

ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЙ РАСПАД ТРИОНА В КВАНТОВОЙ ЯМЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ

Н. А. Поклонский*, А. Н. Деревяго, С. А. Вyrко, А. И. Сягло

УДК 535.37;621.315.592

Белорусский государственный университет,
220030, Минск, просп. Независимости, 4, Беларусь; e-mail: poklonski@bsu.by

(Поступила 16 марта 2017)

Развита квазиклассическая модель распада отрицательного триона (экситон + электрон) в одиночной кристаллической квантовой яме (КЯ) на электрон в зоне проводимости (*c*-зоне) и экситон с последующей рекомбинацией составляющих этот экситон электрона и дырки. Показано, что при заполнении квантоворазмерных уровней энергии КЯ электронами из селективно легированной донорами полупроводниковой матрицы энергия связи триона увеличивается. Расчетным путем установлено, что ширина линии излучения триона при его распаде немного больше ширины линии излучения одиночного экситона. Полученные результаты в целом согласуются с известными экспериментальными данными по низкотемпературному излучательному распаду трионов в КЯ. Указано на возможность изменения заполнения трионами их квантоворазмерных уровней энергии под действием внешнего продольного (вдоль КЯ) электрического поля. Предложена схема стационарной светоизлучающей приборной структуры на излучательных переходах трионов (не приводящих к их распаду) между квантоворазмерными уровнями энергии.

Ключевые слова: кристаллическая квантовая яма, трион, экситон, электрон, люминесценция, уровень Ферми.

A quasi-classical model of the negative trion (exciton + electron) decay in a single crystalline quantum well (QW) into a c-band electron and the exciton followed by a recombination of the electron and hole constituting the exciton was developed. It was shown that the trion binding energy increases when the QW quantum-size energy levels are filled with electrons from the semiconductor matrix selectively doped with donors. It was established by calculations that the width of the trion emission line is slightly larger than that for a single exciton. On the whole, the obtained results agree with the known experimental data on low-temperature radiative decay of trions in QW. It was pointed out on the possibility of change of the trion quantum-size energy levels population under the action of a longitudinal (along the QW) electric field. A scheme of a stationary light-emitting device based on radiative transitions of trions (that not leading to their decay) between quantum-size energy levels was proposed.

Keywords: crystalline quantum well, trion, exciton, electron, luminescence, Fermi level.

Введение. Известно, что большинство атомов в свободном состоянии могут присоединять электроны, т. е. существовать в виде отрицательных ионов [1, 2]. Это же относится к атомам примесей в кристаллических матрицах. Так, А. Ансельмом в 1953 г. показано [3], что атомы водородоподобной примеси одного вида в ковалентных полупроводниках могут находиться не в двух, а в трех зарядовых состояниях. Например, каждый атом фосфора, занимающий узел кристаллической решетки кремния, может находиться в одном из трех зарядовых состояний (0, +1, -1) на фоне электрически нейтральной кремниевой матрицы. Позже М. Лампертом предсказано [4] существование отрицательно заряженной квазичастицы, представляющей собой связанное состояние электрона и экситона —

RADIATIVE DECAY OF A TRION IN A QUANTUM WELL OF SEMICONDUCTOR HETERO-STRUCTURE

N. A. Poklonski*, A. N. Dzeraviah, S. A. Vyrko, A. I. Siahlo (Belarusian State University, 4 Nezavisimosti Prosp., Minsk, 220030, Belarus; e-mail: poklonski@bsu.by; poklonski@tut.by)

отрицательного триона. Однако экспериментально обнаружить такие квазичастицы в объемных (трехмерных) кристаллических полупроводниках было непросто (см., например, оценки в [5]) из-за малой энергии связи триона (≈ 0.1 мэВ).

Интерес к трионам возродился в связи с разработкой технологии создания и совершенствования методов исследования низкоразмерных квантовых структур (квантовых ям (КЯ), квантовых нитей и квантовых точек). В [6—8] отмечено, что энергия связи триона в КЯ увеличивается примерно на порядок по сравнению с энергией связи триона в объемных ковалентных полупроводниках. Этот факт позволил обнаружить трионы в КЯ шириной 10 нм в полупроводниковой гетероструктуре [9, 10].

Трион в КЯ (рис. 1, *a*) — квазичастица, представляющая собой связанное состояние трех частиц: двух электронов и дырки (отрицательный трион, обозначается tr^- или X^-) или двух дырок и электрона (положительный трион, tr^+ или X^+) [11]; заряд отрицательного триона равен $-e$, заряд положительного триона $+e$, где $e > 0$ — элементарный заряд. Эффективная трансляционная масса триона $m_{tr} = 2m_n + m_p$ (для tr^-) или $m_{tr} = m_n + 2m_p$ (для tr^+), где m_n и m_p — эффективные массы плотности состояний электронов (индекс n) в c -зоне и дырок (индекс p) в v -зоне КЯ. В [12, 13] показано, что в слабом внешнем магнитном поле, когда магнитная локализация волновой функции триона меньше его длины свободного пробега между актами рассеяния или распада, в основном состоянии трион имеет спин $1/2$ (в единицах постоянной Планка $\hbar = h/2\pi$).

В данной работе проводится количественный анализ распада в КЯ отрицательного триона (tr^-) на электрон в c -зоне (e^-) и экситон (ex) с последующим испусканием экситоном фотона. Новизна расчетов по сравнению с [11] состоит в учете движения триона в плоскости КЯ и оценке ширины линии излучения триона. Предложена схема светоизлучательной структуры на переходах “горячих” трионов (без распада) между квантоворазмерными уровнями энергии. Рассматриваются кристаллические КЯ из прямозонных полупроводников ZnSe, CdTe и GaAs.

Отметим, что в принципе tr^- может распадаться в КЯ тремя способами: 1) на электрон и экситон, 2) на дырку и два свободных электрона в c -зоне, 3) на дырку и два связанных между собой свободных электрона (возникновение биелектронов типа куперовских пар [14]). Нами рассматривается только первый вариант распада триона.

Концентрация электронов, экситонов и трионов в КЯ. Концентрация свободных электронов n_e в двумерной КЯ [15, 16]:

$$n_e = \frac{m_n k_B T}{\pi \hbar^2} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F}{k_B T} \right) \right], \quad (1)$$

где E_F — уровень (энергия) Ферми, отсчитывается от первого квантоворазмерного уровня энергии электрона в КЯ (рис. 1, *a*); k_B — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура.

