УДК 621.315.592

РАЗМЕРНОЕ КВАНТОВАНИЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КВАЗИНУЛЬМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ

С. И. Покутний

Построена теория размерного квантования носителей заряда в малом полупроводниковом шаре в условиях, когда поляризационное взаимодействие играет существенную роль. Исследованы энергетический спектр носителей заряда в малом полупроводниковом шаре и его зависимость от радиуса шара, эффективной массы носителей заряда, относительной диэлектрической проницаемости. Показано, что в зависимости от размера шара образование локальных состояний носителей заряда имеет пороговый характер.

1. В настоящее время интенсивно исследуются оптические свойства различных неоднородных конденсированных сред с пониженной размерностью [1–8]. Перестройка электронного спектра полупроводника под влиянием граничащего с ним вещества (другого полупроводника, металла или диэлектрика) и связанные с ней оптические эффекты изучались в [3–6]. Возможность локализации экситонов большого радиуса на границе раздела полупроводник—диэлектрик и полупроводник—вакуум силами электростатического изображения была показана в [7] и в [8].

Особый интерес вызывает локализация носителей заряда в квазинульмерных структурах, представляющих собой сферические полупроводниковые микрокристаллы (ПМ) с размерами $a \sim 10 \div 10^3$ Å, диспергированные в различных диэлектрических средах [9–17]. Такие размеры ПМ сравнимы с характерными размерами квазичастиц в полупроводниках. В этих условиях становится существенным влияние границы сферического ПМ на спектр его квазичастиц. Влияние границы ПМ может вызвать размерное квантование энергетического спектра его квазичастиц, связанное как с чисто пространственным ограничением области квантования [12, 18, 19], так и с поляризационным взаимодействием носителей заряда с поверхностью ПМ [17, 20–24].

В [9, 10, 19] было обнаружено, что структура спектров поглощения и люминесценции ПМ определяется размерным квантованием энергетического спектра свободных квазичастиц. Влияние поляризационного взаимодействия на спектр носителей заряда и на спектр экситона большого радиуса вблизи сферической границы раздела двух различных диэлектрических сред изучалось в [17, 20–22] и [23, 24].

Явление фотоионизации ПМ CdS, выращенных в матрице силикатного стекла и ПМ CdS и TiO_2, помещенных в водных растворах, было экспериментально исследовано в [11, 12] и [13, 15]. Было установлено, что неравновесный электрон, создаваемый при межзонном возбуждении ПМ, выходит из объема ПМ и захватывается на собственных электронных ловушках матрицы. В результате в объеме ПМ оставался избыточный носитель заряда (дырка).

К настоящему времени влияние границы ПМ на спектр его одночастичных зарядовых состояний остается практически неизученным. Такое состояние дела сдерживает экспериментальные исследования. В этой связи в настоящей работе исследуются энергетический спектр носителей заряда в ПМ и его зависимость от радиуса ПМ, эффективной массы носителей заряда, относительной диэлектрической проницаемости (ДП) в условиях, когда поляризационное взаимодействие носителей заряда с поверхностью ПМ играет существенную роль. Приводится также сравнение полученного спектра с результатами экспериментов [11, 12].

2. В качестве простой модели квазинульмерной структуры рассмотрим сферический ПМ радиусом a, в объеме которого двигается частица с зарядом e и эффективной массой m с ДП ε_2, диспергированный в среде с ДП ε_1. Возникающее при этом поляризационное взаимодействие носителей заряда с индуцированным на сферической поверхности раздела двух различных диэлектрических сред поверхностным зарядом зависит от величины относительной ДП $\varepsilon = \varepsilon_1/\varepsilon_2$. Для носителей заряда, находящихся внутри ПМ, существуют две возможности: 1) при $\varepsilon > 1$ поляризационное взаимодействие приводит к притяжению заряда к поверхности ПМ и образованию внутренних поверхностных состояний [17, 20, 21]; 2) при $\varepsilon < 1$ поляризационное взаимодействие приводит к отталкиванию носителей заряда от поверхности ПМ и возникновению объемных локальных состояний (ОЛС) [20, 21].

