УДК 535.375.54+621.391.822.3

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НЕРАВНОВЕСНОЙ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМОЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Р. Баркаускас, С. В. Ганцевич, Р. Катилюс

Рассчитан спектр света, рассеянного электронно-дырочной плазмой полупроводника в условиях дрейфа носителей. В контролируемом столкновениями режиме, когда изменение волнового вектора света при рассеянии мало по сравнению с обратными длинами пробега электронов и дырок, дифференциальное сечение рассеяния света выражено через кинетические характеристики электронной и дырочной систем — коэффициенты диффузии, дрейфовые скорости и времена максвелловской релаксации. В случае многодолинного полупроводника показано, как на опыте в сечении рассеяния света разделить вклады от рассеяния на неэкранированной моде, обусловленной «флуктуациями масс», и на квазинейтральной моде, обусловленной амбиполярными флуктуациями плотности носителей.

Рассеяние электромагнитных волн носителями заряда в полупроводниках является чувствительным методом диагностики полупроводниковой плазмы [1-3]. До сих пор, однако, этим методом в основном исследовалось рассеяние света одним сортом носителей, причем чаще всего в бесстолкновительном режиме, когда электромагнитное поле рассеивают отдельные носители или/и плазмоны [1-3]. В электронно-дырочной плазме путем наблюдения рассеяния света удалось детектировать тепловую акустическую плазменную моду [4] — характерное для бесстолкновительной электронно-дырочной плазмы коллективное возбуждение.

Цель настоящей работы — рассчитать спектр рассеянного неравновесной электронно-дырочной плазмой света с учетом столкновений носителей заряда с решеткой. Основное внимание будет уделено предельному случаю частых столкновений, когда длина свободного пробега электронов и дырок мала по сравнению с обратной величиной изменения волнового вектора света при рассеянии. Наблюдение спектра света, рассеянного в таком «столкновительном» режиме носителями в n- и p-образцах [3, 5-10], дало большую и не всегда легко достижимую другими методами информацию о кинетических коэффициентах, временах междолинной релаксации и т. д. Мы надеемся, что проведенное в настоящей работе теоретическое исследование подтолкнет к постановке опытов по рассеянию света в столкновительном режиме также и в полупроводниках с двумя сортами носителей. Мы покажем, что, наблюдая форму линии рассеянного электронно-дырочной плазмой света, можно на опыте определить коэффициент амбиполярной диффузии, в том числе полный, т. е. с учетом конвективного амбиполярного вклада [11, 12], существенного в условиях дрейфа электронов и дырок. Мы также укажем геометрию опыта, при которой в многодолинном полупроводнике разделяются характерная для многодолинного полупроводника нейтральная мода («флуктуация масс») и амбиполярная мода. Кроме того, мы показываем, что при расчете столкновительного рассеяния света в многодолинном полупроводнике необходимо учесть вклад, обусловленный зависимостью вероятностей междолинных переходов от внутридолинного квазиимпульса.

1. Сечение рассеяния света

Рассмотрим однородный полупроводник со свободными электронами e и дырками h, к которому приложено создающее дрейф носителей и греющее их постоянное электрическое поле $\mathbf{E}$. На полупроводник падает пучок света с волновым вектором $\mathbf{k}_i$, вектором поляризации $э_i$ и частотой ω_i, лежащей в области прозрачности кристалла. Наблюдается рассеянный свет с волновым вектором $\mathbf{k}_s$, поляризацией $э_s$ и частотой ω_s. Дифференциальное сечение рассеяния света многокомпонентной плазмой дается выражением [3, 13-15]

$$d\sigma/d\vartheta d\omega = Av_0^2 \sum_{kj_k,\, rj_r} (1/m_k)_{j_k} (\delta n_{kj_k} \delta n_{rj_r})_{\mathbf{q}\omega} (1/m_r)_{j_r}, \tag{1}$$

