УДК 535.551

МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ФРАНЦА—КЕЛДЫША В ПОЛЕ СИЛЬНОЙ БИХРОМАТИЧЕСКОЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

Б. С. Монозон

Рассмотрено межзонное поглощение одной из компонент, частота которой ω_1, сильной бихроматической световой волны в полупроводнике в присутствии внешних однородных стационарных электрического и магнитного полей. Изложена общая методика расчета мощности поглощаемого излучения $P(\omega_1)$. Получены аналитические результаты для случая параллельной ориентации электрических полей волн, а также стационарных полей. Считается, что расстройка частот волн $\omega_1 - \omega_0$ существенно превышает некоторую характерную частоту $e^2F_0F_1(2\mu\hbar\omega_0\omega_1)^{-1} \ll \omega_{0,1}$, определяемую частотами и амплитудами $F_{0,1}$ электрических световых полей вместе с приведенной эффективной массой электронов и дырок μ. Исследована зависимость поглощаемой мощности от характеристик волн, чисел фотонов, участвующих в поглощении, напряженностей однородных электрического и магнитного полей и от зонных параметров полупроводника. Показано, что для данной области расстроек частот основное влияние однородного электрического поля заключается в коротковолновом смещении пиков нечетно-фотонных магнитопереходов, их размытии и длинноволновом смещении края вследствие межзонного тунелирования (эффект Франца—Келдыша).

Оптические явления в полупроводниках, обусловленные воздействием на них сильной немонохроматической световой волны, продолжают оставаться предметом теоретического изучения. В настоящей работе рассматривается межзонное дипольное многофотонное поглощение интенсивной световой волны, электрическое поле которой характеризуется амплитудой $\mathbf{F}_1$ и частотой ω_1. Поглощающая система представляет собой широкозонный полупроводник, находящийся в поле другой сильной световой волны с электрическим вектором $\mathbf{F}_0 \cos \omega_0 t$, а также во внешних однородных продольных электрическом $\mathbf{E}$ и магнитном $\mathbf{H}$ полях ($\mathbf{F}_0 \parallel \mathbf{F}_1 \parallel \mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$). Получено аналитическое выражение для поглощаемой мощности $P(\omega_1)$, содержащее явные зависимости от характеристик световых волн, напряженностей стационарных полей и электронных параметров полупроводника. В рассматриваемой области расстроек частот $\Omega = \omega_1 - \omega_0$ основное влияние электрического поля $\mathbf{E}$ заключается в коротковолновом смещении пиков нечетно-фотонных магнитопереходов и их размытии вследствие эффекта Франца—Келдыша [1, 2].

Измеряемая в эксперименте пространственная плотность поглощаемой мощности P световой волны с электрическим полем $\mathbf{F}_1(t)$ вычисляется путем усреднения по времени правой части выражения

$$P = \mathrm{Sp}(\rho\hat{P}), \tag{1}$$

в котором $\hat{P} = e\mathbf{r}\dot{\mathbf{F}}_1$ — оператор мощности, ρ — матрица плотности электронной подсистемы полупроводника в полном электрическом поле $\mathbf{F}(t)$ обеих световых волн, а также в стационарных электрическом $\mathbf{E}$ и магнитном $\mathbf{H}$ полях.

В случае чистого состояния и данного вида оператора P потребуется найти $\rho = |\Psi|^2$. Волновая функция Ψ, согласно методу эффективной массы [3], представляется в виде

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = u_h(\mathbf{r}) f_h(\mathbf{r}, t) + a_{eh}(t)\, u_e(\mathbf{r}) f_e(\mathbf{r}, t), \tag{2}$$

где $u_{e,\,h}$ — блоховские амплитуды в экстремумах электронной (e) и дырочной (h) зон, разделенных энергетическим промежутком $\mathcal{E}_g$; $f_{e,\,h}$ — модулирующие внутризонные функции; a_{eh} — коэффициент межзонного оптического перехода, вызываемого полным нестационарным полем $\mathbf{F}(t)$.