Для вырожденного газа электронов (энергия Ферми $E_F > k_B T$) в пределе нулевой температуры ($T \rightarrow 0$) из (1) получаем (см., например, [11, 15]):

$$n_e = m_n E_F / \pi \hbar^2. \quad (2)$$

В отсутствие вырождения электронного газа (уровень Ферми $E_F < 0$, $|E_F| < k_B T$) из (1) следует:

$$n_e \approx (m_n k_B T / \pi \hbar^2) \exp(E_F / k_B T). \quad (3)$$

Для невырожденного газа свободных электронов (e^-), экситонов (ex) и отрицательных трионов (tr^-) в КЯ процесс образования и распада трионов можно рассматривать как “химическую” реакцию вида [17]:



Исходя из (4), по закону действующих масс [18] концентрации электронов n_e , экситонов n_{ex} и отрицательных трионов n_{tr} в отсутствие их вырождения связаны соотношением [17]:

$$\frac{n_{ex} n_e}{n_{tr}} = \frac{4m_n k_B T}{\pi \hbar^2} \exp \left(-\frac{E_{tr}}{k_B T} \right), \quad (5)$$

где $E_{tr} \approx I_{tr}$ — энергия связи отрицательного триона (при $E_F < 0$); концентрация электронов n_e в двумерной КЯ определяется легированием донорами матрицы, а концентрации экситонов (электрически нейтральных квазичастиц) n_{ex} и отрицательных трионов n_{tr} — интенсивностью межзонного фотовозбуждения КЯ.

Излучательный распад триона в КЯ. В [11] представлена модель излучательного распада неподвижного отрицательного триона на электрон проводимости (в c -зоне КЯ) и экситон в КЯ (рис. 1, *a*).

Следуя [19], уточним, что КЯ представляет собой плоскопараллельный слой кристаллического ZnSe толщиной $L_z \approx 8$ нм в полупроводниковой матрице $\text{Zn}_{0.89}\text{Mg}_{0.11}\text{S}_{0.18}\text{Se}_{0.82}$ (см. рис. 1, а, вставка). Уровни энергии в c -зоне КЯ частично заполняются электронами из кристаллической матрицы, селективно легированной донорами. Энергия ионизации доноров (атомов хлора) $E_d \approx 26$ мэВ в матрице меньше, чем глубина КЯ для электронов c -зоны матрицы $V_n \approx 121$ мэВ. В такой КЯ существуют два квантоворазмерных уровня энергии электронов: $E_{1n} \approx 21$ мэВ и $E_{2n} \approx 78$ мэВ. Суммарная концентрация двумерных электронов в КЯ: $n_e^{(0)} = n_e + n_{tr}$, где n_e — двумерная концентрация свободных электронов, т. е. электронов, не связанных с экситонами в трионы, n_{tr} — концентрация трионов. Концентрация $n_e^{(0)}$ равна концентрации водородоподобных доноров — ионов хлора N_{+1} в δ -слое толщиной 3 нм, расположенном в матрице на расстоянии $L_\delta = 10$ нм от края КЯ.

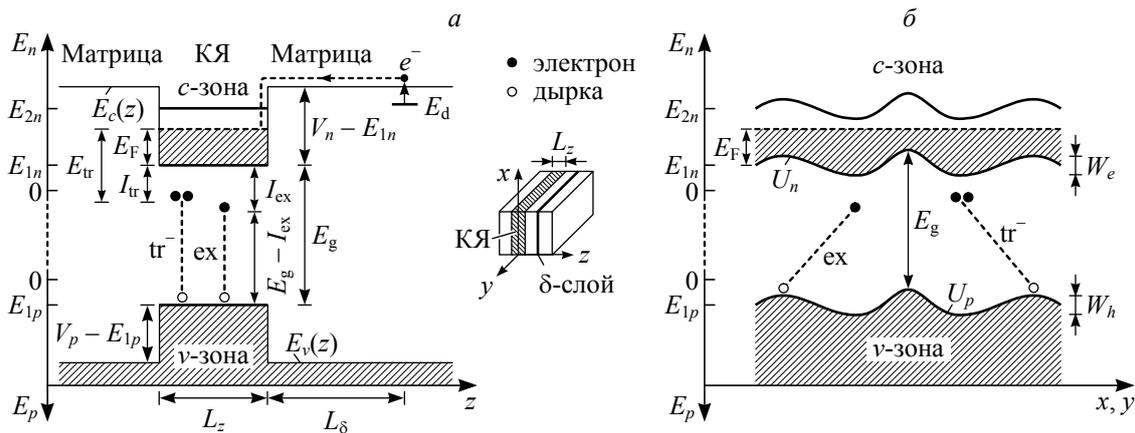


Рис. 1. Схема (по [11]) энергетической зонной диаграммы одиночной кристаллической КЯ в полупроводниковой матрице, селективно легированной донорами вдоль КЯ (δ -слой в плоскости xy) (а), и схема антисимметричных (относительно середины запрещенной зоны) флуктуаций потенциальной энергии электрона c -зоны $U_n(x,y)$ и дырки v -зоны $U_p(x,y)$ вдоль КЯ (в плоскости xy) (б); ex — экситон, tr^- — отрицательный трион, E_{tr} — энергия отрыва электрона от триона, E_F — энергия Ферми, I_{tr} — энергия связи триона относительно распада на экситон и электрон в c -зоне с нулевой кинетической энергией, I_{ex} — энергия связи уединенного экситона в основном невозбужденном состоянии, E_g — ширина энергетической щели КЯ, E_d — уровни энергии доноров в матрице, $E_c(z)$ и $E_v(z)$ — энергия электрона на дне c -зоны и потолке v -зоны в зависимости от координаты z (поперек КЯ), V_n — глубина КЯ для электронов c -зоны, E_{1n} и E_{2n} — квантоворазмерные уровни энергии электрона в КЯ шириной L_z ; V_p — глубина КЯ для дырок v -зоны, E_{1p} — квантоворазмерный уровень энергии дырки; штриховая стрелка — переходы электронов от доноров матрицы в КЯ, заполненные электронами состояния c - и v -зон заштрихованы; на вставке — схема полупроводниковой гетероструктуры