где $\omega = \omega_s - \omega_i$, $\mathbf{q} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i$ — изменение частоты и волнового вектора света при рассеянии; j_k — номер долины в энергетической зоне носителей сорта k $(k=e, h)$; далее $A \equiv (e^4/2\pi c^4)(\omega_s/\omega_i)^2$,

$$(1/m_k)_{j_k} \equiv (э_s\, (1/\mathbf{m}_k)_{j_k}\, э_i) \tag{2}$$

— свертка тензора обратных эффективных масс в долине j_k с векторами $э_s$ и $э_i$; v_0 — объем рассеивающей области; $e_h = -e_e = e$ — элементарный заряд; $\delta n_{kj_k} = v_0^{-1} \sum\limits_{\mathbf{p}_{j_k}} \delta F_{kj_k \mathbf{p}_{j_k}}$ — флуктуация концентрации носителей в долине j_k; $\delta F_{kj_k\mathbf{p}_{j_k}}$ — флуктуация функции распределения носителей. Квазиимпульс отсчитывается от центра соответствующего эллипсоида.

С учетом столкновений с решеткой флуктуации заселенности долин и сечение рассеяния света на них в многодолинном полупроводнике с одним сортом носителей вычислялись в [15-17]. Обобщая результаты этих работ, для сечения рассеяния (1) нетрудно получить выражение

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta d\omega} = A 2\, \mathrm{Re} \sum_{kj_k} \mu_{kj_k} \sum_{\mathbf{p}_{j_k}} B^{-1}_{kj_k \mathbf{p}_{j_k}} \mu^*_{kj_k} \bar{F}_{kj_k \mathbf{p}_{j_k}}, \tag{3}$$

где

$$\mu_{kj_k} \equiv (1/m_k)_{j_k} - (e_k/\varepsilon_{\mathbf{q}\omega}) \sum_{rj_r} (1/m_r)_{j_r}\, \chi^{\mathbf{q}\omega}_{rj_r} / e_r. \tag{4}$$

Здесь $\varepsilon_{\mathbf{q}\omega} = 1 + \sum\limits_{rj_r} \chi^{\mathbf{q}\omega}_{rj_r}$ — диэлектрическая проницаемость многокомпонентной плазмы вдоль направления $\mathbf{q}$,

$$\chi^{\mathbf{q}\omega}_{rj_r} = -iU_q \mathbf{q} \sum_{\mathbf{p}_{j_r}} B^{-1}_{rj_r \mathbf{p}_{j_r}} \partial \bar{F}_{rj_r \mathbf{p}_{j_r}} / \partial \mathbf{p}_{j_r} \tag{5}$$

— поляризуемость носителей сорта r в долине j_r; $U_q = 4\pi e^2 \Big/ \sum\limits_{\alpha\beta} q_\alpha q_\beta \varepsilon^0_{\alpha\beta} v_0$; $\varepsilon^0_{\alpha\beta}$ — тензор диэлектрической проницаемости решетки. Оператор B определен следующим образом:

$$B_{kj_k \mathbf{p}_{j_k}} \equiv -i\omega + i\mathbf{q}\mathbf{v}_{kj_k} + I_{kj_k \mathbf{p}_{j_k}}, \tag{6}$$

где $\mathbf{v}_{kj_k}$ — скорость носителя в состоянии $\mathbf{p}_{j_k}$ в долине j_k, обладающего энергией $\varepsilon_{kj_k}(\mathbf{p}_{j_k}) = (\mathbf{p}_{j_k} (1/\mathbf{m}_k)_{j_k} \mathbf{p}_{j_k})/2$; $I_{kj_k\mathbf{p}_{j_k}}$ — оператор релаксации многокомпонентной системы носителей

$$I_{kj_k \mathbf{p}_{j_k}} \equiv e_k \mathbf{E} \partial / \partial \mathbf{p}_{j_k} + I^{th}_{kj_k \mathbf{p}_{j_k}}, \tag{7}$$

где I^{th} — оператор, описывающий столкновения с решеткой — с примесями, дефектами, фононами и т. д. (как в работах [16, 17], так и в настоящей работе столкновениями между носителями пренебрегается; и электроны, и дырки считаются невырожденными). Функция $\bar{F}$ в (3) —