Дальнейшие выкладки удобно продолжить, опираясь на двухчастичный подход [4, 5], с точки зрения которого оптический дипольный переход происходит из основного состояния кристалла с волновой функцией $\delta(\mathbf{r})$ в возбужденное с образованием электрон-дырочной пары, характеризуемое функцией $\Phi(\mathbf{r}, t) \sim f_e f_h$ ($\mathbf{r}$ — относительная координата электрона и дырки). Тогда выражение (1) примет вид

$$P = e\overline{\dot{\mathbf{F}}_1(t)\,[\mathbf{r}_{eh} a_{eh}(t)\,\Phi(0,\ t) + \text{к. с.}]}\,, \tag{3}$$

где

$$a_{eh}(t) = \frac{1}{i\hbar}\int\limits_0^t d\tau e\mathbf{F}(\tau)\,\mathbf{r}_{he}\Phi^*(0,\ \tau),$$

$$\mathbf{r}_{eh} = \langle u_e\,|\,\mathbf{r}\,|\,u_h\rangle = \frac{i\hbar}{m_0\mathcal{E}_g}\,\mathbf{p}_{eh}, \tag{4}$$

m_0 — масса свободного электрона, $\mathbf{p}_{eh}$ — межзонный матричный элемент оператора импульса.

Как показано в работе [6], наиболее заметно взаимодействие волн проявляется при их одинаковой поляризации, определяемой общим единичным вектором ζ, так что в дальнейшем будем считать

$$\mathbf{F}_1(t) = \zeta F_1 \cos\omega_1 t,\quad F(t) = \zeta\,(F_0\cos\omega_0 t + F_1\cos\omega_1 t).$$

В используемой нами простой модели электронная и дырочная зоны считаются орбитально невырожденными, параболическими, характеризующимися эффективными массами m_e и m_h и разделенными широкой запрещенной зоной $\mathcal{E}_g \gg eFr_{eh}$. Последнее неравенство позволяет находить коэффициент a_{eh} (4) в первом порядке по параметру $eFr_{eh}/\mathcal{E}_g$. Функция Φ в такой модели есть волновая функция относительного движения электрон-дырочной пары с обратной эффективной массой $\mu^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$ во внешних электрическом $\mathbf{E} + \mathbf{F}(t)$ и магнитном $\mathbf{H}$ полях. Она может быть представлена в обобщенном квазиэнергетическом виде [6], содержащем произведение $\exp(-i/\hbar\cdot\mathcal{E}t)$ ($\mathcal{E}$ — квазиэнергия) и четырех функций, периодичность во времени которых определяется соответственно частотами ω_1, ω_0 и $\omega_1 \pm \omega_0$. Разлагая каждую из них в ряд Фурье, можно выполнить интегрирование в формуле (4) и вслед за этим вычислить мощность P (3).

Поскольку указанная процедура расчета подробно описана в работе [6], ограничимся лишь изложением некоторых замечаний и окончательных результатов. В связи с тем что полное электрическое поле $\mathbf{F}(t)$ содержит две компоненты, коэффициент a_{eh} (4) будет также содержать два слагаемых вида

$$a_{eh} \sim \sum_{s,\,s'} \delta(\mathcal{E} - s\hbar\omega_0 - s'\hbar\omega_1)\,(F_1 G_{1s'}^{(s)} + F_0 G_{0s'}^{(s)}),$$

где $G_{1,0,\,s'}^{(s)}$ — суммы произведений коэффициентов Фурье, возникающих при разложении функций, входящих в Φ. Окончательное выражение для P (3) приведем в отвечающем эксперименту многофотонном пределе [7]

$$\gamma_j^2 = 2\mu s_j\hbar\omega_j^3/e^2F_j^2 \gg 1,\quad s_0 \equiv s \gg 1,\quad s_1 \equiv s' \gg 1,\quad j = 0{,}1,$$

означающем значительное превышение частоты ω_j над частотой межзонного туннелирования в поле F_j. Получим

$$P = \hbar\omega_1 W,\quad W = \sum_{s'} W_{s'},\quad W_{s'} = \sum_{s} W_{s'}^{(s)},$$

где W — пространственная плотность вероятности межзонного перехода в единицу времени, $W_{s'}$ — вероятность поглощения s' фотонов частоты ω_1, а $W_{s'}^{(s)}$ имеет смысл вероятности такого поглощения при участии s фотонов частоты ω_0. Для $W_{s'}^{(s)}$ получим

$$W_{s'}^{(s)} = \frac{|\mathbf{r}_{eh}\zeta|^2 e^2 F_1^2}{2\hbar^2} 2\pi\hbar \sum \delta(\mathcal{E} - s\hbar\omega_0 - s'\hbar\omega_1)\left[\left(|G_{1s'}^{(s)}|^2 + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \frac{F_0}{F_1} G_{0s'}^{(s)} G_{1s'}^{(s)*}\right) + \text{к. с.}\right]. \tag{5}$$

Выражения для коэффициентов $G_{is'}^{(s)}$ при отсутствии стационарных полей ($E=H=0$) содержатся в работе [6], а методика их нахождения в электрическом E и магнитном H полях изложена соответственно в работах [8, 9]. Коэффициент $G_{0s'}^{(s)}$ может быть получен из $G_{1s'}^{(s)}$ путем замены в последнем $s \rightleftarrows s'$, $\omega_0 \rightleftarrows \omega_1$, $F_0 \rightleftarrows F_1$. В формуле (5) предполагается суммирование по конечным состояниям, удовлетворяющим закону сохранения энергии в системе электрон—полное световое излучение.

