4. *Фелсен А., Маркувиц А.* Излучение и рассеяние волн, тт. 1, 2. Изд. Мир, М., 1978.
5. *Никифоров А. Ф., Уваров В. Б.* Специальные функции математической физики, Изд. Наука, М., 1978.

ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆՈՐԵՆ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ՇԱՐԺՎՈՂ ՄՈԴՈՒԼԱՑՎԱԾ ԱՄՊԼԻՏՈՒԴՈՎ ՕՍՑԻԼՅԱՏՈՐԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ

Ռ. Գ. ՋԱՆԳԻՐՅԱՆ, Ի. Ն. ԻՎԼԻԵՎԱ, Վ. Գ. ԻԼՅԻՆ

Խոտորումների տեսության մեթոդով գտնված են պարբերականորեն անհամասեռ միջավայրում հավասարաչափ շարժվող, մոդուլացված ամպլիտուդով օսցիլյատորի ճառագայթման դաշտերը: Ստացված են ճառագայթվող ալիքների սպեկտրները, որոնք կախված են օսցիլյատորի սեփական հաճախությունից, ամպլիտուդի մոդուլացման հաճախությունից և անհամասեռությունների անցման հաճախությունից: Բերված են բանաձևեր այդպիսի օսցիլյատորի ճառագայթման էներգիայի համար:

RADIATION FROM AN OSCILLATOR WITH MODULATED AMPLITUDE MOVING IN PERIODICALLY INHOMOGENEOUS MEDIA

R. G. DZHANGIRYAN, I. N. IVLIEVA, V. G. IL'IN

In perturbation theory approximation the radiation field of an amplitude-modulated oscillator moving uniformly in a periodically inhomogeneous medium is found The spectra of radiated waves are obtained which are shown to be dependent on the proper frequency of the oscillator, the modulation frequency and the frequency of passing the inhomogeneities. The expressions for the radiated energy of such an oscillator are derived.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 247—254 (1982)

ЭКСИТОНЫ ВАННЬЕ-МОТТА В ОДНОРОДНЫХ И КВАЗИДВУМЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ В ПРИСУТСТВИИ ИНТЕНСИВНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Г. М. АРУТЮНЯН

В работах [1, 2] было показано, что в поле интенсивной электромагнитной волны зонная структура однородного (массивного) и размерно квантованного полупроводников претерпевает существенные изменения. В частности, вблизи резонанса в энергетическом спектре электронов и дырок появляется полевая диэлектрическая щель, обусловленная снятием вырождения в системе «электроны-фотоны».

Недавно в эксперименте этот эффект был зарегистрирован по провалу, появляющемуся в спектре спонтанного излучения вблизи частоты генерации [3]. Величина критической мощности появления провала, его ширина и зависимость от интенсивности электромагнитной волны позволили авторам интерпретировать это явление как образование щели в энергетическом спектре массивного образца.

Наличие щели в спектре массивного и размерно квантованного полупроводников существенным образом сказывается на высокочастотных свойствах последних. Как показано в [4, 5], межзонное и внутризонное поглощение дополнительных слабых электромагнитных волн имеет пороговый резонансный характер. Однако в этих работах при рассмотрении процесса рождения электронно-дырочной пары вблизи соответствующих порогов возбуждения не учитывалось их кулоновское взаимодействие. Ясно, что такой учет должен существенно менять эффект [6].

В однородных полупроводниках из-за большой величины диэлектрической проницаемости ($\varepsilon \sim 10$—100) экситоны имеют малые энергии связи ($\lesssim 10^{-3}$ эВ) и макроскопически большие радиусы ($\gtrsim 10^{-5}$ см), поэтому факт существования таких уровней проявляется лишь при гелиевых температурах. Ситуация резко меняется в тонких размерно квантованных пленках полупроводника, осажденных на диэлектрические подложки [7—9]. Здесь при расстояниях между зарядами, превышающих толщину пленки, становится существенным поле, создаваемое ими в окружении пленки, и если при этом диэлектрическая проницаемость окружения много меньше ε, то кулоновское взаимодействие оказывается значительно большим, чем в однородном образце.