В изучаемой модели гамильтониан радиального движения носителей заряда в ПМ в безразмерных переменных имеет вид [20, 21]

$$H = -\frac{1}{S^2}\frac{d^2}{dx^2} + V(x,\ S),$$

$$V(x,\ S) = U(x,\ S) + \frac{L^2}{S^2x^2},$$

$$U(x,\ S) = \frac{\beta}{S}\left[\frac{1}{1-x^2} + \frac{1-\alpha}{\alpha}\,{}_2F_1(1,\ \alpha;\ \alpha+1;\ x^2)\right],\ \varepsilon < 1. \tag{1}$$

В (1) $U(x,\ S)$ описывает энергию поляризационного взаимодействия заряда с поверхностью ПМ (т. е. потенциал самодействия), ${}_2F_1(z)$ — гипергеометрическая функция Гаусса, а коэффициенты β и α выражаются через относительную ДП ε следующим образом:

$$\beta = (1-\varepsilon)/(1+\varepsilon),\quad \alpha = \varepsilon/(1+\varepsilon). \tag{2}$$

Член L^2/S^2x^2 в (1) определяет центробежную энергию носителей заряда, а $L^2 = l\,(l+1)$, l — орбитальное квантовое число. Здесь и ниже энергия измеряется в единицах $\mathrm{Ry}^* = \hbar^2/2ma_B^2$ ($a_B = \varepsilon_2\hbar^2/me^2$ — боровский радиус заряда в полупроводнике с ДП ε_2) и используются безразмерные величины длины $0 \leqslant x = r/a \leqslant 1$ (r — расстояние заряда от центра ПМ) и $S = a/a_B$.

Потенциальная энергия $V(x,\ S)$ (1) обладает минимумом

$$V_l^{\min}(x_0,\ S) = V_l(x = x_0,\ S) =$$
$$= S^{-1}\left[\frac{\beta}{1-x_0^2} + \beta\,\frac{(1-\alpha)}{\alpha}\,{}_2F_1(1,\ \alpha;\ \alpha+1;\ x_0^2) + \frac{(L^2/S)}{x_0^2}\right] \tag{3}$$

в точке $x = x_0$, выражение для которой можно получить из решения такого уравнения

$$\frac{2\beta x}{(1-x^2)^2} - \frac{2(L^2/S)}{x^3} + 2\beta \frac{(1-\alpha)}{1+\alpha} x\, {}_2F_1(2,\ \alpha+1;\ \alpha+2;\ x^2) = 0. \tag{4}$$

Будем отсчитывать энергию носителей заряда от минимального значения потенциальной энергии $V_l^{\min}$ (3). При этом энергетический спектр носителей заряда запишем в таком виде

$$\lambda_{nl}(S) = E_{nl}(S) - V_l^{\min}(x_0,\ S), \tag{5}$$

где n — главное квантовое число заряда.

Прежде всего покажем, что в зависимости от размера ПМ S образование ОЛС носителей заряда носит пороговый характер и возможно лишь в достаточно больших ПМ, радиус которых S превышает некоторый критический радиус S_c. Действительно, кинетическая и потенциальная энергии заряда в s-состоянии (с $l=0$) по порядку величины соответственно равны S^{-2} и βS^{-1}. Поэтому кинетическая энергия может стать меньше потенциальной лишь при достаточно больших $S > S_c \simeq \beta^{-1} \gtrsim 1$. К тому же заключению приводит и критерий Йоста—Пайса [25, 26]

$$S^2 \int\limits_0^1 U(x,\ S)(1-x)\,dx \geqslant (2l+1). \tag{6}$$

Этот критерий для состояния с радиальным квантовым числом $n_r = 0$ и произвольным l дает для критического радиуса ПМ такое выражение

$$S_c = \beta^{-1}\,[\ln 2 + (1-\alpha)\,\alpha^{-1}\,({}_3F_2(1,\ \alpha,\ 2^{-1};\ \alpha+1,\ 3/2;\ 1) - \\ - 2^{-1}\,{}_3F_2(1,\ \alpha,\ 1;\ \alpha+1,\ 2;\ 1))\,]^{-1}\,(2l+1), \tag{7}$$

где ${}_3F_2(z)$ — гипергеометрическая функция. Заметим, что критерий Йоста—Пайса (6) является лишь необходимым условием возникновения связанного состояния и поэтому он может давать заниженные значения S_c.

При малых размерах ПМ $S \ll S_c$ (7) состояния заряда будут сильно делокализованными благодаря подавляющему вкладу кинетической (и центробежной) энергии ($\sim S^{-2}x^{-2}$). Поэтому при малых S спектр носителей заряда $\lambda_{nl}(S)$ (5) практически совпадает со сплошным (или квазидискретным) спектром

$$\lambda_{nl}(S) = \varphi_{nl}^2/S^2 \tag{8}$$

(φ_{nl} — корни функции Бесселя $J_{l+1/2}(\varphi_{nl}) = 0$), который соответствует «свободному» движению заряда в непроницаемой сферической яме.

