

О ВЛИЯНИИ ПРИМЕСИ НА УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Э. А. КАСАМАНЯН

В первом приближении теории возмущений с учетом двух зон получено уравнение типа кинетического для средней по конфигурациям примесей двухчастичной функции Грина. Это уравнение решается приближенно в случае изотропии изоэнергетических поверхностей. Рассматривается также анизотропный случай, показано, что в определенных условиях «приходный» член в уравнении мал. Исследуется поведение коэффициента поглощения вблизи критических точек Ван-Хова.

§ 1. В в е д е н и е

В стандартной теории оптических междужонных переходов, основанной на предположении о существовании закона дисперсии, коэффициент поглощения имеет особенности вблизи критических точек Ван-Хова. Эти особенности обычно лежат в ультрафиолетовой области. Очевидно, учет взаимодействий, существующих в реальном кристалле, должен привести к размазыванию этих особенностей. В настоящей работе рассматривается задача о поведении коэффициента поглощения вблизи названных особенностей при учете взаимодействия электронов с примесью.

Теория оптических междужонных переходов с учетом взаимодействия электронов друг с другом и с примесью была развита в работе [1]. Однако асимптотическое ($\omega \rightarrow \infty$) расщепление, использованное в [1], неприменимо в «резонансной» ситуации, когда частота излучения близка к разности двух каких-нибудь энергетических уровней носителя заряда. Так обстоит дело при внутривозонных переходах (это отмечалось уже в [1]), а также может быть при переходах из глубины одной зоны в другую (не на «хвост»). Это, в частности, относится к критическим точкам Ван-Хова, исследование которых представляет большой интерес при изучении структуры зон оптическими методами. Зато в ультрафиолетовой области справедлива теория возмущений (при любой степени легирования). Пользуясь ею, мы должны обратиться к интегральному уравнению для двухчастичной функции Грина, через которую и выражается коэффициент поглощения.

§ 2. Функция Грина

Уравнение для двухчастичной запаздывающей антикоммутаторной функции Грина $K(\lambda, \lambda'; \mu, \mu'; E)$ с учетом взаимодействия электронов с примесными атомами имеет вид [1]

$$[E + E_{\lambda} - E_{\lambda'}] K(\lambda, \lambda'; \mu, \mu'; E) + \sum_{\lambda''} V_{\lambda''\lambda} K(\lambda'', \lambda'; \mu, \mu'; E) - \\ - \sum_{\lambda''} V_{\lambda\lambda''} K(\lambda, \lambda''; \mu, \mu'; E) = - \frac{1}{2\pi} \{ \delta_{\lambda'\mu} n(\lambda, \mu') - \delta_{\lambda\mu} n(\mu, \lambda') \}. \quad (1)$$

Здесь E — энергия, в дальнейшем отождествляемая с энергией фотона ($E = \hbar\omega$); λ (а также $\lambda', \lambda'', \mu, \mu'$) есть совокупность величин: импульса p , спинового квантового числа σ , номера зоны l ; функция E_{λ} описывает закон дисперсии в соответствующей зоне; $V_{\lambda\lambda'}$ — матричный элемент взаимодействия электрона с примесными атомами, вычисленный с помощью функций Блоха (с учетом спина); $n(\lambda, \lambda')$ — одночастичная матрица плотности. Очевидно величины $V_{\lambda\lambda'}$ и $n(\lambda, \lambda')$ зависят от координат всех примесных атомов.

Коэффициент поглощения в случае междузонных переходов дается формулой [1]*

$$\alpha(\omega) = \frac{8\pi^2 e^2}{c \sqrt{\varepsilon} \omega \Omega} \sum_{\substack{\lambda_1, \lambda_2 (l_1 + l_2) \\ \lambda_3, \lambda_4 (l_3 + l_4)}} \{ \delta_{p_1 p_2} \delta_{\sigma_1 \sigma_2} \delta_{\sigma_3 \sigma_4} v_{l_1 l_2}^{\alpha} (p_1) v_{l_3 l_4}^{\beta} (p_3) \cdot \\ \cdot \text{Im} \langle K(\lambda_1, \lambda_2; \lambda_3, \lambda_4; E) \rangle \}, \quad (2)$$

где c — скорость света в вакууме; ε — высокочастотная диэлектрическая проницаемость среды; Ω — объем рассматриваемой системы (в дальнейшем примем систему единиц, где $\Omega = 1$, $\hbar = 1$); верхние индексы α, β — векторные; $v_{l_1 l_2}^{\alpha}(p)$ — α -компонента матричного элемента скорости; символ $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по конфигурациям примесных атомов.