Ниже мы рассмотрим водородоподобные связанные состояния в однородных и квазидвумерных полупроводниках в поле интенсивной электромагнитной волны, а также изучим поглощение в них.

1. Электромагнитная волна с частотой Ω, превышающей ширину запрещенной зоны Δ в полупроводнике, создает электронно-дырочные пары. Если при этом поле достаточно сильное, так что вероятность рождения пары превосходит вероятность рекомбинации, происходит заполнение электронами дна зоны проводимости «c» и дырками верха валентной зоны «v». В результате этого устанавливается новое стационарное состояние — состояние насыщения, при котором поглощение волны резко падает, а энергетический спектр принимает вид [1]

$$E^c(\mathrm{p}) = \frac{\Delta}{2} + \frac{p_0^2}{2m} \pm \sqrt{\left(\frac{p^2 - p_0^2}{2m}\right)^2 + \hbar^2\lambda^2}, \tag{1a}$$

$$p \gtrless p_0,$$

$$E^v(\mathbf{p}) = -\frac{\Delta}{2} - \frac{p_0^2}{2m} \mp \sqrt{\left(\frac{p^2 - p_0^2}{2m}\right)^2 + \hbar^2\lambda^2}, \tag{1б}$$

где резонансный импульс p_0 и щель $\hbar\lambda$ определяются выражениями

$$p_0 = \sqrt{m(\hbar\Omega - \Delta)}, \quad \hbar\lambda = \left|\frac{e\mathbf{E}^0 \cdot \mathbf{v}_{cv}}{2\Omega}\right|. \tag{2}$$

Здесь $\mathbf{E}^0$ — вектор электрической напряженности в волне, $\mathbf{v}_{cv}$ — матричный элемент оператора скорости; эффективные массы квазичастиц в зонах выбраны одинаковыми. В состоянии насыщения электроны в «v»-зоне занимают состояния с $p > p_0$, а в «c»-зоне — состояния с $p < p_0$ ($p_0^2 \gg m\hbar\lambda$).

Рассмотрим влияние кулоновского взаимодействия электрона и дырки в однородном образце при поглощении дополнительной слабой электромагнитной волны с частотой $\omega \sim 2\lambda$, т. е. внутризонное экситонное поглощение в заданном интенсивном поле излучения*. Исходим из уравнения Ванье, справедливого для экситонов большого радиуса:

$$\left[E^c(\hat{\mathbf{p}}_1) - E^c(\hat{\mathbf{p}}_2) - \frac{e^2}{\varepsilon|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}\right]\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = E\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2). \tag{3}$$

Здесь $E^c(\mathbf{p}_{1,2})$ — кинетические энергии квазичастиц, определяемые из (1a) вблизи резонанса — $p \approx p_0$.

Произведя в (3) стандартную замену переменных и представив волновую функцию в виде $\Psi = \Phi(\mathbf{R})\chi(\mathbf{r})$ [11], приходим к двум независимым уравнениям, описывающим соответственно движение центра тяжести и относительное движение квазичастиц:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{4\mu}\nabla_R^2 + i\hbar\frac{p_0}{\mu}\nabla_R\right)\Phi = E_1\Phi, \tag{4}$$

$$\left(-\frac{\hbar^2}{\mu}\nabla_r^2 - \frac{e^2}{\varepsilon r}\right)\chi = E_2\chi, \tag{5}$$

где введены обозначения

$$\mu = m^2\hbar\lambda/p_0^2, \quad E_1 + E_2 = E - 2\hbar\lambda - p_0^2/\mu. \tag{6}$$

Второе слагаемое в левой части (4) аналогично тому, что появляется в зонной теории, и его можно исключить с помощью преобразования $\Phi = \Phi_0(R)\exp igR$, где $\hbar g = 2p_0$.