При больших же радиусах ПМ $S \gg S_c$ (7) имеет смысл говорить о состояниях, лежащих ниже сплошного спектра в потенциальной яме $V(x,\ S)$ (1). Размер области локализации таких низколежащих состояний в указанной потенциальной яме должен быть достаточно мал по сравнению с радиусом самого ПМ S. В дальнейшем такие состояния носителей заряда будем называть ОЛС.

При этом в хорошем приближении потенциальную яму $V(x,\ S)$ (1) можно представить потенциалом трехмерного гармонического осциллятора, к которому сводится $V(x,\ S)$ (1) после разложения в ряд по параметру $(x - x_0)^2 \ll 1$ с точностью до первых двух членов. В результате для низколежащих ОЛС получим спектр осцилляторного вида

$$\lambda_{tl}(S) = \omega_l(S)\left(t + \frac{3}{2}\right), \tag{9}$$

где частота колебаний носителей заряда

$$\omega_e(S) = 2S^{-3/2}\left[\frac{\beta}{(1-x_0^2)^2} + \frac{4\beta x_0^2}{(1-x_0^2)^3} + \frac{3(L^2/S)}{x_0^4} + \beta\frac{(1-\alpha)}{1+\alpha}\times\right.$$
$$\left.\times\ {}_2F_1(2,\ 1+\alpha;\ 2+\alpha;\ x_0^2) + 4\beta\frac{(1-\alpha)}{2+\alpha}x_0^2\,{}_2F_1(3,\ 2+\alpha;\ 3+\alpha;\ x_0^2)\right]^{1/2}, \tag{10}$$

а $t = 2n_r + l = 0,\ 1,\ 2, \ldots$ — главное квантовое число ($n_r = 0,\ 1,\ 2\ldots$ — радиальное квантовое число). Легко проверить, что условие справедливости разложения потенциала $V(x, S)$ (1) в виде потенциала трехмерного гармонического осциллятора сводится к требованию

$$\langle t\,|(x - x_0)^2|\,t\rangle \ll (1 - x_0)^2 \leq 1, \tag{11}$$

$$\langle t\,|(x - x_0)^2|\,t\rangle = (a_{0s}/a)^2 = 2\,(t + 3/2)\,S^{-2}\omega_l^{-1}(S). \tag{12}$$

Неравенство (11) определяет малость амплитуды осцилляторных колебаний a_{0s} по сравнению с расстоянием точки x_0 к поверхности ПМ (вблизи поверхности ПМ при $1 - x \ll 1$ потенциал $V(x, S)$ (1) не определен [20, 21]).

Условие (11) приближенно определяет число дискретных уровней в потенциале $V(x, S)$ (1). Заметим, что энергетические уровни осциллятора $\lambda_{tl}(S)$, которые определяются формулами (9) и (10), будут эквидистантными только для таких состояний носителей заряда (t, l), в которых параметры S и l остаются постоянными, а радиальное квантовое число n_r может меняться.

Следует отметить, что состояния, локализованные вблизи центра ПМ, которые могут возникать в потенциале $V(x, S)$ (1), генетически никак не связаны с поверхностными состояниями [17, 20, 21] и являются следствием замкнутости границы раздела, возникая благодаря отталкиванию носителей заряда от границы. Существенно подчеркнуть также, что в этом случае необходимость существования барьера на поверхности раздела может оказаться необязательной, поскольку сами силы изображения препятствуют выходу носителей заряда из ПМ.

Поскольку в изучаемом здесь случае относительная ДП $\varepsilon < 1$, то параметры системы α и β (2) будут также меньше единицы ($\alpha, \beta < 1$). При этом гипергеометрическую функцию Гаусса ${}_1F_2(z)$, которая входит в формулы (3), (4) и (10), можно представить в виде степеннóго ряда, ограничиваясь только нулевым и первым членами такого ряда

$${}_2F_1(b,\ c;\ d,\ z^2) = 1 + (bc/d)\,z^2. \tag{13}$$

Формула (13) справедлива, если

$$(bc)\,z^2/d \ll 1. \tag{14}$$

С учетом (13) уравнение (3) для нахождения точки $x = x_0$, в которой потенциальная энергия $V(x, S)$ (1) имеет минимальное значение, принимает такой вид

$$2\beta\frac{(1-\alpha)}{2+\alpha}x^6(1-x^2)^2 + \beta\frac{(1-\alpha)}{1+\alpha}x^4(1-x^2)^2 + \beta x^4 - (L^2/S)(1-x^2)^2 = 0. \tag{15}$$