Концентрация вырожденных двумерных электронов n_e (число электронов на единице площади поверхности КЯ) задается формулой (2). Если $n_e < 3\pi/(2L_z^2)$, т. е. когда $E_F < E_{2n} - E_{1n}$, то можно ограничиться рассмотрением заполнения электронами только первого квантоворазмерного уровня энергии (E_{1n}) поперечного движения электрона. Тогда в пределе нулевой температуры ($T \rightarrow 0$) энергия связи отрицательного триона E_{tr} в КЯ [11]:

$$E_{tr} = I_{tr} + E_F, \quad (6)$$

где E_F — энергия Ферми; I_{tr} — энергия связи триона (т. е. электрона и экситона в трионе [20]) относительно распада на экситон (в энергетической щели КЯ) и электрон с энергией $E_F = 0$ (на дне c -зоны КЯ). Из (2) и (6) видно, что $E_{tr} = I_{tr}$ в случае $E_F \rightarrow 0$, т. е. когда в c -зоне КЯ концентрация свободных электронов $n_e \rightarrow 0$.

Отметим, что при распаде триона электрон переходит в c -зону КЯ (аналог эффекта Оже [11]), так как в энергетической щели КЯ практически отсутствуют ловушки электронов (дефекты кристаллической структуры или атомы примесей). Энергия заброшенного в c -зону электрона равна или больше энергии Ферми E_F , так как при $T \rightarrow 0$ все состояния ниже уровня Ферми, отсчитываемого от квантоворазмерного уровня энергии электрона E_{1n} , заняты электронами.

Энергия триона немного больше энергии одиночного экситона. При распаде триона часть его энергии тратится на заброс электрона в c -зону, а оставшиеся электрон и дырка излучательно рекомбинируют, испуская фотон с энергией $\hbar\omega_{\text{tr}} = E_{\text{tr}}^{(\text{em})}$. При учете соотношения (6) энергия фотона $\hbar\omega_{\text{tr}}$, испускаемого при излучательном распаде триона:

$$\hbar\omega_{\text{tr}} = E_{\text{tr}}^{(\text{em})} \approx I_{\text{ex}}^{(\text{em})} - E_{\text{tr}} = I_{\text{ex}}^{(\text{em})} - I_{\text{tr}} - E_{\text{F}}, \quad (7)$$

где $I_{\text{ex}}^{(\text{em})} \approx E_{\text{g}} - I_{\text{ex}} = \hbar\omega_{\text{ex}}$ — энергия фотона, выделяющаяся при излучательной рекомбинации уединенного экситона; I_{ex} — энергия связи уединенного экситона; E_{g} — ширина запрещенной энергетической зоны КЯ (рис. 1, *a*).

Из соотношения (7) следует, что $\hbar\omega_{\text{tr}} < \hbar\omega_{\text{ex}}$, т. е. линия излучения триона смещена в красную область спектра фотолюминесценции КЯ по сравнению с линией излучения свободного экситона.

Согласно (7), энергия фотона, излучаемого при распаде триона, зависит от уровня Ферми E_{F} внутри КЯ. Учтем, что электростатические флуктуации потенциальной энергии электрона W_e и дырки W_h являются антисимметричными относительно середины запрещенной энергетической зоны КЯ и проявляются в положении уровня Ферми относительно дна c -зоны, т. е. в величине энергии электрона [21—23] (рис. 1, *b*). В итоге ширину линии фотолюминесценции триона при низкой температуре можно представить в виде

$$(\delta E_{\text{tr}}^{(\text{em})})^2 \approx (\delta I_{\text{ex}}^{(\text{em})})^2 + (\delta E_{\text{F}})^2, \quad (8)$$

где $\delta E_{\text{tr}}^{(\text{em})}$ — эффективная ширина линии излучения триона при его распаде; $\delta I_{\text{ex}}^{(\text{em})}$ — эффективная ширина линии излучения экситона; $\delta E_{\text{F}} \approx W_e$ — среднеквадратичная флуктуация энергии электрона вдоль КЯ; уровень Ферми E_{F} для вырожденного газа электронов в c -зоне КЯ определяется в пределе $T \rightarrow 0$ из (2). Наконец, с учетом $W_e \approx W_h \approx \delta I_{\text{ex}}^{(\text{em})}/2$ из формулы (8) следует расчетная ширина линии излучения триона $[\delta E_{\text{tr}}^{(\text{em})}]_c \approx \sqrt{5/4} \delta I_{\text{ex}}^{(\text{em})}$.

Сравним расчетную величину $[\delta E_{\text{tr}}^{(\text{em})}]_c$ и измеренные параметры [10] линий излучения экситонов и трионов для КЯ из ZnSe (толщиной $L_z = 8$ нм) в гетероструктуре ZnSe/Zn_{0.89}Mg_{0.11}S_{0.18}Se_{0.82} при $T = 1.6$ К. Для концентрации электронов $n_e \approx 10^{10}$ см⁻² в c -зоне ямы и ширины линии экситона $\delta I_{\text{ex}}^{(\text{em})} \approx 2W_e = 1.1$ мэВ расчет дает $[\delta E_{\text{tr}}^{(\text{em})}]_c \approx 1.2$ мэВ, что соответствует экспериментальному значению 1.5 мэВ для триона (ширине линии излучения на полувысоте). Для $n_e \approx 9 \cdot 10^{10}$ см⁻² и $\delta I_{\text{ex}}^{(\text{em})} \approx 2W_e = 1.5$ мэВ имеем $[\delta E_{\text{tr}}^{(\text{em})}]_c \approx 1.7$ мэВ, что также соответствует экспериментальной ширине линии для триона 1.6 мэВ. Для КЯ из CdTe (толщиной $L_z = 8$ нм) в гетероструктуре CdTe/Cd_{0.7}Mg_{0.3}Te при $T = 1.6$ К и концентрации электронов $n_e \approx 1.5 \cdot 10^{10}$ см⁻², согласно [24], $\delta I_{\text{ex}}^{(\text{em})} \approx 2W_e = 1.9$ мэВ, $\delta E_{\text{tr}}^{(\text{em})} \approx 2.1$ мэВ. Расчет по (8) дает $[\delta E_{\text{tr}}^{(\text{em})}]_c \approx 2.2$ мэВ.