Уравнение (5) решаем стандартным образом в сферических координатах, рассматривая для простоты s-состояние [11]. Вначале рассмотрим решения (5), отвечающие отрицательным значениям энергии. Они соответствуют связанным состояниям внутризонного экситона в поле интенсивной электромагнитной волны и вблизи порога 2λ дают линейчатый спектр в соответствии с формулой

$$(\hbar\omega)_l = 2\hbar\lambda - \frac{m^2e^4\lambda}{4\hbar\varepsilon^2p_0^2}\frac{1}{l^2}, \; l = 1, 2, 3\cdots. \tag{7}$$

Соответствующая волновая функция дискретного спектра есть

$$\chi_l(r) = C_l\exp\left(-\frac{r}{2la}\right)F\left(-l+1, 2, \frac{r}{la}\right),$$
$$C_l = \frac{1}{\sqrt{8\pi}}\left(\frac{1}{al}\right)^3, \quad a = \frac{\hbar\varepsilon p_0^2}{m^2e^2\lambda}. \tag{8}$$

Здесь F — вырожденная гипергеометрическая функция, a — эффективный боровский радиус экситона в заданном интенсивном электромагнитном поле ($a = a_0p_0^2/2m\hbar\lambda$).

В случае непрерывного спектра, отвечающего решениям (5) с положительной энергией, получаем

---

* Анализ межзонного экситонного поглощения проведен в работе [10].

$$\chi_{\alpha_0}(r)=C_{\alpha_0}\exp\left(-\frac{i\alpha_0 r}{a}\right)F\left(1+\frac{i}{2\alpha_0},\ 2,\ 2i\alpha_0\frac{r}{a}\right),$$

$$C_{\alpha_0}=\sqrt{\frac{\pi}{2\alpha_0}\frac{\exp(\pi/4\alpha_0)}{\operatorname{sh}(\pi/2\alpha_0)}},\quad \hbar\alpha_0=pa. \tag{9}$$

Как обычно, коэффициент поглощения света пропорционален квадрату модуля волновой функции электронно-дырочной пары при совпадающих координатах электрона и дырки, усредненному по всем возможным состояниям. Здесь из-за малости отношения $m\hbar\lambda/p_0^2$ энергия связи экситона Ванье—Мотта уменьшается, а боровский радиус соответственно растет. Интенсивность же линий поглощения слабой электромагнитной волны в дискретной области спектра, определяемая величиной $|\chi_l(0)|^2\sim(al)^{-3}$, уменьшается. Она оказывается меньше соответствующей интенсивности линий обычных экситонов линейной теории [6] в $(p_0^2/m\hbar\lambda)^3$ раз.

В области непрерывного спектра для внутризонного коэффициента поглощения слабой волны получаем

$$K^{\text{ex}}(\omega)=K_0(\omega)f(\eta),\quad f(\eta)=\frac{\eta\exp\eta}{\operatorname{sh}\eta},\quad \eta=\frac{\pi\hbar}{2p_0a}, \tag{10}$$

где $f(\eta)$ учитывает кулоновское взаимодействие, а $K_0(\omega)$ есть внутризонный коэффициент поглощения дополнительной слабой электромагнитной волны с частотой $\omega\gtrsim 2\lambda$:

$$K_0(\omega)=\frac{e^2p_0^3\lambda^{1/2}\Theta(\omega-2\lambda)}{6N\hbar^3c\omega m\sqrt{\omega-2\lambda}}. \tag{10a}$$

Здесь N — показатель преломления среды, $\Theta(x)$ — ступенчатая функция.