Введем переменную $y = x^2$. Учитывая в уравнении (15) члены, степени которых не выше y^2, получим

$$\left(\frac{2\beta}{1+\alpha} - \frac{L^2}{S}\right) y^2 + 2\,(L^2/S)\, y - (L^2/S) = 0. \tag{16}$$

Решение уравнения (16) дает следующее выражение для точки x_0:

$$x_0^2 = y_0 = \left[1 + \sqrt{\frac{2\beta}{(1+\alpha)}\,\frac{1}{(L^2/S)}}\,\right]^{-1}. \tag{17}$$

Выражение (17) справедливо, если выполняются два неравенства

$$x_0^2 \ll 1, \quad 2\,((1+\alpha)/(2+\alpha))\, x_0^2 \ll 1. \tag{18}$$

Выполнение первого из них дает возможность уравнение (15) представить в виде (16). Второе неравенство следует из формулы (14).

Поскольку в рассматриваемой здесь системе множитель $2\,\dfrac{1+\alpha}{2+\alpha} \gtrsim 1$, то условия (18) одновременно выполняются только для больших S

$$S^{1/2} \gg 2\left(\frac{1+\alpha}{2+\alpha}\right)\left(\frac{1+\alpha}{2\beta}\, L^2\right)^{1/2}. \tag{19}$$

При этом x_0^2 (17) равняется

$$x_0^2 = ((1+\alpha)/2\beta)^{1/2}(L^2/S)^{1/2}, \tag{20}$$

поэтому только при $(L^2/S)^{1/2} \ll 1$ состояния будут хорошо локализованы в центре ПМ.

Используя формулы (13), (18) и (20), получим выражения для минимального значения потенциальной энергии $V_l^{\min}(x_0, S)$ (3)

$$V_l^{\min}(S) = S^{-1}\left[\frac{\beta}{\alpha} + 4\left(\frac{\beta}{2\,(1+\alpha)}\,\frac{L^2}{S}\right)^{1/2} + \frac{(1+\alpha)}{2}\,\frac{L^2}{S}\right] \tag{21}$$

и частоты осцилляторных колебаний носителей заряда ω_l (10)

$$\omega_l(S) = 2\sqrt{3}\, S^{-3/2}\left[\frac{8}{3}\,\frac{\beta}{1+\alpha} + \frac{2\,(7+5\alpha)}{2+\alpha}\left(\frac{\beta}{2\,(1+\alpha)}\,\frac{L^2}{S}\right)^{1/2} + \right.$$

$$\left. + \frac{8 + 11\alpha + 5\alpha^2}{2\,(2+\alpha)}\,\frac{L^2}{S}\right]^{1/2}. \tag{22}$$

При этом условие (11) существования осцилляторного спектра $\lambda_{tl}(S)$ с учетом формул (12), (18) и (20) запишем в таком виде:

для состояний носителей заряда с $l = 0$

$$S^{1/2} \gg ((1+\alpha)/2\beta)^{1/2} \cdot 2^{-1} \left(t + \frac{3}{2}\right), \; S \gg S_c, \tag{23}$$

для ОЛС с $l \neq 0$

$$S^{1/4} \gg 2^{-1} (2\beta/(1+\alpha))^{-1/4} (L^2)^{1/4} \, [1 - (1 - 2^{-1} D_l)^{1/2}]^{-1} D_l,$$

$$S \gg S_c, \; D_l = 2 \left(\frac{3}{8} \frac{7+5\alpha}{2+\alpha} + 1\right) - \left(t + \frac{3}{2}\right) (L^2)^{-1/2}, \tag{24}$$

где критический размер ПМ S_c определяется в (7). Заметим, что в формулах (21) и (22) основной вклад вносят первые члены суммы, тогда как последующие члены суммы будут давать лишь малые поправки, величины которых, согласно условию (19), много меньше единицы.