Мы решим уравнение (1) в первом исчезающем приближении по константе взаимодействия. Это соответствует борновскому приближению при рассеянии и малости концентрации примеси n . Сделаем еще две аппроксимации.

1. Матричный элемент $V_{\lambda\lambda'}$ диагонален по зонным индексам. Это предположение оправдывается, если ширина запрещенной зоны достаточно велика. При этом явное выражение для $V_{\lambda\lambda'}$ имеет вид

$$V_{\lambda\lambda'} = \delta_{\sigma\sigma'} \delta_{ll'} V(p - p') \sum_{j=1}^N e^{-i(p - p') \cdot X_j},$$

где X_j — координаты j -го примесного атома, N — полное их число.

2 В общем случае следовало бы написать уравнение для функции $n(\lambda, \lambda')$. В наших условиях, однако, достаточно ограничиться ее невозмущенным значением

$$n(\lambda, \lambda') \approx n^{(0)}(\lambda, \lambda') = \delta_{\lambda\lambda'} n_l(p),$$

где $n_l(p)$ есть невозмущенная функция распределения по импульсам в зоне с номером l . Учет взаимодействия в $n(\lambda, \lambda')$, как показывает соответствующее исследование, в рассматриваемой задаче (ультрафиолетовая область) не меняет дальнейших результатов.

* Чтобы не загромождать формулы, мы нигде не ставим векторных значков.

Удобно произвести усреднение по конфигурациям примеси в уравнении для функции $K(\lambda, \lambda'; \mu, \mu'; E)$. Для этой цели преобразуем уравнение (1), подставляя вместо функций K , фигурирующих под знаком суммы, уравнения для них. Далее, усредняя полученное уравнение стандартным способом, в первом не исчезающем приближении по взаимодействию получаем

$$[E - E_{l'l}(p)] K_{pp'} = -\frac{1}{2\pi} \delta_{pp'} [n_l(p) - n_{l'}(p)] + \\ + \sum_q [W_{pq} K_{pp'} - W_{pq} K_{qp'}]. \quad (3)$$

Здесь для краткости введены обозначения:

$$K_{pp'} \equiv \langle K(p, l, p, l'; p', l', p', l; E) \rangle, \quad E_{l'l}(p) = E_{l'p} - E_{lp},$$

$$W_{pq} = W_{qp} = n|V(p-q)|^2 \left[\frac{1}{E - E_{l'p} + E_{lq}} + \frac{1}{E - E_{l'q} + E_{lp}} \right]. \quad (4)$$

Уравнение (3) для усредненной функции Грина $K_{pp'}$ представляет собой двухзонное обобщение аналогичного уравнения работы [2], полученного в однозонном приближении. ■

Коэффициент поглощения выражается через функцию $K_{pp'}$, согласно (2), формулой

$$\alpha(\omega) = \frac{8\pi^2 e^2}{c \sqrt{\epsilon \omega}} 2Im \sum_{\substack{pp' \\ l'l'}} v_{ll'}^{\alpha}(p) v_{l'l}^{\beta}(p') K_{pp'} \quad (5)$$

(множитель „2“ возник из-за суммирования по спинам).