В [25] приводятся спектры фотолюминесценции КЯ из GaAs (толщиной $L_z = 20$ нм) в гетероструктуре GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As с различной концентрацией электронов n_e в c -зоне ямы при $T = 1.5$ К. Измеренные ширины экситонной $\delta I_{\text{ex}}^{(\text{em})}$ и трионной $\delta E_{\text{tr}}^{(\text{em})}$ линий и рассчитанная по формуле (8) ширина трионной линии $[\delta E_{\text{tr}}^{(\text{em})}]_c$ следующие (мэВ): для $n_e \approx 10^9$ см⁻² $\delta I_{\text{ex}}^{(\text{em})} \approx 0.33$, $\delta E_{\text{tr}}^{(\text{em})} \approx 0.42$, $[\delta E_{\text{tr}}^{(\text{em})}]_c \approx 0.37$; для $n_e \approx 5 \cdot 10^9$ см⁻² $\delta I_{\text{ex}}^{(\text{em})} \approx 0.38$, $\delta E_{\text{tr}}^{(\text{em})} \approx 0.52$, $[\delta E_{\text{tr}}^{(\text{em})}]_c \approx 0.42$; для $n_e \approx 2 \cdot 10^{10}$ см⁻² $\delta I_{\text{ex}}^{(\text{em})} \approx 0.28$, $\delta E_{\text{tr}}^{(\text{em})} \approx 0.51$, $[\delta E_{\text{tr}}^{(\text{em})}]_c \approx 0.31$. Видно, что расчет по формуле (8) согласуется с экспериментальными данными.

В развитие работы [11] рассмотрим отрицательный трион tr^- , движущийся вдоль плоскости xy КЯ (рис. 1, *a*) с кинетической энергией $E_{\text{tr}}^{(\text{kin})} > 0$ и квазиимпульсом $\hbar\mathbf{k}_{\text{tr}}$. Предположим, что такой трион распадается на электрон c -зоны с кинетической энергией, равной энергии Ферми E_{F} , и квазиимпульсом $\hbar\mathbf{k}_e$ и на экситон с квазиимпульсом $\hbar\mathbf{k}_{\text{ex}}$, причем и электрон, и экситон также движутся в плоскости двумерной КЯ.

Закон сохранения квазиимпульса (далее просто импульса) при поступательном движении и распаде триона в КЯ на экситон и электрон имеет вид:

$$\hbar\mathbf{k}_{\text{tr}} = \hbar\mathbf{k}_{\text{ex}} + \hbar\mathbf{k}_e. \quad (9)$$

Пусть трион движется в КЯ вдоль оси x в плоскости xy (см. рис. 2, *a*; рис. 1, *a*, вставка). Векторное соотношение (9) для этих координат дает систему уравнений:

$$k_{\text{tr}} = k_e \cos\theta + k_{\text{ex}} \cos\varphi, \quad (10)$$

$$k_e \sin\theta = k_{\text{ex}} \sin\varphi, \quad (11)$$

где θ — угол между направлениями движения электрона проводимости (электрона s -зоны КЯ) и триона; φ — угол между направлениями движения триона и экситона.

В результате распада триона $[\text{tr}^-] \rightarrow [\text{ex}] + [e^-]$ электрон приобретает кинетическую энергию, равную E_F в s -зоне КЯ, а экситон излучательно рекомбинирует (см. рис. 1, *a*). Полагаем, что кинетическая энергия триона и электрона связана с их (квази)импульсом стандартными соотношениями [13, 26]:

$$(\hbar k_{\text{tr}})^2 = 2m_{\text{tr}} E_{\text{tr}}^{(\text{kin})}, \quad (12)$$

$$(\hbar k_e)^2 = 2m_n E_F, \quad (13)$$

где $m_{\text{tr}} = m_p + 2m_n$ — эффективная трансляционная масса триона в КЯ.

Максимальная энергия кванта электромагнитного излучения $I_{\text{ex}}^{(\text{em})}$, возникшего в результате излучательной аннигиляции экситона, обладающего квазиимпульсом $\hbar \mathbf{k}_{\text{ex}}$, определяется по [27]:

$$I_{\text{ex}}^{(\text{em})} = E_g - I_{\text{ex}} + (\hbar k_{\text{ex}})^2 / 2m_{\text{ex}}, \quad (14)$$

где $m_{\text{ex}} = m_n + m_p$ — трансляционная эффективная масса экситона в КЯ (с шириной энергетической щели E_g) [28]; I_{ex} — энергия связи экситона. Обратная масса быстрого “внутреннего” движения электрона и дырки в экситоне $\mu_{\text{ex}}^{-1} = m_n^{-1} + m_p^{-1}$ [29].

При подстановке (14) в выражение (7) с учетом (10)—(14) находим энергию излучения триона в зависимости от угла θ , определяющего направление вылета электрона:

$$E_{\text{tr}}^{(\text{em})} \approx I_{\text{ex}}^{(\text{em})} - E_{\text{tr}} = E_g - I_{\text{ex}} - I_{\text{tr}} - E_F + (m_n/m_{\text{ex}})E_F + (m_{\text{tr}}/m_{\text{ex}})E_{\text{tr}}^{(\text{kin})} - 2 \frac{\sqrt{m_{\text{tr}} m_n} \cos \theta}{m_{\text{ex}}} \sqrt{E_F E_{\text{tr}}^{(\text{kin})}}. \quad (15)$$

Если предположить, что направления движения электрона в плоскости xu равновероятны (угол $0 < \theta < 2\pi$), то средняя энергия испускаемого фотона (при излучательном распаде триона)

$$\bar{E}_{\text{tr}}^{(\text{em})} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} E_{\text{tr}}^{(\text{em})}(\theta) d\theta = E_g - I_{\text{ex}} - I_{\text{tr}} - E_F + (m_n/m_{\text{ex}})E_F + (m_{\text{tr}}/m_{\text{ex}})E_{\text{tr}}^{(\text{kin})}. \quad (16)$$

Сравнение выражений (7) и (16) показывает, что учет движения триона вдоль КЯ приводит к появлению двух дополнительных слагаемых в (16), увеличивающих энергию излучения триона. Слагаемое $(m_n/m_{\text{ex}})E_F$ равно энергии отдачи, приобретаемой экситоном от электрона, переходящего в s -зону КЯ, после распада триона. Слагаемое $(m_{\text{tr}}/m_{\text{ex}})E_{\text{tr}}^{(\text{kin})}$ появляется за счет ненулевой кинетической энергии триона $E_{\text{tr}}^{(\text{kin})}$, определяемой формулой (12).