Следуя [6], напомним, что аналитические выражения могут быть получены лишь для определенных соотношений между расстройкой частот $\Omega=\omega_1-\omega_0$ и характерной частотой $\Omega_R=e^2F_0F_1\,(2\mu\hbar\omega_0\omega_1)^{-1} \ll \omega_{0,\,1}$. Ниже рассматривается случай $\Omega \gg \Omega_R$, для которого процедура построения $G_{0s'}^{(s)}$ дает $G_{0s'}^{(s)} = \gamma_0\gamma_1^{-1}G_{1s'}^{(s)}$.

Перейдем к расчету поглощаемой мощности компоненты бигармонической волны в продольных однородных электрическом и магнитном полях ($\zeta \parallel \mathbf{H} \parallel \mathbf{E}$). При ориентации всех полей параллельно оси z функция Φ представляется в виде

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\mathcal{E}_\perp t\right)\chi_\perp(\rho) f_\parallel(z, t). \tag{6}$$

Здесь $\mathcal{E}_\perp$, $\chi_\perp$ — энергия и функция стационарного состояния электрона и дырки в плоскости, перпендикулярной магнитному полю; функция $f_\parallel$ описывает электрон-дырочную пару в полном электрическом поле $E + F_0\cos\omega_0 t + F_1\cos\omega_1 t$. Необходимое для вычисления коэффициента a_{eh} (4) значение $\Phi(0, t)$ (6) может быть получено из явных выражений для функций $f_\parallel$ и $\chi_\perp$, приведенных, например, соответственно в работах [8, 10]. Это дает

$$f_\parallel(0, t) = \frac{1}{2\pi (eE)^{1/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} dp \exp\left\{-i\varphi_{\mathcal{E}}(p) - \frac{i}{\hbar}\int_0^t d\tau \times\right.$$
$$\left.\times\left[\mathcal{E} + \frac{\hbar^2}{2\mu}\left(\mathcal{K}^2(\tau) - p^2 - \mathcal{P}^2(\tau)\right)\right]\right\},$$

$$\varphi_{\mathcal{E}}(p) = (eE)^{-1}\left\{\frac{\hbar^2}{6\mu}p^3 - \left[\mathcal{E} - \frac{\hbar^2}{2\mu}\mathcal{P}^2(0)\right]p\right\},$$

$$\mathcal{K}(t) = p + \frac{e}{\hbar}\left(\frac{F_0}{\omega_0}\sin\omega_0 t + \frac{F_1}{\omega_1}\sin\omega_1 t\right),$$

$$\mathcal{P}^2(t) = \frac{e^2}{2\hbar^2}\left[\frac{F_0^2}{\omega_0^2} + \frac{F_1^2}{\omega_1^2} - 4E\left(\frac{F_0^2}{\omega_0^2}\cos\omega_0 t + \frac{F_1^2}{\omega_1^2}\cos\omega_1 t\right)\right], \tag{7}$$

$$\chi_\perp(0) = 1/\sqrt{2\pi}\, a_H, \quad a_H = (\hbar c/eH)^{1/2}. \tag{8}$$

Присутствующая в формуле (6) энергия $\mathcal{E}_\perp$ равна

$$\mathcal{E}_{\perp N} = \mathcal{E}_g + \frac{\hbar e H}{\mu c}\left(N + \frac{1}{2}\right) \pm (\beta_e \pm \beta_h) H, \quad N = 0, 1, 2, \ldots, \tag{9}$$

β_{eh} — эффективные магнитные моменты носителей.