Введем обозначение

$$K_{p\beta} = \sum_{p'} v_{l'l}^{\beta}(p') K_{pp'}$$

и составим уравнение для функции $K_{p\beta}$. Для этого умножим уравнение (3) на $v_{l'l}^{\beta}(p')$ и просуммируем по p' . Получим

$$[E - E_{l'l}(p)] K_{p\beta} = -\frac{1}{2\pi} v_{l'l}^{\beta}(p) [n_l(p) - n_{l'}(p)] + \\ + \sum_q [W_{pq} K_{p\beta} - W_{pq} K_{q\beta}]. \quad (6)$$

Запишем уравнение (6) в другой форме

$$K_{p\beta} = -\frac{1}{2\pi} \cdot \frac{v_{l'l}^{\beta}(p) [n_l(p) - n_{l'}(p)]}{E - E_{l'l}(p) - M_p}, \quad (7)$$

определяя массовый оператор соотношением

$$M_p = \sum_q W_{pq} (1 - K_{q\beta} K_{p\beta}^{-1}). \quad (8)$$

Разумеется, выражение (8) имеет смысл, если $K_{p\beta}$ не обращается в нуль — именно этот случай, согласно (5), и представляет интерес.

Далее подставляя выражение (7) в (8), получаем уравнение для массового оператора

$$v_{l'l}^{\beta}(p) M_p = \sum_q W_{pq} \left\{ v_{l'l}^{\beta}(p) - v_{l'l}^{\beta}(p) \frac{n_l(q) - n_{l'}(q)}{n_l(p) - n_{l'}(p)} \times \right. \\ \left. \times \frac{E - E_{l'l}(p) - M_p}{E - E_{l'l}(q) - M_q} \right\}. \quad (9)$$

В дальнейшем мы ограничимся мнимой частью M_p . Что касается действительной части M_p , то она, как легко убедиться, приводит лишь к незначительному сдвигу зон и в интересующей нас задаче не представляет интереса.

В первом приближении, как показывает анализ уравнения (9), мнимая часть массового оператора происходит от мнимой части функции W_{pq} . Поэтому вместо (4) можем положить

$$(E \rightarrow E + i\eta, \eta \rightarrow +0) \\ W_{pq} \simeq -i\pi |V(p-q)|^2 \{ \delta[E - E_{l'l}(p) - E_{lp} + E_{lq}] + \\ + \delta[E - E_{l'l}(p) + E_{lp} - E_{lq}] \}. \quad (4.a)$$

Как видно из формул (5) и (7), основной вклад в $\alpha(\omega)$ дают значения импульса p , удовлетворяющие соотношению

$$|E - E_{l'l}(p)| \lesssim |M_p|. \quad (10)$$

Поскольку массовый оператор пропорционален константе взаимодействия, то для его вычисления можно заменить соотношение (10) равенством

$$E - E_{l'l}(p) = 0. \quad (10.a)$$

При этом совершается лишь ошибка следующего порядка по константе взаимодействия.

Если законы дисперсии в каждой зоне изотропны и экстремумы обеих зон находятся в одной и той же точке зоны Бриллюэна, то в нашем приближении уравнение (9) сразу дает (ср. с [2])

$$v_{l'l}^{\beta}(p) M_p = \sum_q W_{pq} \{ v_{l'l}^{\beta}(p) - v_{l'l}^{\beta}(q) \}. \quad (11)$$

Это справедливо (как и исходное уравнение (3)) при условии $\frac{n\sigma}{k} \ll 1$, где σ — сечение рассеяния для электронов, k — квазиволновой вектор, отсчитанный от точки экстремума. Таким образом, решением (11) нельзя пользоваться вблизи краев зон, но можно — в глубине их.

Вернемся снова к уравнению (9) и рассмотрим анизотропный случай, не специализируя пока законы дисперсии в зонах. Обратим внимание на то обстоятельство, что в правой части уравнения (9) массовый оператор входит в знаменателе под знаком интеграла. Если при

$M_q \rightarrow 0$ интеграл сходится, то второе слагаемое в правой части уравнения (9) („приход“) можно отбросить как величину следующего порядка малости (напомним, что — по выбору E — разность $E - E_{l'l}(p) = 0(M)$). Однако в изотропном случае интеграл явно расходится (см. ниже формулу (13)). Примем следующее допущение (подлежащее последующей проверке): при $M_q \rightarrow 0$ правая часть уравнения (9) сходится. Принимая во внимание соотношение (10.a), запишем уравнение (9) в виде

$$M_p = \sum_q W_{pq} - JM_p, \quad (9.a)$$

где

$$v_{l'l}^{\beta}(p) J = \pi^2 n \int \frac{dq}{(2\pi)^3} \left\{ |V(p-q)|^2 v_{l'l}^{\beta}(q) \frac{n_l(q) - n_{l'}(q)}{n_l(p) - n_{l'}(p)} \times \right. \\ \left. \times \delta(E - E_{l'q} + E_{lq}) [\delta(E_{lp} - E_{lq}) + \delta(E_{l'p} - E_{l'q})] \right\}. \quad (12)$$

