

УДК 537.226; 537.311

ПЛАЗМЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С БЕЗМАССОВЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

А. Д. Маргулис, Вл. А. Маргулис

В рамках приближения хаотических фаз с использованием метода функций Грина проведено исследование спектра и затухания плазменных колебаний в бесщелевых полупроводниках с линейным (нейтриноподобным) законом дисперсии электронов. Показано, что концентрационная и температурная зависимости параметров спектра плазмонов в этих полупроводниках существенно отличаются от соответствующих зависимостей в обычных полупроводниках с конечной шириной запрещенной зоны. Установлено, что независимо от температуры частота рассматриваемых колебаний лежит выше порога бесстолкновительного затухания Ландау. Вычислено столкновительное затухание плазмонов, обусловленное рассеянием на случайно расположенных дефектах решетки, и показано, что при низких температурах коэффициент затухания мал по сравнению с частотой плазмонов.

В последние годы значительный интерес вызывают исследования полупроводников, обладающих нулевой шириной запрещенной зоны. Важный класс таких полупроводников образуют так называемые бесщелевые полупроводники (БП) I рода, к которым относятся некоторые сплавы и твердые растворы, как например, $Pb_{1-x}Sn_xTe$, $Pb_{1-x}Sn_xSe$, $Bi_xSb_{1-x}Te$ [1]. В этих соединениях переход в бесщелевое состояние сопровождается существенной перестройкой энергетического спектра носителей заряда $\epsilon(\mathbf{k})$, который вблизи точки вырождения зон становится линейным по импульсу $\hbar\mathbf{k}$; при этом эффективная масса носителей обращается в нуль.

Начиная с работы Абрикосова и Бенеславского [2], в которой с теоретико-групповой точки зрения была обоснована возможность возникновения линейного бесщелевого спектра электронов в кристаллах с кубической симметрией и доказана его устойчивость относительно кулоновского взаимодействия, модель БП с «ультрарелятивистскими» зонами использовалась многими авторами (см., например, [3-5]) при рассмотрении ряда явлений в веществах данного класса. Однако коллективные возбуждения электронной системы БП в этой модели до сих пор не исследовались. Между тем можно ожидать, что нейтриноподобный характер спектра электронов в БП I рода существенно скажется на частоте и коэффициенте затухания коллективных возбуждений. Наиболее отчетливо эти изменения должны проявляться в фундаментальных характеристиках плазменных колебаний, поскольку в обычных полупроводниках с конечной шириной запрещенной зоны частота этих колебаний при фиксированной концентрации носителей определяется главным образом их эффективной массой.

В настоящей работе получено дисперсионное уравнение для плазменных волн, обусловленных колебаниями электронов проводимости в БП I рода, и изучены его решения при конечных температурах. (Аналогичная задача для БП II рода, в которых энергетический спектр носителей заряда квадратичен по импульсу, рассматривалась ранее в [6]). Показано, что частоты и коэффициент затухания плазмонов качественно изменяются при переходе полупроводника в бесщелевое состояние.

1. Дисперсионное уравнение и спектр плазмонов

Будем исходить из двухзонной модели энергетического спектра носителей заряда в БП I рода, описываемой гамильтонианом \hat{H} , имеющим в импульсном представлении вид

$$\hat{H} = \sum_{\sigma=c, v} \hat{H}_{\sigma} = \sum_{\alpha=c, v} \varepsilon_{\alpha}(\mathbf{k}) \hat{\Lambda}_{\alpha}(\mathbf{k}). \quad (1)$$

Здесь

$$\varepsilon_c(\mathbf{k}) = \hbar u |\mathbf{k}|, \quad \varepsilon_v(\mathbf{k}) = -\hbar u |\mathbf{k}|, \quad (2)$$

$$\hat{\Lambda}_c(\mathbf{k}) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\partial \mathbf{k}}{|\mathbf{k}|} \right), \quad \hat{\Lambda}_v(\mathbf{k}) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\partial \mathbf{k}}{|\mathbf{k}|} \right), \quad (3)$$

где $\varepsilon_c(\mathbf{k})$, $\varepsilon_v(\mathbf{k})$ — законы дисперсии электронов в зоне проводимости и валентной зоне; $\hat{\Lambda}_c(\mathbf{k})$, $\hat{\Lambda}_v(\mathbf{k})$ — операторы проектирования на состояния этих зон; σ — спиновый оператор Паули; u — константа, имеющая размерность скорости и характеризующая взаимодействие между валентной зоной и зоной проводимости.