В процессе вычисления коэффициентов $G_{1s'}^{(s)}$, исходя из функций (6)—(8), становится ясно, что влияние однородного электрического поля E определяется параметрами $E/F_j\gamma_j^{-1}$; $j=0, 1$. В многофотонном пределе $\gamma_j \gg 1$

и в рассматриваемом ниже случае $E/F_j\gamma_j^{-1} \ll 1$ действия переменных F_j и постоянного E полей могут быть условно разделены: световые поля F_j определяют силы осцилляторов переходов, а поле E — плотность состояний. Выполнив в формуле (5) интегрирование по $\mathscr{E}$ и суммирование по N, придем к окончательному выражению для вероятности $W_{s'}^{(s)}$

$$W_{s'}^{(s)}(\omega_1) \sim \frac{|p_{ehz}|^2 (\hbar\omega_1)^3 \mu}{4\pi^3 m_0^2 \mathscr{E}_g^{3/2} \hbar} \left(\frac{2\mu}{\hbar^2}\right)^{3/2} \frac{\hbar^2}{\mu a_H^2 (\mathscr{E}_g \mathscr{E}_0)^{1/2}} \times$$
$$\times (4\gamma_0^2)^{-s} (4\gamma_1)^{-s'} \sum_N \left[4f'^2 \frac{\mathscr{E}_0}{\mathscr{E}_g} \mathrm{Ai}'^2(\Delta_N) \cos^2(s+s')\frac{\pi}{2} + \right.$$
$$\left. + f^2 \mathrm{Ai}^2(\Delta_N) \sin^2(s+s')\frac{\pi}{2}\right]\left[1 + \left(\frac{s\omega_0^3}{s'\omega_1^3}\right)^{1/2}\right], \tag{10}$$

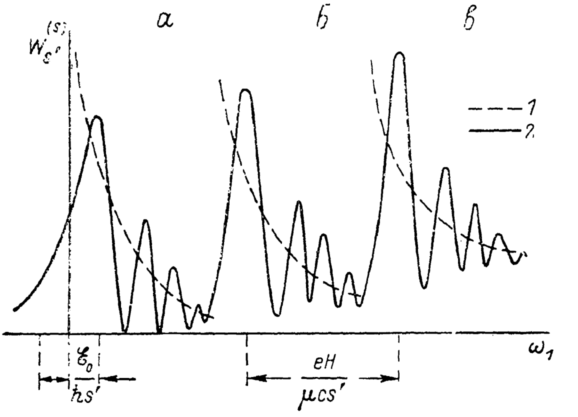
$$\Delta_N = \mathscr{E}_0^{-1}\left[\mathscr{E}_g + \mathscr{E}_{\perp N} + \frac{e^2}{4\mu}\left(\frac{F_0^2}{\omega_0^2} + \frac{F_1^2}{\omega_1^2}\right) - s\hbar\omega_0 - s'\hbar\omega_1\right],$$

$\mathscr{E}_0 = (\hbar^2 e^2 E^2/2\mu)^{1/3}$; Ai, Ai$'$ — соответственно функция Эйри и ее производная [11]; $f(s, s')$, $f'(s, s')$ — некоторые коэффициенты (см. формулу (11) работы [6]). Для исследуемых нами широкозонных полупроводников $\hbar^2/\mu a_H^2 \ll \mathscr{E}_g$, $\mathscr{E}_0 \ll \mathscr{E}_g$, $\mathscr{E}_0 \Delta_N \ll \mathscr{E}_g$.

Формула (10) справедлива с точностью до коэффициента, зависящего только от чисел фотонов s и s'. Правильное его знание требует использования корневого закона дисперсии энергетических зон [7, 12], допускающего проникновение в зоны на величину энергии порядка E_g, что делает некоторые математические выкладки значительно более громоздкими. В выбранной нами здесь простой модели зоны характеризовались параболической зависимостью квазиимпульса, применимой в окрестности их экстремумов. Поскольку мы ограничиваемся именно этой областью вблизи края ($\mathscr{E}_0 \Delta_N < \mathscr{E}_g$), то частотная зависимость вероятности $W_{s'}^{(s)}$ (10), описываемая функциями Ai и Ai$'$, оказывается верной. Численный же коэффициент при этом отличается от коэффициента, определяемого корневым законом, хотя их зависимости от чисел s и s' в качественном отношении близки.

Заметим, что вероятность $W_{s'}^{(s)}$ (10), вычисленная с использованием матрицы плотности, отличается от вероятности, определяемой как $W = t^{-1} |a(t)|^2$, $(F(t) \equiv F_1(t))$, множителем $[1 + (s\omega_0^3)^{1/2} (s'\omega_1^3)^{-1/2}]$. Однако если учесть, что в полном спектре многофотонного ($s' \gg 1$) поглощения наиболее интенсивной серией является серия с $s = 1$, отличие этого множителя от единицы в довольно широкой области частот $\omega_0 \lessgtr \omega_1$ оказывается несущественным. Общая формула (10) позволяет установить границы применимости результатов работы [3], в которой рассмотрено однофотонное поглощение ($s' = 1$) слабой световой волны в присутствии сильной ($F_1 \ll F_0$). Частоты должны удовлетворять условию $\omega_0 \ll \omega_1$.