Заметим, что функция распределения зависит лишь от энергии в соответствующей зоне, т. е. $n_{lj}(p) = n_{lj}(E_{ljp})$ ($j = 1, 2, \dots$) и согласно (10.a) $E = E_{l'p} - E_{lp}$. Тогда из (12) мы имеем

$$v_{l'l}^{\beta}(p) J = 2\pi^2 n \int \frac{dq}{(2\pi)^3} |V(p-q)|^2 v_{l'l}^{\beta}(q) \delta(E_{lp} - E_{lq}) \delta(E_{l'p} - E_{l'q}). \quad (13)$$

Таким образом, во всех случаях анизотропии, когда

$$J \ll 1, \quad (14)$$

„приход“ в уравнении (9) не играет существенной роли.

Чтобы убедиться в том, что интеграл (13) иногда сходится, а также явно выделить малый параметр, соответствующий условию (14), рассмотрим конкретный пример:

$$E_{l'p} = E_{cp} = \frac{(p-p_0)^2}{2m_c}, \quad E_{lp} = E_{vp} = -\Delta - \frac{p^2}{2m_v}, \quad (15)$$

где p_0 — квазиимпульс побочного минимума в зоне проводимости, Δ — ширина запрещенной зоны. Отметим, что рассмотренный пример, кроме чисто методического, может представить и реальный интерес. В случае (15) формула (13) дает (в обычных единицах)

$$J = \frac{nm_c m_v}{4\pi \hbar^3 p_0} \int_0^{2\pi} d\varphi |V(p^2, \sin^2 \theta (1 - \cos \varphi))|^2 \cdot \cos \theta'_0. \quad (16)$$

где

$$\cos \theta = \frac{\vec{p} \cdot \vec{p}_0}{pp_0}, \quad \cos \theta'_0 = \frac{v_{l'l}^{\beta}(q)}{v_{l'l}^{\beta}(p)} \Big|_{q=p, \cos(q \wedge p_0) = \cos \theta}.$$

Если функция $V(p)$ — монотонно убывающая, то отсюда следует (равенство имеет место при $p \parallel p_0$)

$$J \leq \frac{\pi}{2} \cdot \frac{m_v}{m_c} \frac{n_{v0}}{k_0}, \quad (17)$$

где $p = \hbar k_0$, σ_0 — сечение рассеяния для электронов с нулевым импульсом в первом порядке теории возмущений, т. е. $\sigma_0 = (\pi \hbar^4)^{-1} m_c^2 |V(0)|^2$. Следовательно, малый параметр, обеспечивающий выполнение условия (14), в данном случае имеет вид

$$\frac{n\sigma_0}{k_0} \ll 1. \quad (17.a)$$

Интересно отметить, что в изотропном случае при учете взаимодействия электронов с примесью условие малости „прихода“ имеет совсем другой вид. Например, в случае потенциала Дебая соответствующий критерий есть $\frac{4p^2}{\chi^2} \ll 1$ ($\hbar^{-1} \chi$ — обратный радиус экранирования).

Рассмотрим другой пример, когда экстремумы обеих зон находятся в одной и той же точке зоны Бриллюэна:

$$E_{cp} = \frac{1}{2m_c} (p_\perp^2 + \xi_1 p_z^2), \quad E_{vp} = -\Delta - \frac{1}{2m_v} (p_\perp^2 + \xi_2 p_z^2),$$

где ξ_1 и ξ_2 параметры анизотропии и $\xi_1 \neq \xi_2$. Тогда критерий малости „прихода“ имеет вид $\frac{n\sigma_0}{k_z} \cdot \frac{1}{|\xi_1 - \xi_2|} \ll 1$. Таким образом, мы приходим к выводу, что если законы дисперсии в зонах имеют разную анизотропию, то можно подобрать условия, когда „приход“ в уравнении (9) мал.