В рассматриваемых полупроводниках благодаря отклонениям от стехиометрии всегда имеется высокая концентрация свободных носителей заряда n (как правило, $n \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ даже в области самых низких температур). Имея это в виду, будем в дальнейшем предполагать, что при температуре $T=0$ все состояния в зоне проводимости заполнены вплоть до уровня Ферми $\varepsilon_F^{(0)}$, и рассматривать плазменные колебания, в которых участвуют только электроны проводимости.

Спектр плазменных колебаний $\omega(\mathbf{q})$ определяется полюсами запаздывающей вершинной части электрон-электронного взаимодействия $\Gamma_{ee}^R(\omega, \mathbf{q})$, которая может быть получена аналитическим продолжением на верхнюю полуплоскость комплексной переменной $\omega = i\tilde{\omega}$, соответствующей температурной функции $\Gamma_{ee}(\zeta_s, \mathbf{q})$, заданной на дискретном множестве точек $\zeta_s = 2\pi s T / \hbar$ (s — целое число). В случае слабо неидеальной плазмы, когда в процессах рассеяния электронов наиболее существенны столкновения с малой передачей импульса \mathbf{q} , вычисление $\Gamma_{ee}(\zeta_s, \mathbf{q})$ с помощью температурной диаграммной техники сводится, как известно, к суммированию бесконечной цепочки электронных петель, нанизанных на линию кулоновского взаимодействия [7].

В рассматриваемой двухзонной модели вклад в $\Gamma_{ee}(\zeta_s, \mathbf{q})$ вносят электронные петли двух типов — межзонные и внутризонные. Первым из них соответствует поляризационный оператор $\Pi_{\text{inter}}(\zeta_s, \mathbf{q})$, описывающий эффект динамического экранирования кулоновского взаимодействия виртуальными переходами между валентной зоной и зоной проводимости, соприкасающимися в точке $\mathbf{k}=0$. Петлям второго типа отвечает поляризационный оператор $\Pi_{\text{intra}}(\zeta_s, \mathbf{q})$, связанный с внутризонными переходами электронов проводимости. С учетом этих двух вкладов выражение для $\Gamma_{ee}(\zeta_s, \mathbf{q})$ может быть представлено в виде

$$\Gamma_{ee}(\zeta_s, \mathbf{q}) = \frac{4\pi e^2}{\varepsilon_0 q^2 - 4\pi e^2 [\Pi_{\text{inter}}(\zeta_s, \mathbf{q}) + \Pi_{\text{intra}}(\zeta_s, \mathbf{q})]}, \quad (4)$$

где ε_0 — статическая диэлектрическая проницаемость полупроводника, обусловленная всеми межзонными переходами, кроме переходов между соприкасающимися зонами.

В рамках приближения хаотических фаз, критерием применимости которого является условие $\{e^2 / \varepsilon_0 \hbar u \ll 1$, поляризационный оператор $\Pi(\zeta_s, \mathbf{q})$ определяется соотношением

$$\Pi(\zeta_s, \mathbf{q}) = \frac{T}{\hbar^2} \sum_m \text{Sp} \mathcal{G}^{(0)}(\zeta_m, \mathbf{k}) \mathcal{G}^{(0)}(\zeta_m + \zeta_s, \mathbf{k} + \mathbf{q}) \frac{d^3 k}{(2\pi)^3}, \quad (5)$$

где невозмущенная температурная функция Грина электронов $\mathcal{G}^{(0)}(\zeta_m, \mathbf{k})$ имеет вид

$$\mathcal{E}^{(0)}(\zeta_m, \mathbf{k}) = \sum_{\alpha=\sigma, \nu} \mathcal{E}_{\alpha}^{(0)}(\zeta_m, \mathbf{k}) = \sum_{\alpha=\sigma, \nu} \{i\zeta_m - \hbar^{-1}[\varepsilon_{\alpha}(\mathbf{k}) - \mu_{\alpha}]\}^{-1} \hat{\Lambda}_{\alpha}(\mathbf{k}). \quad (6)$$