Выражение (10a) записано в модели «изотропной» щели в наиболее интересном, «лондоновском» случае [1], когда $qp_0\ll m\Omega$, где q — волновой вектор слабой волны. В отличие от обычного экситонного поглощения [6] в непрерывной области (10) имеет пороговый резонансный характер, что обусловлено снятием вырождения в системе из-за наличия поля интенсивной волны. Наличие кулоновского фактора $f(\eta)$ приводит к эффективному увеличению величины поглощения в области непрерывного спектра. Например, при $p_0^2/m\hbar\lambda\sim 3$, $a\sim 3\cdot 10^{-6}$ см имеем $\eta\sim 1$, $f\approx 2{,}2$, и экситонное поглощение по сравнению с $K_0(\omega)$ увеличивается в два раза. В случае, когда отношение $p_0^2/m\hbar\lambda\sim 10$, $a\sim 10^{-5}$ см, имеем $\eta\approx 0{,}1$, $f\approx 1{,}1$, и изменение более умеренное.

2. Рассмотрим тонкую размерно квантованную пленку полупроводника с толщиной d в поле интенсивной электромагнитной волны с частотой Ω, превышающей ширину размерно квантованной запрещенной зоны $\Delta_{n_1n_2}(d)$:

$$\Delta_{n_1n_2}(d)=\Delta+\frac{\pi^2\hbar^2}{2md^2}(n_1^2+n_2^2),\quad n_{1,2}=1,\ 2,\ 3\cdots. \tag{11}$$

Здесь Δ — ширина запрещенной зоны без учета размерного квантования, m — эффективная масса квазичастиц в размерно квантованных «v»- и «*c*»-зонах, $n_{1,2}$ — квантовые числа, характеризующие движение вдоль оси квантования z (исходим из модели бесконечно глубокой потенциальной ямы вдоль z, а движение в плоскости пленки $\rho = (x, y)$ предполагается квазисвободным).

В этих условиях интенсивная электромагнитная волна, поляризованная в плоскости пленки, приводит к образованию в спектре размерно квантованных электронов щели $2\hbar\alpha_{n_1 n_2}$ вблизи некоторого резонансного квазиимпульса p_0 [2]:

$$E^c(\mathbf{p}_\rho, n_2) = \frac{\Delta_{n_1 n_2}(d)}{2} + \frac{p_0^2}{2m} \pm \sqrt{\left(\frac{p_\rho^2 - p_0^2}{2m}\right)^2 + \hbar^2\alpha_{n_1 n_2}^2}, \quad (12a)$$

$$p_\rho \gtrless p_0,$$

$$E^v(\mathbf{p}_\rho, n_1) = -\frac{\Delta_{n_1 n_2}(d)}{2} - \frac{p_0^2}{2m} \mp \sqrt{\left(\frac{p_\rho^2 - p_0^2}{2m}\right)^2 + \hbar^2\alpha_{n_1 n_2}^2}, \quad (12б)$$

$$p_0 = \sqrt{m[\hbar\Omega - \Delta_{n_1 n_2}(d)]}, \quad \hbar\alpha_{n_1 n_2} = \left|\frac{e(\mathbf{E}_\rho^0 \cdot \mathbf{v}_{cv})}{2\Omega}\right| \delta_{n_1 n_2}, \quad (13)$$

где $\mathbf{p}_\rho$ — двумерный квазиимпульс частиц в зонах, $\mathbf{E}_\rho^0$ — амплитуда напряженности в волне, $\mathbf{v}_{cv}$ — скорость межзонных продольных переходов, $\delta_{n_1 n_2}$ — символ Кронекера. Мы полагаем выполненным условие $qd \ll 1$ (q — волновой вектор волны), при котором волной завязываются состояния в размерно квантованных зонах с $n_1 = n_2$, и щель возникает лишь на этих подуровнях.

