Краткие сообщения по физике № 10 1975

ЭЛЕКТРОПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА С ОБРАЗОВАНИЕМ "ГЛУБОКОГО" ЭКСИТОНА

В. С. Виноградов

УДК 537.228:535.34

В работе получены выражения, описывающие действие электрического поля на поглощение света экситоном в случае, когда переход из валентной зоны в зону проводимости является запрещенным. Потенциал взаимодействия между электроном и дыркой выбирается в виде узкой трехмерной ямы, могущей содержать лишь одно связанное состояние.

В некоторых веществах потенциал, связывающий электрон и дырку в экситон, содержит сильную короткодействующую часть, обусловленную уменьшением диэлектрической проницаемости на малых расстояниях /1,2/. Энергия связи такого экситона может в несколько раз превосходить энергию связи, рассчитанную с использованием только кулоновского взаимодействия. Если не интересоваться возбужденными состояниями экситона, появляется основание рассматривать кулоновское взаимодействие как малый добавок к сильному короткодействующему потенциалу.

При решении задачи о поглощении света таким экситоном в электрическом поле (наличие которого сильно ее усложняет) мы ограничимся учетом одной короткодействующей части потенциала. Так как энергия связи "глубокого" экситона может оставаться все же много меньшей ширины запрещенной зоны, то будем пользоваться приближением эффективных масс.

В работе /3/ с использованием приближения эффективных масс были найдены волновые функции (ВФ) заряженной частицы, находящейся в поле притягивающего потенциала, пропорционального трехмерной δ-функции, и однородном электрическом поле. Эти ВФ можно приспособить для решения интересующей нас задачи.

В случае экситонных разрешенных и запрещенных переходов матричные элементы оператора импульса, входящие в выражение для коэффициента поглощения (КП), пропорциональны соответственно выражениям: $\Psi_j(0)$ и $\operatorname{grad}\Psi_j(\vec{r})|_{\vec{r}=0}$, где $\Psi_j(\vec{r})$ – ВФ относительного движения электрона и дырки (точнее, ее огибающий множитель)/4/. Так как в модели с δ-образным взаимодействием частиц ВФ оказываются сингулярными, то в случае разрешенных переходов их приходится обрезать на некотором расстоянии $r \sim r_0$ порядка радиуса реального потенциала. При незнании r_0 это вносит большую неопределенность в результат.

По этой причине модель с δ-образным потенциалом, а также с любым другим короткодействующим потенциалом плохо подходит для рассмотрения разрешенных переходов, и в дальнейшем мы ими интересоваться не будем. В случае запрещенных переходов оператор градиента уничтожает сферически симметричную сингулярную часть ВФ, и выражение для КП оказывается не очень чувствительным к деталям поведения ВФ и потенциала на малых расстояниях.

Так как ВФ /3/, рассчитанные с помощью δ-образного потенциала, это ВФ вне бесконечно узкой потенциальной ямы $\Psi_{j>}(\vec{r})$, а для расчета КП требуется знание величины $\operatorname{grad}\Psi_{j<}(\vec{r})|_{\vec{r}=0}$, определенной внутри ямы, то надо установить связь $\operatorname{grad}\Psi_{j<}(\vec{r})|_{\vec{r}=0}$ с $\operatorname{grad}\Psi_{j>}(\vec{r})|_{\vec{r}\to 0}$. Это можно сделать следующим образом. Рассмотрим потенциал в виде очень узкой и глубокой ямы. Если глубина ямы V_0 ($V_0 \to \infty$) и ее радиус r_0 ($r_0 \to 0$) связаны соотношением

$$\sqrt{\frac{E_0}{V_0}} = \sqrt{\frac{2m^* r_0^2 V_0}{\hbar^2}} - \frac{\pi}{2} \qquad (1)$$