Здесь $\zeta_m = (2m+1)\pi T/\hbar$ — мацубаровская частота, μ_{α} — химический потенциал электронов в соответствующей зоне. Подставляя (6) в (5) и выполняя суммирование по m , получаем после аналитического продолжения $\Pi(\zeta_m, \mathbf{q})$ на ось вещественных частот следующее выражение для запаздывающего поляризационного оператора:

$$\Pi^R(\omega, \mathbf{q}) = \sum_{\alpha, \beta} \Pi_{\alpha\beta}^R(\omega, \mathbf{q}), \quad (7)$$

$$\Pi_{\alpha\beta}^R(\omega, \mathbf{q}) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} [\hbar\omega + \varepsilon_{\alpha}(\mathbf{k}) - \varepsilon_{\beta}(\mathbf{k} + \mathbf{q}) + i\eta]^{-1} \times \\ \times [n_{\alpha}(\mathbf{k}) - n_{\beta}(\mathbf{k} + \mathbf{q})] \text{Sp} \{ \hat{\Lambda}_{\alpha}(\mathbf{k}) \hat{\Lambda}_{\beta}(\mathbf{k} + \mathbf{q}) \}, \quad \eta \rightarrow 0, \quad (8)$$

где $n_{\alpha}(\mathbf{k})$ — фермиевская функция распределения электронов с энергией $\varepsilon_{\alpha}(\mathbf{k})$.

Используя (4)–(8), запишем уравнение для нахождения полюсов вершинной части $\Gamma_{ee}^R(\omega, \mathbf{q})$

$$\varepsilon_0 - \frac{4\pi e^2}{q^2} [\Pi_{\text{inter}}^R(\omega, \mathbf{q}) + \Pi_{\text{intra}}^R(\omega, \mathbf{q})] = 0, \quad (9)$$

где

$$\Pi_{\text{inter}}^R(\omega, \mathbf{q}) = \int \frac{1 - n_c(\mathbf{k})}{\varepsilon_c(\mathbf{k}) - \varepsilon_v(\mathbf{k} + \mathbf{q}) + \hbar\omega + i\eta} \left(1 - \frac{k + q \cos \vartheta}{|\mathbf{k} + \mathbf{q}|}\right) \frac{d^3k}{2(2\pi)^3} + \\ + \int \frac{1 - n_c(\mathbf{k})}{\varepsilon_c(\mathbf{k}) - \varepsilon_v(\mathbf{k} - \mathbf{q}) - \hbar\omega - i\eta} \left(1 - \frac{k - q \cos \vartheta}{|\mathbf{k} - \mathbf{q}|}\right) \frac{d^3k}{2(2\pi)^3}, \quad (10)$$

$$\Pi_{\text{intra}}^R(\omega, \mathbf{q}) = \int \frac{n_c(\mathbf{k})}{\varepsilon_c(\mathbf{k} + \mathbf{q}) - \varepsilon_c(\mathbf{k}) - \hbar\omega - i\eta} \left(1 + \frac{k + q \cos \vartheta}{|\mathbf{k} + \mathbf{q}|}\right) \frac{d^3k}{2(2\pi)^3} + \\ + \int \frac{n_c(\mathbf{k})}{\varepsilon_c(\mathbf{k} - \mathbf{q}) - \varepsilon_c(\mathbf{k}) + \hbar\omega + i\eta} \left(1 - \frac{k - q \cos \vartheta}{|\mathbf{k} - \mathbf{q}|}\right) \frac{d^3k}{2(2\pi)^3}, \quad (11)$$

ϑ — угол между векторами \mathbf{q} и \mathbf{k} .

При нахождении спектра внутрizonных плазменных колебаний электронов проводимости можно пренебречь частотной зависимостью $\Pi_{\text{inter}}^R(\omega, \mathbf{q})$, поскольку энергия таких колебаний мала по сравнению с энергией Ферми и, следовательно, по сравнению с энергиями всех возможных межзонных переходов в рассматриваемой модели. Тогда, выполняя интегрирование в (10) и (11) и подставляя результат в (9), находим дисперсионное уравнение для плазменных колебаний

$$\varepsilon_{st} + \frac{2e^2 T^2}{\pi q^2 \hbar^3 u^3} \left[1 - \frac{\omega}{2qu} \ln \left| \frac{\omega + qu}{\omega - qu} \right| \right] \mathcal{F} \left(\frac{\varepsilon_F}{T} \right) = 0, \quad (12)$$

где

$$\mathcal{F}(z) = \int_0^{\infty} \left(\frac{x}{2} \right)^2 \text{ch}^{-2} \left(\frac{x-z}{2} \right) dx, \quad (13)$$

$$\varepsilon_{st} = \varepsilon_0 - \frac{4\pi e^2}{q^2} \Pi_{\text{inter}}^R(q) = \varepsilon_0 \left(1 + \frac{4e^2}{3\pi \varepsilon_0 \hbar u} \ln \frac{K}{k_F} \right). \quad (14)$$

Здесь K — параметр «обрезания», равный по порядку величины периоду обратной решетки кристалла; k_F — модуль фермиевского волнового вектора.