Отметим, что за счет пространственного ограничения движения свободного экситона поперек КЯ (при $L_z \rightarrow 0$) его энергия связи в четыре раза превышает энергию связи свободного экситона в объемном полупроводниковом материале (при $L_z \rightarrow \infty$) (см., например, [28, 30]). Однако за счет ненулевой ширины реальной КЯ энергия связи экситона в ней лишь немного превышает его энергию связи в объемном (трехмерном) кристалле [31]. Так, согласно [32], в КЯ из ZnSe шириной $L_z = 8$ нм энергия связи одиночного экситона $I_{\text{ex}} = 22.1$ мэВ, а для трехмерного кристалла ZnSe энергия связи одиночного свободного экситона $I_{\text{ex}}^{(3d)} = 19.3$ мэВ.

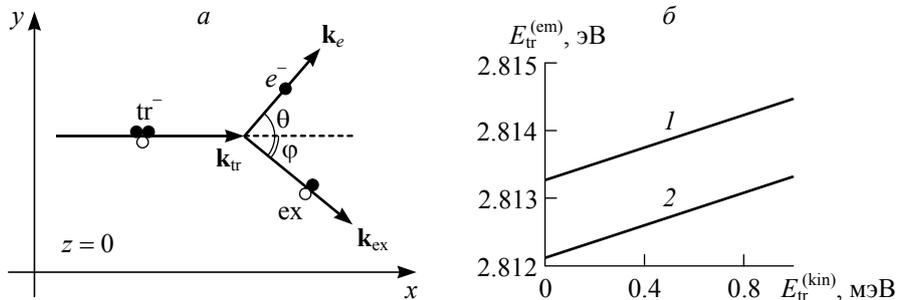


Рис. 2. Кинематика распада отрицательного триона (tr^-) с волновым вектором \mathbf{k}_{tr} на электрон (e^-) и экситон (ex) в двумерной КЯ (*a*) ($z = 0$ — уравнение плоскости, проходящей через центр КЯ шириной L_z) и зависимость энергии фотона $E_{\text{tr}}^{(\text{em})} = \hbar\omega_{\text{tr}}$, испускаемого при излучательном распаде триона, от кинетической энергии движения триона $E_{\text{tr}}^{(\text{kin})}$ в плоскости xu в КЯ шириной $L_z = 8$ нм, рассчитанная по (16) для концентраций двумерных электронов в КЯ $n_e = 10^{10}$ (1) и 10^{11} см $^{-2}$ (2) (*б*)

На рис. 2, б представлена расчетная зависимость энергии фотона $E_{\text{tr}}^{(\text{em})}$, испускаемого при распаде триона, от кинетической энергии триона $E_{\text{tr}}^{(\text{kin})}$. При расчете по (16) использованы следующие параметры типичной КЯ из ZnSe (см. рис. 1, а): $E_g \approx 2840$ мэВ, $I_{\text{ex}} = 22.1$ мэВ [32], $I_{\text{tr}} = 4.5$ мэВ; $m_n = 0.15m_0$, $m_p = 0.6m_0$ [11, 19], где m_0 — масса электрона в вакууме. (Эффективные массы носителей заряда в ZnSe, приводимые в справочной литературе, несколько отличаются: $m_n/m_0 = 0.160$, $m_p/m_0 = 0.75$ [33], $m_n/m_0 = 0.137$, $m_p/m_0 = 0.86$ [34].) Уровень Ферми E_F рассчитан по формуле (2) для двух концентраций двумерных электронов $n_e = 10^{10}$ и 10^{11} см $^{-2}$. Из рис. 2, б видно, что при увеличении кинетической энергии триона $E_{\text{tr}}^{(\text{kin})}$ энергия фотона $E_{\text{tr}}^{(\text{em})}$, испускаемого при распаде триона (на свободный электрон в c -зоне и экситон), также увеличивается. Отметим, что энергия $E_{\text{tr}}^{(\text{em})}$ уменьшается с ростом концентрации электронов в КЯ.

Таким образом, исходя из законов сохранения энергии и импульса, получена количественная оценка энергии фотона, испускаемого при излучательном распаде триона, движущегося в плоскости КЯ. Показано, что энергия испускаемого трионом фотона $E_{\text{tr}}^{(\text{em})}$ линейно возрастает при увеличении кинетической энергии триона $E_{\text{tr}}^{(\text{kin})}$.

Переходы триона между квантоворазмерными уровнями его энергии в КЯ. Рассмотрим отрицательный трион (tr^-) как квазичастицу массой $m_{\text{tr}} = 2m_n + m_p$ в потенциальной яме шириной L_z и глубиной $V_{\text{tr}} \approx E_{1n} + E_{1p}$ при $E_F = 0$ (рис. 1, а). Значения квантоворазмерных уровней энергии $(I_{\text{tr}})_j$ поперечного движения триона (вдоль оси z) в КЯ определяются трансцендентным уравнением [11, 35]:

$$(I_{\text{tr}})_j = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_{\text{tr}} L_z^2} \left[j - \frac{2}{\pi} \text{arccctg} \sqrt{\frac{V_{\text{tr}}}{(I_{\text{tr}})_j} - 1} \right]^2, \quad (17)$$

где $j = 1, 2$ — номер квантоворазмерного уровня энергии триона.

В качестве примера рассмотрим КЯ из ZnSe ($L_z = 8$ нм, $V_n \approx 121$ мэВ, $E_{1n} \approx 21$ мэВ, $V_p \approx 107$ мэВ, $E_{1p} \approx 7$ мэВ) в матрице $\text{Zn}_{0.89}\text{Mg}_{0.11}\text{S}_{0.18}\text{Se}_{0.82}$ [10, 11, 19]. Для такой КЯ численное решение уравнения (17) при $V_{\text{tr}} \approx E_{1n} + E_{1p} = 28$ мэВ дает основной и возбужденный квантоворазмерные уровни энергии поперечного (вдоль оси z) движения триона: $(I_{\text{tr}})_1 \approx 4$ мэВ, $(I_{\text{tr}})_2 \approx 14$ мэВ. Графическое решение уравнения (17) показано на рис. 3, а.