это функция распределения носителей, удовлетворяющая стационарному кинетическому уравнению $I_{kj_k\mathbf{p}_{j_k}}\bar{F}_{kj_k\mathbf{p}_{j_k}}=0$. В термодинамическом равновесии $\partial F^{eq}/\partial\mathbf{p}_{j_k}=-\mathbf{v}_{kj_k}F^{eq}/T_0$, так что выражение (3) переходит в выражение

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta d\omega}=A\frac{T_0}{U_q\omega}2\,\mathrm{Im}\left[\sum_{kj_k}\left(\frac{1}{m_k}\right)^2_{j_k}\chi^{\mathbf{q}\omega}_{kj_k}-\right.$$
$$\left.-\frac{1}{\varepsilon_{\mathbf{q}\omega}}\left(\sum_{kj_k}\frac{e}{e_k}\left(\frac{1}{m_k}\right)_{j_k}\chi^{\mathbf{q}\omega}_{kj_k}\right)^2\right], \tag{8}$$

являющееся обобщением на столкновительную электронно-дырочную плазму известной формулы Платцмана [13].

Наиболее интересен случай, когда междолинная релаксация происходит значительно медленнее, чем внутридолинная

$$\tau_{\mathbf{p}_{j_k}}\ll\tau_{kj'_kj_k}, \tag{9}$$

где $\tau_{\mathbf{p}_{j_k}}$ — характерное время внутридолинной релаксации в долине j_k; $\tau_{kj'_kj_k}$ — среднее время ухода носителей из долины j_k в долину j'_k. В этом случае вид стационарного распределения носителей по импульсам внутри долины определяется только внутридолинными процессами и находится из «внутридолинного» кинетического уравнения

$$\mathcal{I}_{kj_k\mathbf{p}_{j_k}}f_{kj_k\mathbf{p}_{j_k}}\equiv\left(e_k\mathbf{E}\partial/\partial\mathbf{p}_{j_k}+I^{th}_{k\mathbf{p}_{j_k}}\right)f_{kj_k\mathbf{p}_{j_k}}=0. \tag{10}$$

Здесь средняя относительная заселенность состояния $f_{kj_k\mathbf{p}_{j_k}}=F_{kj_k\mathbf{p}_{j_k}}/\bar{N}_{kj_k}$, $\bar{N}_{kj_k}=\sum_{\mathbf{p}_{j_k}}F_{kj_k\mathbf{p}_{j_k}}$, $\sum_{j_k}\bar{N}_{kj_k}=\bar{N}_k$; $\bar{N}_{kj_k}$ — среднее число носителей в долине j_k, определяемое из системы уравнений

$$\sum_{j'_k\neq j_k}\left(\bar{N}_{kj_k}/\tau_{kj'_kj_k}-\bar{N}_{kj'_k}/\tau_{kj_kj'_k}\right)=0,$$
$$1/\tau_{kj'_kj_k}=\sum_{\mathbf{p}_{j_k},\,\mathbf{p}'_{j'_k}}W^{j_k\mathbf{p}_{j_k}}_{j'_k\mathbf{p}'_{j'_k}}f_{kj_k\mathbf{p}_{j_k}}. \tag{11}$$

Здесь $W^{j_k\mathbf{p}_{j_k}}_{j'_k\mathbf{p}'_{j'_k}}$ — вероятность перехода носителя сорта k из состояния $\mathbf{p}_{j_k}$ в долине j_k в состояние $\mathbf{p}'_{j'_k}$ в долине j'_k. Оператор междолинных переходов имеет вид

$$R_{j_k\mathbf{p}_{j_k}}\psi_{j_k\mathbf{p}_{j_k}}\equiv\sum_{\mathbf{p}'_{j'_k},\,j'_k\neq j_k}\left(W^{j_k\mathbf{p}_{j_k}}_{j'_k\mathbf{p}'_{j'_k}}\psi_{j_k\mathbf{p}_{j_k}}-W^{j'_k\mathbf{p}'_{j'_k}}_{j_k\mathbf{p}_{j_k}}\psi_{j'_k\mathbf{p}'_{j'_k}}\right), \tag{12}$$

оператор внутридолинного рассеяния дается таким же выражением, но без суммирования по долинам (т. е. $j'_k=j_k$).