Рассмотрим поглощение дополнительной слабой электромагнитной волны с частотой $\omega \sim 2\alpha$ с учетом кулоновского взаимодействия в пленке, т. е. внутризонное экситонное поглощение. Пусть макроскопическая пленка с диэлектрической проницаемостью ε занимает область пространства $0 \leqslant z \leqslant d$. Полупространство $z < 0$ занимает вакуум или диэлектрическая подложка с проницаемостью ε_1, а полупространство $z > d$ — подложка с проницаемостью ε_2, причем $\varepsilon_{1,2} \ll \varepsilon$. В этом случае, как показано в [7—9], при $d < \delta\rho$ ($\delta = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2\varepsilon \ll 1$) энергия взаимодействия между зарядами в пленке имеет двумерный вид

$$V(\rho) = \frac{e^2}{\varkappa\rho}, \quad \varkappa = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2}. \quad (14)$$

Запишем уравнение Ванные для пары с потенциалом (14):

$$\left[E^c(\hat{\mathbf{p}}_{1\rho}, n_2) - E^c(\hat{\mathbf{p}}_{2\rho}, n_2) - \frac{e^2}{\varkappa|\rho_1 - \rho_2|}\right]\Psi(\rho_1, \rho_2) = E\Psi(\rho_1, \rho_2), \quad (15)$$

где $E^c(\hat{\mathbf{p}}_{1,2,\rho})$ — кинетические энергии квазичастиц, определяемые согласно (12*a*) справа и слева от резонансного импульса $p_\rho \approx p_0$. Оно представляет собой уравнение для двумерной кулоновской задачи (кулоновской силой вдоль z пренебрегается) и решается точно. Ниже, как и в пункте 1, рассматривается лишь *s*-волна. Отделяя движение центра тяжести от относительного движения пары и решая последнее в полярных координатах, для связанных состояний получаем

$$(\hbar\omega)_n = 2\hbar\alpha - \frac{m^2 e^4 \alpha}{4\hbar\varkappa^2 p_0^2}\frac{1}{\left(n+\frac{1}{2}\right)^2}, \quad n = 0, 1, 2, \cdots, \tag{16}$$

$$\Psi(\rho) = C_n \exp\left(-\frac{b}{\rho_0}\rho\right) F\left(-n, 1, \frac{2b}{\rho_0}\rho\right), \tag{17}$$

$$C_n = \frac{(2b)^{3/2}}{\sqrt{2\pi}\, 2\rho_0}, \quad b = \frac{1}{n+\frac{1}{2}}, \quad \rho_0 = \frac{2\hbar\varkappa p_0^2}{m^2 e^2 \alpha}. \tag{17a}$$

Здесь ρ_0 — двумерный эффективный боровский радиус экситона в пленке, зависящий от параметров интенсивной волны. Видно, что в поле интенсивной волны боровский радиус увеличивается в $p_0^2/m\hbar\alpha$ раз, а соответствующая энергия связи (16) во столько же раз уменьшается. Но здесь, в отличие от случая однородной среды (пункт 1), такое «набухание» боровского радиуса и уменьшение энергии связи можно компенсировать, выбирая соответствующее окружение пленки ($\varkappa \gtrsim \varepsilon$ или $\varkappa \gg \varepsilon$).

Приведем также выражение волновой функции в области непрерывного спектра:

$$\Psi_\beta(\rho) = C_\beta \exp\left(\frac{i\beta}{\rho_0}\rho\right) F\left(\frac{1}{2} - \frac{i}{\beta}, 1, -\frac{2i\beta}{\rho_0}\rho\right),$$

$$C_\beta = \frac{1}{\sqrt{1 - \exp\left(-\frac{2\pi}{\beta}\right)}}, \quad \hbar\beta = p_0\rho_0. \tag{18}$$

В области дискретного спектра из-за наличия связанных состояний (16) коэффициент поглощения будет представлять собой набор дельтаобразных пиков. Интенсивность этих пиков J, обратно пропорциональная «объему экситона» [6], есть

$$J = \frac{m^2 e^4}{4\pi\hbar^4 d\varkappa^2}\left(\frac{m\hbar\alpha}{p_0^2}\right)^2 \left(\frac{1}{n+\frac{1}{2}}\right)^3. \tag{19}$$