Таким образом, низколежащие ОЛС носителей заряда имеют спектр λ_{tl} (S) (9), (22) осцилляторного типа только для больших ПМ с радиусами S, удовлетворяющими неравенствам (19), (23) и (24), причем этот спектр отсчитывается от минимального значения потенциальной энергии $V_l^{\min}$ (S) (21). Функциональная зависимость спектра λ_{tl} (S) (9), (22) от размера ПМ S $\lambda_{tl}(S) = f(S^{-3/2})$ имеет сильное отличие от таковой зависимости $\lambda_{nl}(S) = f(S^{-2})$, которая определяет спектр «свободного» движения заряда в непроницаемой сферической яме.

Как следует из вышеизложенного, зависимость энергетического спектра носителей заряда, совершающих движение в объеме ПМ радиуса S, от S можно описать простой степенно́й функцией от S

$$\lambda_{nl}(S) \sim S^{-J(S)}, \tag{25}$$

где параметр $3/2 \leqslant J(S) \leqslant 2$. При малых S, таких, что $S \ll S_c$ (7), $J(S)$ принимает значение $J(S) = 2$, а при больших S, определяемых неравенствами (19), (23) и (24), $J(S) = 3/2$.

3. В экспериментальных работах [11, 12] было показано, что при межзонном оптическом возбуждении ПМ CdS (с ДП $\varepsilon_2 = 9.3$), диспергированных в стеклообразной матрице с ДП $\varepsilon_1 = 2.25$ [19], происходит их ионизация, обусловленная выходом фотоэлектронов из ПМ в матрицу и захватом электронов на глубоких ловушках стекла. В результате в объеме ПМ оставался избыточный носитель зарядов (дырка). Был также обнаружен коротковолновый сдвиг $\Delta E \simeq 20$ мэВ линии дырочной люминесценции ПМ со средним значением радиуса $\bar{a} = 54$ Å ($S = 54.9$).

К анализу экспериментальных результатов [11, 12] применим вышеизученную теоретическую модель. Будем считать, что основной вклад в такой коротковолновый сдвиг дырочной линии вносит потенциальная энергия взаимодействия дырки $U(x, S)$ (1), которая зависит от размера ПМ S, с полем индуцированной дыркой на поверхности ПМ поляризацией. При этом будем пренебрегать энергией кулоновского взаимодействия дырки с электроном, локализованным на глубокой ловушке матрицы. Это оправдано, если расстояние d от такой ловушки до центра ПМ велико по сравнению с радиусом ПМ a, т. е. если $d \gg a$.

Параметры рассматриваемой системы α и β (2) в условиях [11, 12] равняются $\alpha = 0.195$ и $\beta = 0.61$. Энергетический спектр осцилляторного вида λ_{tl} (S) (9), (22) не может количественно описать коротковолновый сдвиг уровня дырки $\Delta E \simeq 20$ мэВ, поскольку для ПМ радиусом $S = 54.9$ не выполняются условия существования состояний осцилляторного типа (19), (23) и (24). В этой связи для произвольных значений S в условиях экспериментов [11, 12] определим энергию основного состояния ($n=1$, $l=0$) гамильтониана дырки (1) вариационным методом. При этом в гамильтониане $H(x, S)$ (1) в качестве потенциальной энергии будем использовать выражение $U(x, S)$ (1), в котором гипергеометрическую функцию Гаусса представим в виде ряда

$$_2F_1(1,\ \alpha;\ \alpha+1,\ x^2) = \sum_{k=0}^{k=5} \frac{(1)_k(\alpha)_k}{(1+\alpha)_k} \frac{x^{2k}}{k!},$$

где коэффициенты $(c)_k = c(c+1)\ldots(c+k-1)$ (причем $(c)_0 = 1$).

Вводя стандартную замену радиальной волновой функции дырки $R_l(x) = \chi_l(x)/x$, вариационную функцию $\chi_l(x)$ зададим в виде [23]

$$\chi_l(x) = A_l x^{l+1}(1-x^2)\exp(-\mu x), \tag{26}$$

где μ — вариационный параметр, а постоянная A_l определяется из условия нормировки волновой функции $\chi_l(x)$

$$A_0 = 2^{3/2}\mu^{7/2}[2\mu^4 - 12\mu^2 + 45 - (8\mu^4 + 36\mu^3 + 78\mu^2 + 90\mu + 45)\exp(-2\mu)]^{-1/2}.$$