Формулы (3), (5) сводят задачу нахождения сечения рассеяния электронно-дырочной плазмой к вычислению отклика носителей одного сорта на разного типа возмущения. Вычисление соответствующих откликов требует умения обращать оператор B, определенный в (6). В достаточно общем виде это удается сделать в предельных случаях коротких и длинных волн (больших и малых $\mathbf{q}$). В случае электронно-дырочной плазмы до сих пор исследовался коротковолновый (бесстолкновительный) предел [1–8]. Рассеяние света на длинноволновых флуктуациях в многодолинном полупроводнике с одним сортом носителей рассматривалось в [17], однако при выводе алгоритма для вычисления отклика на длинноволновое низкочастотное возмущение, т. е. при оборачивании оператора B там, как мы сейчас покажем, были допущены неточности. Поэтому повторим соответствующий вывод.

2. Отклик в многодолинном полупроводнике

Рассмотрим отклик системы носителей одного сорта в многодолинном полупроводнике. Соответственно в этом разделе вместо пары индексов kj_k будем писать один индекс j. Задача — решить уравнение $B_{j\mathbf{p}_j}x_{j\mathbf{p}_j}=y_{j\mathbf{p}_j}$ при условии редкости междолинных переходов (9), ограничившись областью малых $\mathbf{q}$ и ω, таких, что

$$qv_j\tau_{\mathbf{p}_j}\ll 1,\quad \omega\tau_{\mathbf{p}_j}\ll 1. \tag{13}$$

В этом «приближении внутридолинной гидродинамики», действуя так же, как в [17, 18], задачу нахождения «концентрационного» отклика $x_j=\sum_{\mathbf{p}_j}x_{j\mathbf{p}_j}$ сведем к решению следующей системы алгебраических уравнений:

$$\hat{B}_jx_j\equiv b_jx_j-\sum_{j'\neq j}x_{j'}/\tau_{jj'}=\tilde{y}_j. \tag{14}$$

Здесь

$$b_j\equiv -i\omega+i\mathbf{q}\mathbf{V}_j+q^2D_j+\sum_{j'\neq j}1/\tau_{j'j}, \tag{15}$$

где

$$\mathbf{V}_j=\sum_{\mathbf{p}_j}\mathbf{v}_jf_{j\mathbf{p}_j},\quad D_{j\alpha\beta}=\sum_{\mathbf{p}_j}v_{j\alpha}\mathcal{J}^{-1}_{j\mathbf{p}_j}(v_{j\beta}-V_{j\beta})f_{j\mathbf{p}_j} \tag{16}$$

— соответственно дрейфовая скорость носителей в долине j и тензор коэффициентов «внутридолинной» диффузии носителей. Роль эффективной возмущающей силы в (14) играет величина

$$\tilde{y}_j\equiv\sum_{\mathbf{p}_j}\left(y_{j\mathbf{p}_j}-i\mathbf{q}\mathbf{v}_j\mathcal{J}^{-1}_{j\mathbf{p}_j}\mathcal{L}_{j\mathbf{p}_j}-R_{j\mathbf{p}_j}\mathcal{J}^{-1}_{j\mathbf{p}_j}\mathcal{L}_{j\mathbf{p}_j}\right), \tag{17}$$

где $\mathcal{L}_{j\mathbf{p}_j}\equiv y_{j\mathbf{p}_j}-f_{j\mathbf{p}_j}\sum_{\mathbf{p}_j}y_{j\mathbf{p}_j}$. Последнее слагаемое в правой части (17) описывает перераспределение носителей между долинами, происходящее в процессе быстрой внутридолинной релаксации возмущения и связанное с зависимостью скорости междолинных переходов от вида внутридолинных функций распределения. Этот эффект не был учтен в работе [17], между тем соответствующий вклад может быть сравним по величине с «токовым» вкладом — со вторым слагаемым в (17), — поскольку отношение третьего и второго слагаемых имеет порядок $(qv_j\tau_{j'j})^{-1}=\left(qv_j\tau_{\mathbf{p}_j}\right)^{-1}\tau_{\mathbf{p}_j}/\tau_{j'j}$ и, вообще говоря, не мало. При вычислении поляризуемостей (5) важны оба этих слагаемых. При этом $y_{j\mathbf{p}_j}=\partial\bar{F}_{j\mathbf{p}_j}/\partial\mathbf{p}_j$, т. е. $\sum_{\mathbf{p}_j}y_{j\mathbf{p}_j}=0$ — возмущение не «концентрационное», а чисто «силовое». В результате получаем