Решение уравнения (12), справедливого в области частот $qu < \omega \ll \ll \varepsilon_F/\hbar$, в которой мнимые части интегралов в (11) равны нулю, может быть

$$\omega(q) = \Omega_p + Dq^2 \quad (q \ll k_F), \quad (15)$$

где

$$\Omega_p = \left(\frac{2}{3\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{e^2}{\varepsilon_{st}\hbar u}\right)^{1/2} \left(\frac{T}{\hbar}\right) \mathcal{E}^{1/2} \left(\frac{\varepsilon_F}{T}\right) \quad (16)$$

— предельная (при $q=0$) частота плазмонов,

$$D = \frac{3}{10} \frac{u^2}{\Omega_p} \quad (17)$$

— коэффициент их пространственной дисперсии.

В случае коротких волн ($qu \gg \Omega_p$, но по-прежнему $q \ll k_F$) имеем

$$\omega(q) = qu \left[1 + 2 \exp\left(-\frac{2}{3} \frac{q^2 u^2}{\Omega_p^2} - 2\right) \right]. \quad (18)$$

В области низких температур ($T \ll \varepsilon_F$), используя асимптотику интеграла (13) при $z \gg 1$, получаем из (16), (17) температурную зависимость параметров спектра плазмонов

$$\Omega_p(T) = \Omega_p^{(0)} \left[1 + \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{T}{\varepsilon_F^{(0)}}\right)^2 \right], \quad (19)$$

$$D(T) = \frac{3}{10} \frac{u^2}{\Omega_p^{(0)}} \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{T}{\varepsilon_F^{(0)}}\right)^2 \right], \quad (20)$$

где величина $\Omega_p^{(0)}$, определяемая соотношением

$$\Omega_p^{(0)} = \left[4 \left(\frac{\pi}{6}\right)^{1/3} \frac{u n^{2/3} e^2}{\varepsilon_{st} \hbar} \right]^{1/2}, \quad (21)$$

представляет собой предельную частоту плазмонов при $T=0$.

Как следует из полученных соотношений, предельная частота и коэффициент пространственной дисперсии плазмонов в БП I рода существенно отличаются от соответствующих величин в обычных полупроводниках. Действительно, в пренебрежении слабой логарифмической зависимостью ε_{st} от концентрации носителей n (см. формулу (14)) частота наиболее длинноволновых плазменных колебаний в рассматриваемых полупроводниках при $T=0$ растет с n пропорционально $n^{1/3}$, а коэффициент пространственной дисперсии убывает по закону $n^{-1/3}$, тогда как в обычных полупроводниках с конечной шириной запрещенной зоны $\Omega_p \propto n^{1/2}$, а $D \propto n^{1/6}$.

Весьма своеобразно также влияние теплового движения частиц на спектр плазмонов в БП I рода. Как следует из формулы (19), в области $T \ll \varepsilon_F$ частота плазмонов при $q=0$ испытывает положительный температурный сдвиг, пропорциональный T^2 . Такой же по величине, но противоположный по знаку сдвиг испытывает в соответствии с выражением (20) коэффициент пространственной дисперсии плазмонов D . Между тем в обычных полупроводниках учет теплового движения электронов приводит к положительной поправке ($\sim T^2$) к коэффициенту D , но не влияет на предельную частоту плазмонов (см. [8]).

Отметим еще, что в пренебрежении экспоненциально слабой дисперсией фазовая скорость плазменных волн при больших значениях q , как следует из (18), является постоянной величиной, не зависящей от концентрации электронов n . В противоположность этому в плазме полупроводников с конечной шириной запрещенной зоны соответствующая скорость совпадает с фермиевской и, следовательно, растет с n по закону $n^{1/3}$.