Выбор функции $\chi_l(x)$ (26) обеспечивает ее правильный вид для «свободного» движения дырки при $x \to 0$. Не выписывая громоздких выражений для энергии $\lambda_{1,0}(\mu, S)$ и ее производной $\partial\lambda_{1,0}(\mu, S)/\partial\mu = 0$, приведем результаты расчета спектра дырки

$$E_{1,0}(S) = \lambda_{1,0}(S) + V_0^{\min}(S), \tag{27}$$

где энергия $V_0^{\min}(S)$ для $l=0$, согласно формуле (21), равняется $V_0^{\min}(S) = (\beta/\alpha)S^{-1}$. Спектр $E_{1,0}(S)$ (27) для ПМ радиусом $S = 54.9$ дает значение $E_{1,0} = 22.4$ мэВ. Такое значение энергии дырки находится в хорошем согласии с экспериментально обнаруженным коротковолновым сдвигом $\Delta E \simeq 20$ мэВ [11, 12], отличаясь от последнего лишь незначительно ($\lesssim 12\%$). Это отличие, по-видимому, вызвано неучетом кулоновского взаимодействия между дыркой и электроном, локализованным на глубокой ловушке стекла.

Таким образом, полученные результаты показывают, что в ПМ размером S, много большим критического размера S_c (7), дырка локализуется вблизи центра ПМ и размерный сдвиг дырочного уровня обусловлен зависимостью энергии основного состояния от размера ПМ S.

Автор признателен Н. А. Ефремову за полезное обсуждение полученных результатов и дискуссию.

Список литературы

[1] Агранович В. М. Теория экситонов. М., 1968. 384 с.
[2] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем / Пер. с англ. М., 1985. 416 с.
[3] Агранович В. М., Мальшуков А. Г., Мехтиев М. А. // ФТТ. 1972. Т. 14. № 3. С. 849—856.
[4] Агранович В. М., Мальшуков А. Г., Мехтиев М. А. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. № 6. С. 2274—2283.
[5] Агранович В. М. // ФТТ. 1972. Т. 14. № 12. С. 3684—3691.
[6] Агранович В. М., Лозовик Ю. Е. // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 17. № 4. С. 209—211.
[7] Лозовик Ю. Е., Нишанов В. Н. // ФТТ. 1976. Т. 18. № 11. С. 3267—3272.
[8] Дейген М. Ф., Глинчук М. Д. // ФТТ. 1963. Т. 5. № 11. С. 3250—3258.
[9] Екимов А. И., Онущенко А. А. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. № 6. С. 363—366.
[10] Екимов А. И., Онущенко А. А. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. № 8. С. 337—340.
[11] Грабовскис В. Я., Дзенис Я. Я., Екимов А. И. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 1. С. 272—275.
[12] Ekimov A. I., Efros A. L. // Phys. Stat. Sol. (b). 1988. V. 150. N 2. P. 627—633.

[13] Kuczynski J., Thomas I. // Chem. Phys. Lett. 1982. V. 88. N 5. P. 445—447.
[14] Rossetti R., Beck S., Brus L. // J. Am. Chem. Soc. 1982. V. 104. N 10. P. 7322—7324.
[15] Duoghong D., Ramsden I., Gratzel M. // J. Am. Chem. Soc. 1982. V. 104. N 7. P. 2977—2985.
[16] Brus L. // J. Chem. Phys. 1983. V. 79. N 10. P. 5566—5574.
[17] Pokutnyi S. I., Efremov N. A. // Phys. Stat. Sol. (b). 1991. V. 165. N 1. P. 109—118.
[18] Эфрос Ал. Л., Эфрос А. Л. // ФТП. 1982. Т. 16. № 7. С. 1209—1214.
[19] Екимов А. И., Онущенко А. А., Райх М. Э., Эфрос Ал. Л. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. № 5. С. 1795—1807.
[20] Ефремов Н. А., Покутний С. И. // Препринт ИСАН. 1984. № 1. 34 с.
[21] Ефремов Н. А., Покутний С. И. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 1. С. 48—56.
[22] Ефремов Н. А., Покутний С. И. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 10. С. 2921—2930.
[23] Ефремов Н. А., Покутний С. И. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 6. С. 1637—1643.
[24] Покутний С. И. // ФТП. 1991. Т. 25. № 4. С. 628—632.
[25] Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. Рассеяние реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М., 1971. 544 с.
[26] Галицкий В. М., Карнаков Б. М., Коган В. И. Задачи по квантовой механике. М., 1981. 648 с.

Криворожский государственный
педагогический институт

Поступило в Редакцию
1 октября 1991 г.