Уравнение (17) для квантоворазмерных уровней энергии E_{jn} поперечного движения электрона в КЯ (вдоль оси z) принимает вид:

$$E_{jn} = (\pi^2 \hbar^2 / 2m_n L_z^2) [j - (2/\pi) \text{arccctg} \sqrt{V_n / E_{jn} - 1}]^2, \quad (18)$$

где j — номер квантоворазмерного уровня энергии электрона с эффективной массой m_n . Численное решение уравнения (18) для электрона в c -зоне рассматриваемой КЯ из ZnSe дает только два квантоворазмерных уровня энергии поперечного движения: $E_{1n} \approx 21$ и $E_{2n} \approx 78$ мэВ (см. рис. 3, б).

Рассмотрим механизм испускания фотонов “горячими” трионами без их развала в КЯ. Предлагаемая нами светоизлучающая приборная структура основана на переходах трионов между квантоворазмерными уровнями энергии их поперечного движения под действием продольного (вдоль КЯ) внешнего электрического поля \mathbf{F}_y (рис. 4, а).

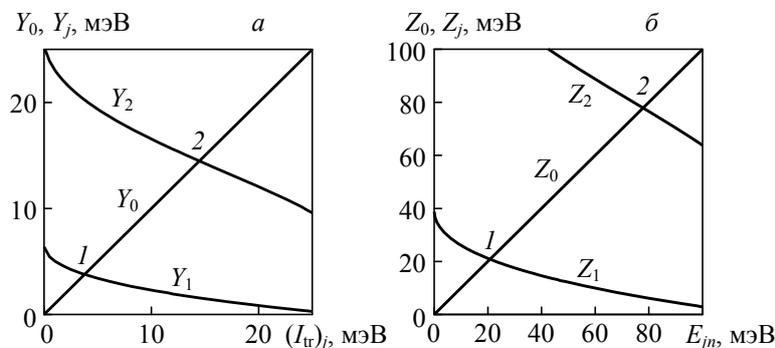


Рис. 3. Графическое решение уравнений (17) для триона (а) и (18) для электрона (б) в КЯ из ZnSe ($L_z = 8$ нм, $V_n = 121$ мэВ, $V_p = 107$ мэВ): а — $Y_0 = (I_{\text{tr}})_j$ — левая часть (17), Y_j — правая часть (17); б — $Z_0 = E_{jn}$ — левая часть (18), Z_j — правая часть (18); точки 1, 2 — корни уравнений

Для образования трионов в КЯ полупроводниковая гетероструктура возбуждается излучением с энергией $\hbar\omega_1$ (для заброса электронов в c -зону КЯ из легированных δ -слоев матрицы), а также излучением с энергией $\hbar\omega_2$ (для создания экситонов в КЯ) (рис. 4, *a*). В случае легирования δ -слоем матрицы с одной стороны от КЯ энергия связи триона увеличивается при уменьшении расстояния между δ -слоем и КЯ за счет притяжения триона к положительно заряженному δ -слою [25]. Для компенсации этого эффекта необходимо использовать два δ -слоя, находящиеся с двух сторон от КЯ на одинаковых расстояниях от ее краев.

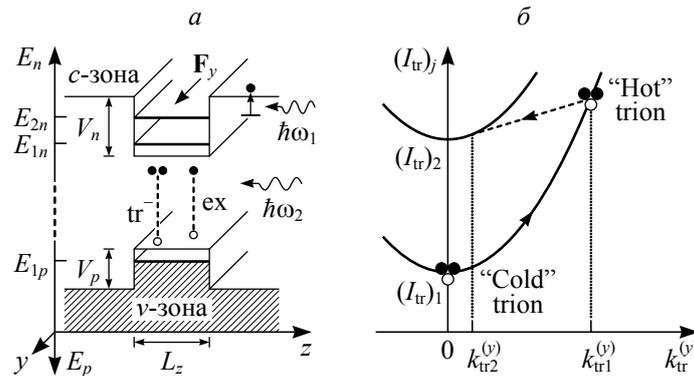


Рис. 4. Движение триона (tr^-) в КЯ под действием внешнего электрического поля напряженностью F_y вдоль оси y (*a*) (показана ионизация донора под действием фотона с энергией $\hbar\omega_1$ и рождение экситона под действием фотона с энергией $\hbar\omega_2 > \hbar\omega_1$) и дискретные (квантоворазмерные) уровни энергии движения отрицательного триона с учетом кинетической энергии вдоль КЯ (*б*) (стрелка — переход триона под действием внешнего электрического поля F_y с уровня $(I_{\text{tr}})_1$ на уровень $(I_{\text{tr}})_2$, при этом квазиволновой вектор триона $k_{\text{tr}}^{(y)}$ за счет взаимодействия с фононами изменяется на $q = k_{\text{tr}2}^{(y)} - k_{\text{tr}1}^{(y)} \approx -k_{\text{tr}1}^{(y)}$)

Рассмотрим по аналогии со схемой разогрева двумерных электронов [36] возможную схему излучения “горячего” триона в КЯ при переходе его между основным квантоворазмерным уровнем энергии $(I_{\text{tr}})_1$ и первым возбужденным квантоворазмерным уровнем энергии $(I_{\text{tr}})_2$ (рис. 4, *б*). Пусть первоначально “холодный” трион находится в основном состоянии, определяемом квантоворазмерным уровнем энергии $(I_{\text{tr}})_1$. Одна парабола $I_{\text{tr}}(k_{\text{tr}}^{(y)})$ характеризует движение триона в плоскости xu , в которой размеры полупроводниковой гетероструктуры намного больше длины волны де Бройля триона. Если приложить продольное внешнее электрическое поле напряженностью F_y вдоль оси y в плоскости xu (рис. 4, *a*), то это приведет к ускорению триона и он может приобрести кинетическую энергию $(\hbar k_{\text{tr}}^{(y)})^2/2m_{\text{tr}} > (I_{\text{tr}})_2$. Можно подобрать такое значение кинетической энергии ускоренного поля F_y триона, чтобы после перехода триона в возбужденное квантоворазмерное состояние (рис. 4, *б*, штриховая линия со стрелкой) кинетическая энергия триона была практически равной нулю ($k_{\text{tr}2}^{(y)} \approx 0$). При таком переходе для выполнения законов сохранения энергии и квазиимпульса необходимо участие фонона. Согласно [37, 38], при температурах ниже температуры Дебая T_D процессы неупругого рассеяния электрона в кристалле сопровождаются рождением фонона (для ZnSe $T_D = 340$ К [34], энергия продольного оптического фонона $\hbar\omega_{\text{LO}} = 31.5$ мэВ [20]). Поэтому закон сохранения энергии триона и фонона $\hbar\omega_{\text{lat}}$ в КЯ запишем в виде

$$(I_{\text{tr}})_1 + (\hbar k_{\text{tr}1}^{(y)})^2/2m_{\text{tr}} = (I_{\text{tr}})_2 + (\hbar k_{\text{tr}2}^{(y)})^2/2m_{\text{tr}} + \hbar\omega_{\text{lat}} \approx (I_{\text{tr}})_2 + \hbar\omega_{\text{lat}}, \quad (19)$$