2. Столкновительное затухание плазмонов при рассеянии на точечных дефектах

Полученные выше решения дисперсионного уравнения для плазменных колебаний являются чисто вещественными, поэтому бесстолкновительное затухание Ландау этих колебаний отсутствует. Физически это объясняется тем, что фазовая скорость рассмотренных волн всегда превышает характерную скорость частиц u и, следовательно, черенковское взаимодействие частиц с этими волнами невозможно. Подчеркнем, что данное утверждение справедливо при произвольной температуре, так как в электронной плазме БП I рода даже при $T \neq 0$ нет частиц со скоростями, превосходящими величину u .

В этом случае время жизни плазмонов может лимитироваться процессами их распада на два (или более) одночастичных возбуждения, а также



Диagramмный ряд для поляризационного оператора в «лестничном» приближении. Сплошные линии изображают электронные G -функции, крестикам соответствует Фурье-компонента потенциала точечных дефектов. Штриховая линия, соединяющая два крестика, означает, что оба крестика отвечают одному и тому же дефекту.

столкновениями с рассеивателями. Мы ограничимся здесь исследованием столкновительного затухания плазмонов, обусловленного рассеянием на случайно расположенных собственных дефектах решетки, поскольку в интересующей нас области низких температур именно этот механизм, приводящий к отличному от нуля затуханию плазмонов уже в длинноволновом пределе, является, по-видимому, наиболее существенным.

Для вычисления соответствующего коэффициента затухания $\gamma(q)$ воспользуемся известной формулой, связывающей $\gamma(q)$ с диэлектрической проницаемостью электронной плазмы $\epsilon(\omega, \mathbf{q})$

$$\gamma(q) = \left[\text{Im} \epsilon(\omega, \mathbf{q}) / \frac{\partial}{\partial \omega} \text{Re} \epsilon(\omega, \mathbf{q}) \right]_{\omega=\omega_p} \quad (22)$$

Вычисление $\epsilon(\omega, \mathbf{q})$ проведем с помощью стандартной «крестовой» диаграммной техники [7], считая потенциал дефектов короткодействующим и распределенным по гауссовому δ -коррелированному закону. Будем полагать также выполненным неравенство $\hbar/\tau\epsilon_F \ll 1$ (τ — среднее время между столкновениями электрона с дефектом), позволяющее пренебречь при вычислении массового оператора электрона $\Sigma(\omega, \mathbf{k})$ диаграммами с пересечением штриховых линий.

В этом приближении нахождение поляризационного оператора $\Pi(\omega, \mathbf{q})$ с учетом вершинных поправок, обусловленных взаимодействием электронов с дефектами, сводится к суммированию «лестничных» диаграмм (см. рисунок). В результате получаем

$$\Pi(\omega, \mathbf{q}) = \frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^0 P(\omega_1, \omega; \mathbf{q}) [1 - (n_d | U_0|^2 / \hbar^2) P(\omega_1, \omega; \mathbf{q})]^{-1} \frac{d\omega_1}{2\pi}, \quad (23)$$

где

$$P(\omega_1, \omega; \mathbf{q}) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} G^R(\omega_1 + \omega, \mathbf{k} + \mathbf{q}) G^A(\omega_1, \mathbf{k}) \text{Sp} \{ \hat{\Delta}_c(\mathbf{k}) \hat{\Delta}_c(\mathbf{k} + \mathbf{q}) \}. \quad (24)$$

Здесь запаздывающая (опережающая) функция Грина электрона $G^{R(A)}$, усредненная по распределению случайного потенциала, имеет вид

$$G^{R(A)}(\omega, \mathbf{k}) = \left[\omega - \hbar^{-1}(\epsilon_{\mathbf{k}} - \epsilon_{\mathbf{k}}^{(0)}) \pm \frac{i}{2\tau} \right]^{-1}, \quad (25)$$

$$\tau^{-1} = -2 \text{Im} \Sigma(\omega, \mathbf{k}).$$

Вычисляя $\Sigma(\omega, k)$ в указанном выше приближении и учитывая, что диэлектрическая проницаемость плазмы в длинноволновом пределе определяется соотношением

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{st} - \frac{4\pi e^2 u^2}{3\omega^2} \Pi(\omega), \quad (26)$$

получаем с помощью (22)—(25) для коэффициента затухания

$$\gamma = 4\pi (n_d a^3) \frac{u}{a}, \quad a = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/3} \frac{n_d^{1/3} |U_0|}{2\hbar u}, \quad (27), (28)$$

где n_d — концентрация дефектов, U_0 — точная амплитуда рассеяния электрона на изолированном дефекте.