($E_0 \ll V_0$, m^* – приведенная масса электрона и дырки), то при равном нулю электрическом поле в этой яме имеется одно связанное состояние с энергией $E = -E_0$. При $r > r_0$ ($r_0 \to 0$) ВФ, рассчитанные с этим потенциалом, совпадают с ВФ, рассчитанными с помощью δ-образного потенциала. Представим ВФ для прямоугольной ямы в присутствии электрического поля $\vec{F}$ в виде разложения по ВФ прямоугольной ямы без электрического поля

$$\Psi_{\sqcup j}(\vec{r},\vec{F}) = \sum_k C_{jk}(\vec{F})\Psi_{\sqcup k}(\vec{r}), \qquad (2)$$

где

$$C_{jk}(\vec{F}) = \int \Psi_{\sqcup j}(\vec{r},\vec{F})\Psi^*_{\sqcup k}(\vec{r})d\vec{r}. \qquad (3)$$

ВФ $\Psi_{Uk}(\vec{r})$ легко рассчитать (особенно в случае $r_o \to 0$). В (3) основной вклад дают большие расстояния, поэтому под интегралом ВФ $\Psi_{Uj}(\vec{r},\vec{F})$ можно заменить на ВФ в δ-образном потенциале из /3/, после этого ВФ (2) становятся полностью определенными. Таким образом, задача сводится к установлению связи между градиентами ВФ $\Psi_{Uk}(\vec{r})$ в точке $\vec{r} = 0$ и на границе ямы. При $r_o \to 0$ градиенты отличны от нуля только для ВФ $\Psi_{Uk}(\vec{r})$ с угловым моментом $l = 1$, а отношение между ними в указанных выше точках равно $\pi/2$. Умножая эти градиенты на соответствующие коэффициенты $c_{jk}(\vec{F})$, получим искомую связь

$$\mathrm{grad}\Psi_{j<}(\vec{r},\vec{F})\big|_{\vec{r}=0} = \frac{\pi}{2}\,\mathrm{grad}\Psi_{j>}(\vec{r},\vec{F})\big|_{\vec{r}=0}. \qquad (4)$$

Используя выражение для КП /4/, ВФ с квантовыми числами ($m = \pm 1$) и ($m = 0$, $n = 1,2$) из /3/, связь (4), а также формулу (I8) из /3/, легко получить выражение для мнимой части диэлектрической проницаемости $\mathrm{Im}\varepsilon_{\alpha\alpha}$, описывающей поглощение света. $\mathrm{Im}\varepsilon_{\alpha\alpha}$ сильно зависит от взаимных направлений вектора поляризации света $\vec{e}$ и электрического поля $\vec{F}$ ($\vec{F}$ – сила, действующая со стороны электрического поля на электрон).

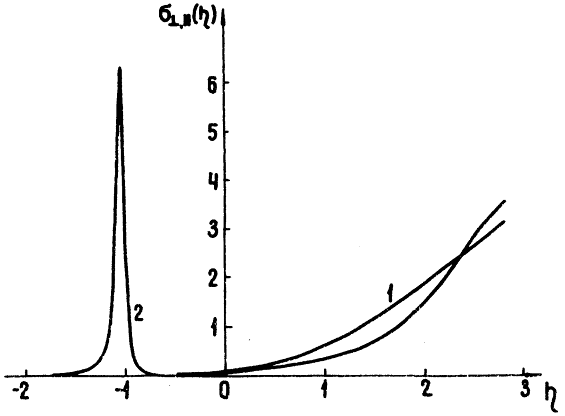
Формулы для $\mathrm{Im}\varepsilon_{\alpha\alpha}$ имеют вид:

$$\mathrm{Im}\varepsilon_{\alpha\alpha}(\omega,\vec{F}) = \frac{\pi^2 e^2}{4m_o^2\omega^2}\,\frac{q^2\hbar^2}{E_o R_o^5}\times$$