Видно, что она существенно зависит от толщины пленки, его окружения и параметров интенсивной волны. Интенсивность пиков поглощения уменьшается в $(p_0^2/m\hbar\alpha)^2$ раз, но в то же время это уменьшение компенсируется уменьшением эффективной диэлектрической проницаемости и толщины пленки. В случае, когда пленка окружена подложками из полупроводниковых монокристаллических материалов, интенсивность пиков J_1 будет определяться выражением (19), в котором вместо $\varkappa$ фигурирует ε, а отношение соответствующих интенсивностей будет

$$J/J_1 = \left(\frac{\varepsilon}{\varkappa}\right)^2 \gg 1. \tag{20}$$

Сравнение интенсивности основной линии J с той же величиной в случае однородного образца J_2 дает

$$J/J_2 \sim \frac{a_0}{d}\left(\frac{\varepsilon}{\varkappa}\right)^2 \left(\frac{\hbar\Omega_1 - \Delta}{\hbar\lambda}\right)^3 \left(\frac{\hbar\alpha}{\hbar\Omega_2 - \Delta(d)}\right)^2 \gg 1, \tag{21}$$

где $\Omega_{1,2}$ — частоты интенсивных волн в случае однородного образца и пленки, а $a_0 = \frac{2\hbar^2\varepsilon}{me^2} \gg d$.

Теперь сравним J с J_1' и J_1'', где J_1' — интенсивность основной линии поглощения в пленке с полупроводниковым окружением вблизи порога $\Delta(d)$ в случае двумерных линейных экситонов, а J_1'' — то же самое в пленке, находящейся в диэлектрическом окружении:

$$J/J_1' \sim \left(\frac{\varepsilon}{\varkappa}\right)^2 \left(\frac{m\hbar\alpha}{p_0^2}\right)^2 \gtrsim 1, \quad J/J_1'' \sim \frac{m\hbar\alpha}{p_0^2} \sim 0{,}1 \div 0{,}01. \qquad (22)$$

Рассмотрим поведение коэффициента поглощения в области непрерывного спектра:

$$K^{ex}(\omega) = K_0(\omega) f(\beta), \quad f = \frac{1}{2} \frac{\exp(\pi/\beta)}{\operatorname{ch}(\pi/\beta)}. \qquad (23)$$

Здесь $K_0(\omega)$ — коэффициент внутризонного поглощения в пленке вблизи порога 2α без учета кулоновского фактора f:

$$K_0(\omega) = \frac{\pi e^2}{4 N\hbar^2 c\omega m d} \sum_{n_1 n_2} \frac{\delta_{n_1 n_2} p_0^2 \alpha^{1/2}}{\sqrt{\omega - 2\alpha}} \Theta(\omega - 2\alpha), \qquad (24)$$

где N — показатель преломления пленки.

Из (23) видно, что при $\beta \sim 2\pi$ $f \approx 0{,}83$, и в области непрерывного спектра кулоновское поглощение по сравнению с $K_0(\omega)$ несколько уменьшается. Это уменьшение становится значительным при $2\pi/\beta \sim 0{,}1$, когда $f \approx 0{,}5$. Тенденция к уменьшению величины поглощения в отличие от случая (10) однородного образца связана с фактором размерности пространства кулоновской задачи. Изучая поведение внутризонного экситонного поглощения волны с частотой $\omega \sim 2\alpha$, можно получить информацию о величине щели, возникающей на размерно квантованных подуровнях.

Информацию о щели можно получить, изучая поведение межзонного коэффициента поглощения дополнительной слабой волны с частотой $\omega \sim \Omega + 2\alpha$ (межзонные размерно квантованные экситоны в заданном интенсивном поле излучения). В этом случае следует исходить из уравнения, аналогичного уравнению (15), где в качестве кинетических энергий квазичастиц берутся выражения $E^{c,v}$ из (12а, б) вблизи импульсов $p_\rho \gtrsim p_0$. Тогда связанные состояния в дискретной области можно будет наблюдать вблизи частот

$$(\hbar\omega)_n = \hbar\Omega + 2\hbar\alpha - \frac{m^2 e^4 \alpha}{4\hbar\varkappa^2 p_0^2} \frac{1}{\left(n + \frac{1}{2}\right)^2}. \qquad (25)$$

При этом, как и в рассмотренных выше случаях, величина кулоновского взаимодействия предполагается меньшей, чем энергия взаимодействия частиц с интенсивной волной. Здесь, как и выше, подбором соответствующего окружения можно управлять интенсивностями и разрешением дискретных пиков поглощения.