Для оценки отношения $\gamma/\Omega_p^{(0)}$ можно положить $|U_0| \sim (\hbar u k_F)(1/k_F^3)$. Тогда с помощью (21), (27) и (28) находим

$$\frac{\gamma}{\Omega_p^{(0)}} \sim \frac{1}{12\pi^3} \left(\frac{3\pi}{8}\right)^{1/2} \left(\frac{e^2}{\varepsilon_{st} \hbar u}\right)^{-1/2} \frac{n_d}{n}. \quad (29)$$

При характерных значениях параметров БП I рода ($\varepsilon_{st} \sim 100$, $u \sim 10^8$ см/с, $n_d/n \ll 10^3$) это отношение много меньше единицы и, следовательно, столкновительное затухание плазмонов мало.

Проведенное исследование показывает, что плазменные колебания в БП I рода отличаются от аналогичных колебаний в обычных полупроводниках рядом качественных особенностей. К ним относятся квантовое происхождение частоты плазменных колебаний, принципиально иная зависимость этой частоты от температуры и концентрации электронов, а также отсутствие бесстолкновительного затухания Ландау. Возникновение указанных особенностей в конечном счете связано с безмассовым характером энергетического спектра электронов в БП I рода. Ввиду этого следует ожидать, что отмеченные выше качественные черты должны быть присущи плазменным возбуждениям и в других твердотельных системах с линейным спектром электронов: контакте двух полупроводников с взаимно инвертированными зонами [9, 10] и полупроводнике A^4B^6 с сегнетоэлектрической доменной стенкой [11].

Наибольший интерес, на наш взгляд, представляет предсказываемый теорией температурный сдвиг частоты плазменных колебаний с бесконечной длиной волны, отсутствующий в обычных полупроводниках. Как следует из формулы (19), при $T \ll \varepsilon_F$ относительная величина этого сдвига мала. Однако он сильно зависит от температуры ($\sim T^2$) и поэтому может быть легко зарегистрирован по температурному смещению плазмонного пика в спектре комбинационного рассеяния света. Для постановки соответствующего эксперимента целесообразно использовать метод корреляционной спектроскопии [12], позволяющий изучать благодаря квадратичному характеру детектирования исследуемого сигнала очень малые спектральные сдвиги рассеянного света ($1-10^7$ Гц).

Для экспериментальной проверки полученных в работе концентрационных зависимостей параметров спектра плазмонов Ω_p и D достаточно стандартных методов, основанных на изучении рассеяния света [13] или коэффициента отражения света в области плазменного резонанса [14]. Можно надеяться, что подобные исследования позволят надежно определить значения характерного параметра u электронного спектра в БП I рода и тем самым значительно расширить область количественных применений предложенной в [2] зонной модели полупроводников этого класса.

Список литературы

- [1] Цидильковский И. М. Зонная структура полупроводников. М., 1978. 328 с.
- [2] Абрикосов А. А., Бенеславский С. Д. // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. № 10. С. 1280—1298.
- [3] Куликов И. Б. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. № 6. С. 2316—2322; 1974. Т. 67. № 1. С. 205—207.

- [4] Martinez G. // Phys. Rev. B. 1973. V. 8. N 10. P. 4678—4707.
- [5] Петров Ю. В. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 11. С. 3262—3267; 1982. Т. 24. № 11. С. 3413—3418.
- [6] Маргулис А. Д., Маргулис Вл. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 7. С. 2097—2103.
- [7] Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М., 1962. 443 с.
- [8] Маргулис А. Д., Маргулис Вл. А. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 5. С. 1800—1811.
- [9] Волков Б. А., Панкратов О. А. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. № 4. С. 145—148.
- [10] Korenman V., Drew H. D. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 12. P. 6446—6449.
- [11] Boyanovsky D., Dagotto E., Fradkin E. // Nucl. Phys. B. 1987. V. 285. N 2. P. 340—362.
- [12] Bern V. J., Pecora R. Dynamic Light Scattering. N. Y., 1976. 473 p.
- [13] Абстрейтер Г., Кардона М., Пинчук А. // Рассеяние света в твердых телах / Под ред. М. Кардоны, Г. Гюнтеродта. М., 1986. В. 4. С. 12—182.
- [14] Пэйлик Е., Райт Дж. // Оптические свойства полупроводников / Под ред. Р. Уиллардсона, А. Бира. М., 1970. С. 401—442.

Мордовский государственный
университет им. Н. П. Огарева
Саранск

Поступило в Редакцию
20 февраля 1989 г.