где $\hbar\omega_{\text{lat}}$ — энергия испускаемого трионом фонона. Далее происходит обратный переход триона из возбужденного состояния в основное с испусканием фотона с энергией $[\hbar\omega_{\text{tr}}]_{21} = (I_{\text{tr}})_2 - (I_{\text{tr}})_1$. При излучательном переходе триона со второго квантоворазмерного уровня энергии на первый законы сохранения энергии и квазиимпульса не требуют участия в этом акте фонона (из-за пренебрежимо малого импульса излучаемого фотона [39]). Длина волны электромагнитного излучения трионом (без распада) $[\lambda_{\text{tr}}]_{21} = 2\pi v_{\text{tr}}/[\omega_{\text{tr}}]_{21}$, где $v_{\text{tr}} = c/n_{\text{tr}}$ — скорость фотона в полупроводниковой гетероструктуре; c — скорость света в вакууме; n_{tr} — показатель преломления; $[\omega_{\text{tr}}]_{21}$ — угловая частота фотона. Оценка $[\lambda_{\text{tr}}]_{21}$ для перехода $(I_{\text{tr}})_2 \rightarrow (I_{\text{tr}})_1$ триона (рис. 3, *a*) в КЯ из ZnSe при $n_{\text{tr}} \approx 2$ [40] и $[\hbar\omega_{\text{tr}}]_{21} = (I_{\text{tr}})_2 - (I_{\text{tr}})_1 \approx 10$ мэВ дает $[\lambda_{\text{tr}}]_{21} \approx 62$ мкм.

В [41] отмечается, что при превышении критического значения напряженности электрического поля F_c , приложенного вдоль КЯ, происходит безызлучательный распад триона ($F_c \approx 6$ кВ/см для КЯ из ZnSe при $L_z \rightarrow 0$ и $m_n/m_p \approx 0.5$). Итак, если трион приобретает кинетическую энергию за счет внешнего постоянного электрического поля, то существует ограничение по напряженности этого поля ($|\mathbf{F}_y| = F_y < F_c$), при которой можно рассматривать процесс ускорения триона вдоль КЯ без его распада.

Под действием внешнего электрического поля, приложенного вдоль КЯ, ускоряются также электроны s -зоны КЯ. В прямозонных полупроводниках, как правило, эффективная масса электрона m_n значительно меньше эффективной массы дырки m_p , следовательно, $m_n \ll m_{tr} = 2m_n + m_p$ [33, 34]. Тогда, согласно (17) и (18), расстояние между квантоворазмерными уровнями энергии (основным и возбужденным) триона меньше соответствующей величины для электрона: $(I_{tr})_2 - (I_{tr})_1 < E_{2n} - E_{1n}$. Это означает, что можно подобрать такие параметры КЯ и внешнего электрического поля F_y , при которых кинетическая энергия триона будет больше $(I_{tr})_2 - (I_{tr})_1$ (см. рис. 4, б), а кинетическая энергия электрона — меньше $E_{2n} - E_{1n}$. При этом возможен излучающий переход триона $(I_{tr})_2 \rightarrow (I_{tr})_1$ в отсутствие излучающего перехода электрона $E_{2n} \rightarrow E_{1n}$.

В соответствии с рис. 4 возможна светоизлучающая приборная структура, основанная на переходах трионов (без их распада) между квантоворазмерными уровнями энергии поперечного движения. Если по торцам КЯ создать электроды и между ними приложить электрическое поле напряженностью F_y вдоль оси y , то трионы будут ускоряться (и приобретать кинетическую энергию). За счет взаимодействия с фононами произойдет термализация горячих трионов с переходом их в центр зоны Бриллюэна ($k_{tr}^{(y)} = 0$) с последующим испусканием фотона с энергией $[\hbar\omega_{tr}]_{21} = (I_{tr})_2 - (I_{tr})_1$. Если КЯ имеет длину L_y вдоль оси y , то напряженность поля F_y должна удовлетворять условию $F_c > F_y > [(I_{tr})_2 - (I_{tr})_1]/eL_y$, где F_c — критическое (для безызлучательного распада триона) значение напряженности электрического поля F_y .

Отметим, что предложенная схема излучения фотонов “горячими” трионами (без их распада) в одной КЯ отличается от схемы работы каскадного лазера [42], представляющего собой полупроводниковую сверхрешетку, поперек которой возбуждается электрический ток. Излучение фотонов в каскадном лазере происходит вследствие создания током инверсной населенности электронов между квантоворазмерными уровнями их энергий в КЯ.

Заключение. Рассмотрена энергетика и кинематика распада отрицательного заряженного триона в кристаллической квантовой яме на экситон и электрон в s -зоне с последующей излучательной рекомбинацией образующих экситон электрона и дырки. Показано, что энергия испускаемого фотона линейно возрастает с увеличением кинетической энергии поступательного движения триона вдоль квантовой ямы. Дана количественная оценка ширины линии излучения триона при его распаде. Впервые предложена схема светоизлучающей приборной структуры и сделаны оценки энергии фотона, испускаемого “горячим” трионом в плоскости квантовой ямы. Излучение обусловлено переходами триона (без распада) между квантоворазмерными уровнями энергии в квантовой яме при ускорении его внешним электрическим полем. Длина волны излучения “горячим” трионом может варьироваться от среднего инфракрасного до субмиллиметрового диапазона.

Работа поддержана программой научных исследований Республики Беларусь “Конвергенция”.

