin{cases} 4\left(A \pm B\right)^2 \left|k_z^{(n',n)}\right|^2 \left|e_z'\right|^2 \delta_{l'l} & \text{при } \boldsymbol{e} = \left(0,0,e_z\right), \\ D^2 \left|k_z^{(n'n)}\right|^2 \left|e_+'\right|^2 \left(1-\delta_{l'l}\right) & \text{при } \boldsymbol{y} = \left(e_x, e_y, 0\right). \end{cases} \tag{10}$$

Здесь $\widehat{k}_z = -i\,\partial \big/ \partial z$; $\boldsymbol{e}$ – вектор поляризации света; $e'_\pm = e_x \pm ie_y; e_{x'}, e_{y'}, e_{z'}$ – проекции вектора поляризации $\boldsymbol{e}$ на оси x', y', z', связанные с направлением двумерного волнового вектора $\boldsymbol{k}_\perp$; $ak_z^{(nn')} = 2i\left[1-\left(-1\right)^{n+n'}\right]\frac{nn'}{n^2 - n'^2}$; ω – частота; I – интенсивность возбуждающего света; $m, m' = \pm 3/2, \pm 1/2$; A, B – зонные параметры полупроводника, определяемые параметрами Латинжера [12, 13]; $m, m' = \pm 3/2$ при $l, l' = hh$; $m, m' = \pm 1/2$ при $l, l' = lh$. Из последнего видно, что в поляризации $\boldsymbol{e} \parallel z$ разрешены переходы $\left(hh,n\right)\to\left(hh,n'\right)$ и $\left(lh,n\right)\to\left(lh,n'\right)$, а в поляризации $\boldsymbol{e}\perp z$ – переходы $\left(hh,n\right)\to\left(lh,n'\right)$, где n' и n имеют разную четность. Например, для структуры GaAs–AlGaAs *n*-типа межподзонные оптические переходы в поляризации $\boldsymbol{e}\perp z$ запрещены.

При $\boldsymbol{k}_\perp \neq 0$ волновые функции дырок содержат примесь всех четырех состояний дырок с моментом $m = \pm 3/2, \pm 1/2$ и указанные простые правила отбора нарушаются. При низкой температуре функция распределения имеет ступенчатый вид: $\Theta(E - E_{\mathrm{F}})$, где E_{F} – химический потенциал дырок [1, 2, 10]. В этом случае спектр межподзонного поглощения представляет собой набор относительно узких пиков, соответствующих переходам $hl \to hn, ln$. Каждый из пиков ограничен областью энергий $\hbar\omega$ между $E_h^{(n)} - E_h^{(1)}$ (или $E_l^{(n)} - E_l^{(1)}$ и $E_h^{(n)}(k_{\mathrm{F}}) - E_{\mathrm{F}}$ (или $E_l^{(n)}(k_{\mathrm{F}}) - E_{\mathrm{F}}$), где k_{F} – квазиимпульс Ферми*.

В дальнейшем количественные расчеты проведены по формуле (2) с учетом (3), (5), (6) и (10) в больцмановской статистике при двумерной концентрации $n_S = 2.5\cdot 10^{12}$ см^2, Тогда в области

* В общем случае (при $\boldsymbol{k}_\perp \neq 0$, $T \neq 0$) расчет коэффициента поглощения света в структурах GaAs–AlGaAs с квантовой ямой с бесконечно высокими стенками рассчитан в [10], но без учета (3) и (6).

низких температур и для квантовой ямы с толщиной $a = 200\,\text{Å}$, $n_\omega = 4$ (n_ω – коэффициент преломления света на частоте ω), $m_{lh} = 0.082 m_0$, $m_{hh} = 0.51 m_0$ $\left(\tilde{\beta} = 0.16078\right)$ коэффициент поглощения однофотонного линейно-поляризованного света, распространяемого по оси квантования, с энергией $\hbar\omega = \varepsilon_{lh}\left(n' = 2\right) - \varepsilon_{hh}\left(n = 1\right) = 44.41$ мэВ, обусловленный оптическим переходом $\left(hh, n' = 1\right) \to \left(lh, n = 2\right)$ в точке экстремума $\left(\boldsymbol{k}_\perp = 0\right)$, равен 32 см$^{-1}$, а для оптического перехода типа $\left(hh, n' = 2\right) \to \left(lh, n = 1\right)$ – 682 см$^{-1}$.