В заключение этого пункта отметим, что для вычисления массового оператора при условии (10.a) нет необходимости требовать выполнения сильного неравенства (14), достаточно условия $J \lesssim 1$. Тогда массовый оператор, согласно (9.a), имеет вид

$$M_p = (1 + J)^{-1} \sum_q W_{pq}. \quad (18)$$

§ 3. Размазывание особенностей коэффициента поглощения вблизи критических точек Ван-Хова

Ниже мы рассмотрим кристалл кубической симметрии, где произведение $v_{il'}^\alpha(p) v_{l'l}^\beta(p)$ можно заменить на скаляр, умноженный на единичный тензор. Введя силу осциллятора $f_{l'l}(p)$ по образцу [1], получаем из формулы (5) с учетом (7)

$$\alpha(\omega) = \frac{e^2}{\pi^2 m_0 c \omega \hbar^3 \sqrt{\varepsilon}} \sum_{l+l'} \int dp f_{l'l}(p) E_{l'l}(p) [n_l(p) - n_{l'}(p)] \times \\ \times \operatorname{Im} \frac{-1}{E - E_{l'l}(p) - M_p}.$$

Здесь m_0 масса свободного электрона. Слагаемое $\operatorname{Im} \frac{1}{E - E_{l'l}(p) - M_p}$ имеет резкий максимум при импульсе $p = p_k$ ($E - E_{l'l}(p_k) = 0$). Как

обычно, допустим, что сила осциллятора плавно зависит от импульса и будем считать, что

$$n_l(p) \approx n_l(p_k) \approx 1, \quad n_{l'}(p) \approx n_{l'}(p_k) \approx 0.$$

Тогда коэффициент поглощения выражается через комбинированную плотность состояний $\rho(E)$, вычисленную с учетом взаимодействия электронов с примесью:

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi^2 e^2 \hbar}{m_0 c V \varepsilon} \sum_{l \neq l'} f_{l'l'}(p_k) \rho(E), \quad (19)$$

$$\rho(E) = \frac{2}{\pi \hbar^3} \int dp \operatorname{Im} \frac{-1}{E - E_{l'l}(p) - M_p}. \quad (20)$$

В стандартной теории характер особенности комбинированной плотности состояний зависит от вида закона дисперсии $E_{l'l}(p)$ вблизи критической точки. При наличии взаимодействия электронов с примесью особенности размазываются, как это видно из формулы (20). В общем случае массовый оператор зависит от импульса. Вблизи критической точки его можно разложить в ряд, первый член которого дает постоянную мнимую часть.

Этой частью мы и ограничимся.

$$M_p \approx M_{p_k} \equiv -i\gamma, \quad \gamma > 0. \quad (21)$$

В принятом приближении положение критической точки не играет роли, и потому закон дисперсии в общем случае можно записать в виде разложения

$$E_{l'l}(p) = E_0 + \sum_{l=x, y, z} a_l p_l^2. \quad (22)$$

В зависимости от знаков a_l , особенности (при $\gamma \rightarrow 0$) различны. Поэтому мы рассмотрим отдельные случаи, условно обозначенные как критические точки M_j ($j = 0, 1, 2, 3$).

Используя выражения (21) и (22), получаем:

$$1. \quad M_0, \quad a_x > 0, a_y > 0, a_z > 0$$

$$\rho(E) = \frac{4\pi}{\hbar^3 \sqrt{|a_x| |a_y| |a_z|}} \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{E_1 + \sqrt{E_1^2 + \gamma^2}}, \quad (23)$$

где $E_1 = E - E_0$.

$$2. \quad M_3, \quad a_x < 0, a_y < 0, a_z < 0,$$

плотность состояний получается из (23) заменой E_1 на $-E_1$.

$$3. \quad M_1, \quad a_x > 0, a_y > 0, a_z < 0,$$

$$\rho(E) = \frac{4\pi}{\hbar^3 \sqrt{|a_x| |a_y| |a_z|}} \left\{ \sqrt{r_0^2 - E_1} - \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{-E_1 + \sqrt{E_1^2 + \gamma^2}} \right\}, \quad (24)$$

где r_0^2 определяется из условия применимости разложения (22) и $r_0^2 \gg |E_1|$.

$$4. \quad M_2, \quad \alpha_x < 0, \alpha_y < 0, \alpha_z > 0,$$

результат получается из (24) заменой E_1 на $-E_1$.