В области непрерывного спектра межзонный коэффициент поглощения с учетом кулоновского фактора f есть

$$K^{ex}(\omega) = K_0(\omega) f, \tag{26}$$

где $K_0(\omega)$ — коэффициент межзонного поглощения в пленке в поле интенсивной волны вблизи порога $\Omega + 2\alpha$:

$$K_0(\omega) = \frac{\pi e^2 m |v_{cv}|^2}{16 N c \hbar^2 \omega d} \sum_{n_1 n_2} \frac{\delta_{n_1 n_2} \alpha^{1/2}}{\sqrt{\omega - \Omega - 2\alpha}} \Theta(\omega - \Omega - 2\alpha). \tag{27}$$

Как и в (23), кулоновское взаимодействие приводит к эффективному уменьшению величины межзонного поглощения.

Рассмотренные в настоящей работе явления можно будет наблюдать в однородных и размерно квантованных образцах группы A^3B^5 при низких температурах и лазерных полях типа 10^5 В/см.

НИИ физики конденсированных
сред ЕГУ

Поступила 12. VI. 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. *Галицкий В. М., Гореславский С. П., Елесин В. Ф.* ЖЭТФ, 57, 207 (1969).
2. *Арутюнян Г. М.* ФТП, 7, 600 (1973).
3. *Елесин В. Ф., Ерко А. И., Ларкин А. И.* Письма ЖЭТФ, 29, 709 (1979).
4. *Гореславский С. П., Елесин В. Ф.* Письма ЖЭТФ, 10, 491 (1969).
5. *Арутюнян Г. М., Казарян Э. М.* Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 339 (1973).
6. *Elliott R. J.* Phys. Rev., 108, 1384 (1957).
7. *Рытова Н. С.* Вестник МГУ, сер. физ., Астрономия, 3, 30 (1967).
8. *Чаплик А. В., Энтин М. В.* ЖЭТФ, 61, 2496 (1971).
9. *Келдыш Л. В.* Письма ЖЭТФ, 29, 716 (1979).
10. *Арутюнян Г. М., Казарян Э. М., Саакян А. С.* ФТП, 9, 1043 (1975).
11. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Квантовая механика, ГИФМЛ, М., 1963.

ՎԱՆՅԵ-ՄՈՏՏԻ ԷՔՍԻՏՈՆՆԵՐԸ ՀԱՄԱՍԵՌ ԵՎ ՔՎԱԶԻԵՐԿՉԱՓ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ՝ ԻՆՏԵՆՍԻՎ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Գ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Ուսումնասիրվում է էլեկտրոնների և խոռոչների կուլոնյան փոխազդեցության ներգործությունը լրացուցիչ թույլ էլեկտրամագնիսական ալիքի միջզոնային կլանման կորի ձևի վրա համասեռ և քվազիերկչափ կիսահաղորդիչներում՝ ինտենսիվ ալիքի առկայության դեպքում։

WANNIER-MOTT EXCITONS IN HOMOGENEOUS AND QUASI-TWO-DIMENSIONAL SEMICONDUCTORS IN THE PRESENCE OF AN INTENSIVE ELECTROMAGNETIC WAVE

G. M. HARUTYUNYAN

The influence of Coulomb interactions of electrons and holes on the form of intrazone absorption curve of an additional weak electromagnetic wave is investigated in the presence of an intensive wave in homogeneous and quasi-two-dimensional semiconductors.