Перейдем к обсуждению окончательного результата $W_{s'}^{(s)}$ (10). Зависимость поглощения от интенсивностей волн $\sim F_j^2 \sim \gamma_j^{-2}$ такая же, как и в отсутствие однородного электрического поля, т. е. $W_{s'}^{(s)} \backsim F_1^{2s'} F_0^{2s}$. Основное влияние поля E состоит в изменении частотной зависимости $W_{s'}^{(s)}(\omega_1)$. При $E = 0$ переходы с нечетным полным числом фотонов $s + s'$ содержали особенности $\sim \Delta_N^{-1/2}$, а с четным числом фотонов $s + s'$ ступенчатые зависимости вблизи экстремумов подзон Ландау, определяемых условием $\Delta_N = 0$. Остановимся более подробно на нечетно-фотонных переходах (см. рисунок). В однородном электрическом поле E вследствие эффекта Франца—Келдыша особенность превращается в основной пик конечной интенсивности. Этот пик смещается в коротковолновую сторону, а край поглощения — в длинноволновую сторону на одинаковые расстояния $\mathscr{E}_0/\hbar s'$ по отношению к краю, соответствующему $E = 0$. Спад поглощения в длинноволновую сторону носит экспоненциальный характер, а его убывание в коротковолновую сторону сопровождается осцилляциями функции Эйри. Приблизительное число таких осцилляций, укладывающихся на расстоянии между границами соседних подзон Ландау, определяется отношением $\hbar eH/\mu c\mathcal{E}_0$. В полупроводниках с эффективной массой носителей $\mu=0.1m_0$ в полях $H=10^5$Э, $E=2\cdot10^3$ В/см это отношение равно 5. Если сумма $s+s'$ четная, то осцилляции поглощения в окрестности каждой подзоны Ландау будут соответствовать производной функции Эйри. Среднее значение осцилляций будет примерно определяться зависимостью $\Delta_N^{1/2}$. Полная вероятность s' фотонного поглощения $W_{s'}(\omega_1)$ будет представлять собой последовательность серий с различными $s=1, 2, 3, \ldots$ Серия с $s=1$, как отмечалось, имеет наибольшую вероятность. Нечетно-фотонные серии (см. рисунок) будут перемежаться четно-фотонными, описанными выше. Размер каждой серии ω_0/s'. Внутри нее размещается несколько интервалов $eH/\mu cs'$. Для $\omega_0=1.6\cdot10^{14}$ с$^{-1}$, $\mu=0.1m_0$, $H=10^5$ Э количество таких интервалов примерно равно 10. Каждый интервал заполняется осцилляциями функции Эйри или ее производной. Из экспериментального спектра s'-фотонного поглощения по размеру серии можно определить частоту «опорной» волны ω_0, а по расстоянию между наибольшими пиками в каждой серии и по их смещению полем E — приведенную эффективную массу носителей μ.



Вероятность магнитоэлектроперехода с нечетным числом фотонов $s+s'$ в области расстроек частот $\Omega \gg \Omega_R$ (*1* — $E=0$, *2* — $E\neq0$). $N=0$(*а*), 1 (*б*), 2 (*в*).

При постановке эксперимента следует учесть кулоновское взаимодействие электрона и дырки, приводящее к образованию диамагнитного экситона (ДЭ), радиус которого a_0 удовлетворяет условию $a_0 > a_H$, выполняющемуся в магнитном поле $H \gtrsim 10^5$ Э для большинства алмазоподобных полупроводников. В отсутствие электрического поля ($E=0$) плотность состояний и, как следствие, коэффициент нечетно-фотонного магнитопоглощения вблизи края будут уже определяться не корневой особенностью $\sim\Delta_N^{-1/2}$, а одним или несколькими экситонными максимумами, примыкающими к краю с длинноволновой стороны [13].