Таким образом, во всех случаях стандартный корень $\sqrt{E_1}$ размазывается одинаковым образом. Но если анизотропия и положение критической точки не влияют на общий вид формулы для плотности состояний, то величина размазывания γ довольно чувствительна к положению критической точки в зоне Бриллюэна. Кроме того, для вычисления γ необходимо явно задать законы дисперсии в каждой зоне, а не только их разность (22).

Перейдем к вычислению величины размазывания γ , что сводится к нахождению явного вида массового оператора по формуле (18). Рассмотрим два конкретных примера (случаи M_0 и M_1), выбирая потенциал дебаевского вида (для заряженных атомов примеси). Выберем сначала законы дисперсии в виде (15). Критическая точка комбинированной плотности состояний есть

$$p = p_k = \frac{m}{m_c} p_0 \quad \left(\frac{1}{m} = \frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_v} \right).$$

Для массового оператора получаем

$$M_p = -i \frac{8\pi n e^4 \hbar}{x^2 \epsilon_0^2} \left[\frac{m_c |p - p_0|}{x^2 + 4(p - p_0)^2} + \frac{m_v p}{x^2 + 4p^2} \right] \frac{1}{1 + J},$$

где ϵ_0 — статическая диэлектрическая проницаемость среды. Соответственно,

$$\gamma = \frac{8\pi n e^4 \hbar}{x^2 \epsilon_0^2} \left[\frac{(m_c - m) p_0}{x^2 + 4p_0^2 \left(1 - \frac{m}{m_c}\right)^2} + \frac{\frac{m}{m_c} m_v p_0}{x^2 + 4p_0^2 \frac{m^2}{m_c^2}} \right] \frac{1}{1 + \frac{\pi}{2} \frac{m_v n \sigma_0}{m_c k_0}}. \quad (25)$$

Введя новые переменные $p' = p - p_k$, для разности законов дисперсии (15) получаем (ср. с (22))

$$E_{l'l}(p') = \Delta + \frac{p_0^2}{2(m_c + m_v)} + \frac{p'^2}{2m}.$$

Следовательно, комбинированная плотность состояний дается формулой (23) (критическая точка M_0), где

$$E_0 = \Delta + \frac{p_0^2}{2(m_c + m_v)}, \quad a_1 = \frac{1}{2m},$$

а γ определяется выражением (25).

Рассмотрим теперь случай критической точки типа M_1 . Для этого зададим законы дисперсии в виде

$$E_{cp} = \frac{1}{2m_c} [p_\perp^2 - (p_z - p_{0z})^2], \quad E_{vp} = -w_0 - \frac{1}{2m_v} [p_\perp^2 - p_z^2]. \quad (26)$$

Критическая точка комбинированной плотности состояний есть $p = p_k = \left\{ 0, 0, \frac{m}{m_c} p_{0z} \right\}$. Переходя к новым переменным $p' = p - p_k$, для разности энергий (26) получаем

$$E_{cv}(p') = w_0 - \frac{p_{0z}^2}{2(m_c + m_v)} + \frac{p_x^2}{2m} - \frac{p_z'^2}{2m}.$$

Сравнивая это с выражением (22), получаем

$$E_0 = w_0 - \frac{p_{0z}^2}{2(m_c + m_v)}, \quad a_x = a_y = -a_z = \frac{1}{2m}. \quad (27)$$

Следовательно, плотность состояний имеет вид (24) с подстановкой значений (27). Для вычисления γ необходимо прежде всего оценить интеграл (13). Выкладки, аналогичные случаю (15), приводят к следующей оценке ($p_{0z} = \hbar k_{0z}$):

$$J \leq \frac{\pi}{2} \cdot \frac{m_v}{m_c} \cdot \frac{n\sigma_0}{k_{0z}}$$

(в критической точке имеет место знак равенства).