- [1] Г. Месси. Отрицательные ионы, Москва, Мир (1979)
- [2] Б. М. Смирнов. Физика атома и иона, Москва, Энергоатомиздат (1986)
- [3] А. И. Ансельм. ЖЭТФ, **24**, № 1 (1953) 83—89
- [4] М. А. Lampert. Phys. Rev. Lett., **1**, N 12 (1958) 450—453
- [5] Р. А. Сергеев, Р. А. Суриц. ФТТ, **43**, № 4 (2001) 714—718
- [6] В. Stébé, С. Comte. Phys. Rev. B, **15**, N 8 (1977) 3967—3979
- [7] R. Schilling, D. C. Mattis. Phys. Rev. Lett., **49**, N 11 (1982) 808—811
- [8] В. Stébé, А. Ainane. Superlatt. Microstruct., **5**, N 4 (1989) 545—548
- [9] K. Kheng, R. T. Cox, Y. Merle d'Aubigné, F. Bassani, K. Saminadayar, S. Tatarenko. Phys. Rev. Lett., **71**, N 11 (1993) 1752—1755
- [10] G. V. Astakhov, D. R. Yakovlev, V. P. Kochereshko, W. Ossau, J. Nürnbergger, W. Faschinger, G. Landwehr. Phys. Rev. B, **60**, N 12 (1999) 8485—8488
- [11] Н. А. Поклонский, А. И. Сягло, С. А. Вырко. Журн. прикл. спектр., **68**, № 3 (2001) 287—290
[N. A. Poklonskii, A. I. Syaglo, S. A. Vyrko. J. Appl. Spectr., **68** (2001) 371—376]

- [12] **D. M. Whittaker, A. J. Shields.** *Phys. Rev. B*, **56**, N 23 (1997) 15185—15194
- [13] **Д. Б. Турчинович, В. П. Кочерешко, Д. Р. Яковлев, В. Оссау, Г. Ландвер, Т. Войтович, Г. Карчевский, Я. Коссут.** *ФТТ*, **40**, № 5 (1998) 813—815
- [14] **Н. В. Старостин.** *Журн. прикл. спектр.*, **50**, № 4 (1989) 535—551 [**N. V. Starostin.** *J. Appl. Spectr.*, **50** (1989) 333—347]
- [15] **Н. А. Поклонский, А. И. Сягло.** *ФТТ*, **43**, № 1 (2001) 152—158
- [16] **А. Я. Шик.** *ФТП*, **29**, № 8 (1995) 1345—1381
- [17] **J. Siviniant, D. Scalbert, A. V. Kavokin, D. Coquillat, J.-P. Lascaray.** *Phys. Rev. B*, **59**, N 3 (1999) 1602—1604
- [18] **Н. А. Поклонский, С. А. Вырко, С. Л. Поденок.** *Статистическая физика полупроводников*, Москва, КомКнига (2005)
- [19] **В. П. Кочерешко, Р. А. Сурис, Д. Р. Яковлев.** *УФН*, **170**, № 3 (2000) 335—338
- [20] **C. Riva, F. M. Peeters, K. Varga.** *Phys. Rev. B*, **61**, N 20 (2000) 13873—13881
- [21] **J. Robertson.** *Phil. Mag. B*, **66**, N 2 (1992) 199—209
- [22] **Н. А. Поклонский, С. А. Вырко.** *Журн. прикл. спектр.*, **69**, № 3 (2002) 375—382 [**N. A. Poklonski, S. A. Vyrko.** *J. Appl. Spectr.*, **69** (2002) 434—443]
- [23] **Н. А. Поклонский, С. А. Вырко, О. Н. Поклонская, А. Г. Забродский.** *ФТП*, **50**, № 6 (2016) 738—750
- [24] **W. Ossau, D. R. Yakovlev, C. Y. Hu, V. P. Kochereshko, G. V. Astakhov, R. A. Suris, P. C. M. Christianen, J. C. Maan.** *ФТТ*, **41**, № 5 (1999) 831—836
- [25] **V. V. Solovuev, I. V. Kukushkin.** *Phys. Rev. B*, **79**, N 23 (2009) 233306
- [26] **Е. Ф. Гросс, С. А. Пермогоров, Б. С. Разбирин.** *УФН*, **103**, № 3 (1971) 431—446
- [27] **Н. Б. Брандт, В. А. Кульбачинский.** *Квазичастицы в физике конденсированного состояния*, Москва, Физматлит (2005)
- [28] **Ю. Г. Кусраев, Р. П. Сейсян.** В сб. “Петербургская–Ленинградская школа электроники”, СПб, СПбГЭТУ ЛЭТИ (2013) 234—257
- [29] **K.-S. Lee, E.-H. Lee.** *J. Appl. Phys.*, **76**, N 10 (1994) 5778—5781
- [30] **Р. П. Сейсян.** *ФТТ*, **58**, № 5 (2016) 833—880
- [31] **G. Bastard, E. E. Mendez, L. L. Chang, L. Esaki.** *Phys. Rev. B*, **26**, N 4 (1982) 1974—1979
- [32] **T. Miyajima, F. P. Logue, J. F. Donegan, J. Hegarty, H. Okuyama, A. Ishibashi, Y. Mori.** *Appl. Phys. Lett.*, **66**, N 2 (1995) 180—182
- [33] **O. Madelung.** *Semiconductors: Data Handbook*, Berlin, Springer (2004)
- [34] **S. Adachi.** *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III–V and II–VI Semiconductors*, Chippingham, Wiley (2009)
- [35] **E. L. Ivchenko.** *Optical Spectroscopy of Semiconductor*, Harrow, Alpha Science (2005)
- [36] **K. Hess.** *Physica B+C*, **117-118**, Pt 2 (1983) 723—728
- [37] **И. Б. Левинсон.** *ФТП*, **7**, № 9 (1973) 1673—1683
- [38] **K. Hess.** *Appl. Phys. Lett.*, **35**, N 7 (1979) 484—486
- [39] **И. Б. Левинсон.** *УФН*, **139**, № 2 (1983) 347—355
- [40] **M. R. Querry.** *Contractor Report CRDEC-CR-88009* (1987)
- [41] **F. Dujardin, A. El Hassani, E. Feddi, B. Stébé.** *Solid State Commun.*, **103**, N 9 (1997) 515—518
- [42] **J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, A. Y. Cho.** *Science*, **264**, N 5158 (1994) 553—556