Значения коэффициента поглощения света, распространяемого поперек к оси квантования, для вышеприведенных значений величин и для различных типов оптических переходов приведены в табл. 2.

Таблица 2

Коэффициент поглощения света в квантовой яме типа (001), рассчитанный для различных типов оптических переходов

Типы оптических переходов	$\left(hh, n' = 1\right) \to \left(hh, n = 2\right)$	$\left(hh, n' = 1\right) \to \left(hh, n = 4\right)$	$\left(lh, n' = 1\right) \to \left(lh, n' = 2\right)$
Коэффициент поглощения света, см$^{-1}$	0.501	1.225	7.57

В заключение заметим, что вклад легких дырок в коэффициент однофотонного поглощения света, падающего вдоль плоскости ямы и для рассмотренного выше случая, примерно в 3 раза больше, чем вклад тяжелых дырок.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ivchenko E.L. Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures. – Harrow: Alpha Science International Ltd., 2005. – V. XII. – 427 p.
2. Воробьев Л.Е., Ивченко Е.Л., Фирсов Д.А., Шалыгин В.М. Оптические свойства наноструктур. – СПб.: Нуака, 2001. – 192 с.
3. Гуревич В.Л., Паршин Д.А., Штенгель К.Э. // ФТТ. – 1988. – Т. 35. – Вып. 5. – С. 1465.
4. Men P. and Pan O.S. // Appl. Phys. Lett. – 1992. – V. 59. – No. 9. – P. 2799.
5. Chang Y.-Ch. and James R.B. // Phys. Rev. B. – 1989. – V. 39. – P. 12672.
6. Sanders J.D. and Pejej K.K. // Phys. Rev. B. – 1987-II. – V. 37. – P. 4849.
7. Chang H.H., Houng M.P., Wang Y.H., and Chang Y. // Appl. Phys. Lett. – 1992. – V. 59. – No. 1. – P. 509.
8. Levine B.V., Malik R.J., Welker J., et al. // Appl. Phys. Lett. – 1987. – V. 50. – No. 1. – P. 273.
9. Hasnain G., Livine B.V., Bethea C.C., et al. // Appl. Phys. Lett. – 1989.– V. 56. – No. 8. – P. 2515.
10. Паршин Д.А., Шабаев А.Р. // ЖЭТФ. – 1987. – Т. 86. – Вып. 2 – С 1471.
11. Голуб Л.Е., Ивченко Е.Л., Расулов Р.Я. // ФТП. – 1995. – Т. 29. – Вып. 6. – С. 1093; Воробьев Л.Е., Голуб Л.Е., Донецкий Д.В. // Письма в ЖЭТФ. – 1996. – Т. 63. – Вып. 12. – С. 928.
12. Бир Г.Л., Пикус Г.Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. – М.: Наука, 1973. – 754 с.
13. Ивченко Е.Л., Расулов Р.Я. Симметрия и реальная зонная структура полупроводников. – Ташкент: Фан, 1992. – 141 с.
14. Расулов Р.Я. Поляризационные оптические и фотогальванические эффекты в полупроводниках при линейном и нелинейном поглощении света: дис. … д.ф.-м.н. – Л., 1983. – 286 с.
15. Меркулов И.А., Перель В.И., Портной М.Е. // ЖЭТФ. – 1991. – Т. 99. – Вып. 4. – С. 1202.
16. Физика полупроводниковых наноструктур / под ред. С.И. Борисенко. – Томск, 2010. – 115 с.
17. Федоров А.В., Баранов А.В., Маслов В.Г. и др. Физика наноструктур: учеб. пособие. – СПб.: Университет ИТМО, 2014. – 130 с.

[1] Ферганский государственный университет, г. Фергана, Республика Узбекистан
[2] Кокандский государственный педагогический институт, г. Коканд, Республика Узбекистан

Поступила в редакцию 31.01.17, после доработки – 30.11.17.

Расулов Рустам Явкачович, д.ф.-м.н., профессор, профессор каф. физики, e-mail: r_rasulov51@mail.ru
Расулов Вохоб Рустамович, преподаватель каф. физики;
Эшболтаев Икболжон, преподаватель каф. физики.