Наконец, величина γ имеет вид

$$\gamma = \frac{4\pi e^4 \hbar}{\epsilon_0^2 p_z^3} \cdot \frac{m_c \varphi(p_z - p_{0z}) + m_0 \varphi(p_z)}{1 + \frac{\pi}{2} \frac{m_v}{m_c} \frac{n\sigma_0}{k_{0z}}} \Big|_{p_z - \frac{m}{m_c} p_{0z}}, \quad (28)$$

где безразмерная функция φ дается выражением

$$\varphi(x) = x^2 \left\{ -\frac{x}{2} \left[\ln \frac{x+1}{x-1} + \ln \frac{3x+1}{3x-1} \right] + \frac{x^2}{x^2-1} + \frac{3x^2}{9x^2-1} \right\},$$

$$x = \frac{p_z}{\sqrt{p_z^2 - 2x^2}} > 1,$$

$$\varphi(y) = y^2 \left\{ y (\pi - \operatorname{arctg} y - \operatorname{arctg} 3y) - \frac{y^2}{y^2+1} - \frac{3y^2}{9y^2+1} \right\},$$

$$y = \frac{p_z}{\sqrt{2x^2 - p_z^2}} \in \operatorname{Re},$$

при $p_z^2 = 2x^2$ обе функции сшиваются: $\varphi = \frac{56}{81}$.

Выражения (25) и (28) справедливы, если выполняются условия $\frac{n\sigma_0}{k_0} \lesssim 1$, $\frac{n\sigma_0}{k_{0z}} \lesssim 1$. Вблизи критической точки $E = \hbar\omega \sim E_0$; при этом частота поглощения обычно лежит в ультрафиолетовой области. Следует особо отметить, что примеси могут быть и нейтральными, и находиться в большой концентрации (например, кислород в германии и кремнии). При этом общие формулы, где не использован дебаевский потенциал, остаются в силе.

Выражаю благодарность В. Л. Бонч-Бруевичу за предложенную тему и руководство работой.

Ереванский государственный университет,
проблемная лаборатория физики полупроводников

Поступила 18.IX.1969

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Л. Бонч-Бруевич, Р. Розман. ФТТ 5, 2890 (1963); (см. также; В. Л. Бонч-Бруевич, в сб. „Физика твердого тела“, Изд. АН СССР, Москва, 1965).
2. Н. М. Плакида, ДАН СССР 147, 1067 (1962).

ԽԱՌՆՈՒՐԴԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՈՒՆՏՐԱՄԱՆՈՒՇԱԿԱԳՈՒՅՆ ԿԼԱՆՄԱՆ ՎՐԱ
ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻԶՆԵՐՈՒՄ

Չ. Հ. ԿԱՍԱՄԱՆԻԱՆ

Հաշվի առնելով երկու դոտիների առկայությունը զրգռումների տեսության առաջին մոտավորությամբ ստացված է հավասարում (կինետիկ հավասարման տիպի) խառնուրդների դասավորվածությամբ միջինացված Գրինի ֆունկցիայի համար: Այդ հավասարումը լուծված է մոտավոր իդոնեյրգետիկ մակերևութների իզոտրոպիայի դեպքում, Քննարկված է նաև ոչ իզոտրոպ դեպքը: ցույց է տրված, որ որոշակի պայմաններում հավասարման «մուտքային» անդամը փոքր է: Հետադոտված է կլանման գործակցի վարքը Վան-Հոֆի կրիտիկական կետերի շրջակայքում:

ON THE EFFECT OF IMPURITIES ON ULTRAVIOLET ABSORPTION IN SEMICONDUCTORS

Z. H. KASAMANIAN

An equation (of the kinetic type) for the two-particle Green function averaged over the impurity configurations taking into account the presence of two energy gaps, in the first approximation of the perturbation theory is derived. The equation is solved for isotropic isoenergy surfaces. The non-isotropic case is also considered: it is shown that under certain conditions the „entry“ term of the equation is small. The behaviour of the absorption coefficient in the vicinity of Van-Hoff's critical points is investigated.