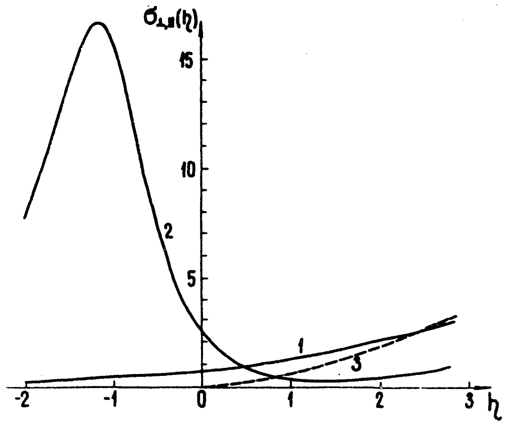
$$\times\begin{cases}\sigma_\perp(\eta) \equiv \dfrac{1}{y}\,\Omega_\perp(\eta y^{2/3}), & \vec{e}\perp\vec{F},\\[2mm] \sigma_\parallel(\eta) \equiv \dfrac{1}{2y^2}\,|M(\eta)|^2\,\dfrac{\gamma(\eta)}{(1-\Delta(\eta))^2+\gamma^2(\eta)} + \dfrac{1}{y}\,\Omega_\parallel(\eta y^{2/3}), & \vec{e}\parallel\vec{F},\end{cases} \qquad (5)$$

где m_o – масса свободного электрона, $q = \dfrac{1}{\hbar}\dfrac{\partial}{\partial k_\alpha}\,p^\alpha_{cv}(\vec{k})\Big|_{\vec{k}=0}$, $\vec{p}_{cv}$ – межзонный матричный элемент, $\eta = (\hbar\omega - E_g)/E_o$, E_g – ширина запрещенной зоны, $y = E_o/R_oF$, R_o – радиус ВФ связанного состояния, определяемый соотношением $E_o = \hbar^2/2m^* R_o^2$, $M(\eta) = (1-\Delta(\eta))\times$ $\times\dfrac{1}{\gamma(\eta)}\dfrac{d\gamma(\eta)}{d\eta} + \dfrac{d\Delta(\eta)}{d\eta}$, функции $\gamma(\eta)$, $\Delta(\eta)$, $\Omega_{\perp,\parallel}$ определены в /3/.

При $F \to 0$ $\Omega_{\perp,\parallel} \sim (\hbar\omega - E_g)^{3/2}$, а первый член во второй строчке (5) пропорционален $F^2\delta(\hbar\omega - E_g + E_o)$. На рис.I и 2 изображены функции $\sigma_{\perp,\parallel}(\eta)$ при различных значениях F ($y = 1$ и $y = 1/8$).



Р и с.I. Зависимость коэффициента поглощения света от частоты в электрическом поле при различных направлениях поляризации света. $y = 1$; $\sigma_{\perp}(\eta)$ – 1, $\sigma_{\parallel}(\eta)$ – 2.



Р и с.2. То же, что и на рис.I.
$y = \frac{1}{8}$; $\sigma_{\perp}(\eta)$ – 1, $\sigma_{\parallel}(\eta)$ – 2.
$y = \infty$ ($F = 0$); $\sigma_{\perp}(\eta) = \sigma_{\parallel}(\eta)$ – 3.

Полученные в данной работе формулы удобны для прослеживания общих качественных закономерностей экситонного электропоглощения. Они также могут быть полезны для анализа наблюдаемых спектров электропоглощения "глубоких" запрещенных экситонов (см., например, /5/ стр. 365).

В заключение отметим, что для одномерного случая задача, подобная рассмотренной в данной работе, была решена ранее в /6/. Сравнение формул для ЭП из работы /6/ и данной работы показывает чрезвычайно сильную зависимость эффекта от мерности задачи.

Автор благодарит В. Н. Алямовского за полезное обсуждение.

Поступила в редакцию
I августа 1975 г.

Литература

1. Р. Нокс. Теория экситонов. М., 1966 г.
2. Е. Ф. Гросс. УФН, 63, 575 (1957).
3. В. С. Виноградов. ФТТ, 13, 3266 (1971).
4. R. J. Elliott. Phys. Rev., 108, 1384 (1957).
5. М. Кардона. Модуляционная спектроскопия. "Мир", Москва, 1972 г.
6. C. M. Penchina, J. K. Pribram, J. Sak. Phys. Rev., 188, 1240 (1969).