Ранее рассматривалось влияние внешнего электрического поля E на экситонный спектр [14] и на спектр ДЭ [15] при различных соотношениях между этим полем и кулоновским полем ДЭ. Результаты настоящей работы допускают обобщение на случай сильного поля E ($\mathcal{E}_0 \gtrsim R=e^2/\varepsilon a_0$, ε — диэлектрическая проницаемость), почти полностью ионизующего экситонные состояния. В целом ряде полупроводников, например InSb, InAs, GaSb, Ge, для которых $R\simeq1$ мэВ, такая ионизация наступает уже в относительно небольших полях $E \gtrsim 2$ кВ/см, использованных нами выше для оценок. Плотность состояний определяется при этом в основном электрическим полем E, а влияние экситонного взаимодействия проявляется в замене аргумента функции Эйри (см. формулу (10)) $\Delta_N \to \Delta_{N,\,\mathrm{ex}}$, где

$$\Delta^{3/2}_{N,\,\mathrm{ex}} = \frac{3}{2}\int_0^{z_0}\left[\frac{2\mu}{\hbar^2}\left(\mathcal{E}_0\Delta_N - eEz + V_N(z)\right)\right]^{1/2} dz,$$

z_0 — корень подынтегральной функции [15].

Таким образом, роль потенциала ДЭ V_N заключается в возрастании поглощения на заданной частоте, причем общий вид спектра будет соответствовать кривой, изображенной на рисунке.

Остановимся коротко на противоположном случае слабого по сравнению с кулоновским электрического поля E ($\mathcal{E}_0 \ll R$). В тех же полях $E \simeq 1$ кВ/см в кристаллах GaP, CdTe, ZnTe с энергией связи ДЭ $\mathcal{E}_{ex} \simeq 10$ мэВ основной экситонный пик приобретет в поле E длинноволновый сдвиг (квадратичный Штарк-эффект) и некоторое дополнительное уширение. Однако по мере смещения от экситонной линии поглощение вновь приобретет экспоненциальный характер эффекта Франца—Келдыша (10), видоизмененного экситонным взаимодействием в соответствии с зависимостью [15]

$$W^{s}_{s'ex} = W^{(s)}_{s'} \left(\frac{2R}{\mathcal{E}_0 \Delta_N - \mathcal{E}_{ex}} \right)^2 \exp \left[2 \left(\frac{R}{\mathcal{E}_0 \Delta_N} \right)^{1/2} \ln 8\Delta_N^{3/2} \right].$$

Последнее соотношение показывает, что экситонное взаимодействие, так же как и в сильном поле E, вновь приводит к росту (в десятки раз) поглощения как вследствие уменьшения мощности барьера (экспоненциальный множитель), так и вследствие резонансного эффекта (предэкспонента). В далекой длинноволновой области $\Delta_N \gg 1$ в соответствующем выражении сохраняется лишь экспонента [15]. Из ее вида следует, что медленно убывающее влияние экситонного взаимодействия продолжает сказываться и при значительном удалении от края в длинноволновую сторону.

Список литературы

[1] Fronz W. // Zs. Naturforsch. 1958. V. 13a. P. 484—489.
[2] Келдыш Л. В. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. № 3. С. 1138—1141.
[3] Weiler M. H., Reine M., Lax B. // Phys. Rev. 1968. V. 171. P. 949—958.
[4] Elliott P. J. // Phys. Rev. 1957. V. 108. P. 1384—1389.
[5] Жилич А. Г., Макаров В. П. // Вестник ЛГУ. 1963. № 16. С. 22—37.
[6] Монозон Б. С., Игнатьева Л. А. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 2. С. 593—603.
[7] Келдыш Л. В. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. № 5. С. 1945—1957.
[8] Монозон Б. С., Игнатьева Л. А. // ФТП. 1986. Т. 20. № 8. С. 1492—1495.
[9] Монозон Б. С., Игнатьева Л. А. // ФТП. 1986. Т. 20. № 11. С. 2098—2102.
[10] Жилич А. Г., Монозон Б. С. Магнито- и электропоглощение света в полупроводниках. Л., 1984. 204 с.
[11] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1974. 752 с.
[12] Жилич А. Г., Монозон Б. С. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. № 5. С. 1721—1728.
[13] Сейсян Р. П. Спектроскопия диамагнитных экситонов. М.: Наука, 1984. 272 с.
[14] Меркулов И. А. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. № 6. С. 2314—2323.
[15] Монозон Б. С., Жилич А. Г. // ФТП. 1977. Т. 11. № 11. С. 2190—2196.

Ленинградский кораблестроительный институт
Ленинград

Поступило в Редакцию
27 июля 1988 г.
В окончательной редакции
20 декабря 1988 г.