$$\chi^{\mathbf{q}\omega}_j=\hat{B}^{-1}_j\nu_j, \tag{18}$$

где

$$\nu_j\equiv 1/\tau^M_j+iU_q\mathbf{q}\sum_{j'}(\bar{N}_j\partial\omega_{j'j}/\partial\mathbf{E}-\bar{N}_{j'}\partial\omega_{jj'}/\partial\mathbf{E})/e. \tag{19}$$

Здесь

$$1/\tau^M_j=-U_qq_\alpha q_\beta\bar{N}_j\sum_{\mathbf{p}_j}v_{j\alpha}\mathcal{J}^{-1}_{j\mathbf{p}_j}\partial f_{j\mathbf{p}_j}/\partial p_{j\beta} \tag{20}$$

— обратное время максвелловской релаксации носителей j. Величина

$$\partial\omega_{j'j}/\partial\mathbf{E} = -e \sum_{\mathbf{p}_j, \mathbf{p}'_{j'}} W^{j\mathbf{p}_j}_{j'\mathbf{p}'_{j'}} \mathcal{T}^{-1}_{j\mathbf{p}_j} \partial f_{j\mathbf{p}_j}/\partial\mathbf{p}_j \tag{21}$$

описывает «междолинный токовый» вклад в отклик на полевое возмущение (т. е. влияние внутридолинных потоков на междолинные переходы). Аналогичная величина встречается в теории генерационно-рекомбинационных процессов [19], в теории генерационно-рекомбинационного шума [20]. Как видно из (21), величиной $\partial\omega_{j'j}/\partial\mathbf{E}$ можно пренебречь, если вероятность ухода из долины $\sum_{\mathbf{p}'_{j'}} W^{j\mathbf{p}_j}_{j'\mathbf{p}'_{j'}}$ слабо зависит от квазиимпульса $\mathbf{p}_j$ носителя в долине.

Как видно из выражения (17), члены, содержащие $\partial\omega_{j'j}/\partial\mathbf{E}$, возникают и при вычислении пространственно-однородного отклика ($q=0$), например, при вычислении малосигнальной электропроводимости многодолинного полупроводника.

3. Эквивалентные долины

Система уравнений (14) решается аналитически в важном случае эквивалентных долин, когда вероятности $W^{j\mathbf{p}_j}_{j'\mathbf{p}_{j'}}$ в определении времен междолинных переходов (11) не зависят от номера долин, так что сами эти времена междолинных переходов зависят только от вида внутридолинного распределения $f_{j\mathbf{p}_j}$, т. е. от разогрева носителей в долине, из которой совершается переход: $\tau_{j'j}=\tau_j$. Система уравнений (14) при этом решается аналитически, и для поляризуемостей (18) ($\tilde{y}_j \equiv \nu_j$) получаем

$$\chi^{\mathbf{q}\omega}_j = \left[\nu_j + \left(\sum_{j'} \nu_{j'}/\tau_{j'}b_{j'}\right)\Big/\left(1 - \sum_{j''} 1/\tau_{j''}b_{j''}\right)\right]\Big/ b_j, \tag{22}$$

где ν_j определено выражением (19), в котором, однако, ввиду эквивалентности долин величину $\partial\omega_{j'j}/\partial\mathbf{E}$ следует полагать не зависящей от j'.

Соответствующим образом изменяются выражения для сечения рассеяния света, полученные в [17], а именно выражения (17) и (26) работы [17]: входящие туда поляризуемости должны вычисляться по формулам (18) и (22) настоящей работы.

Таким же способом для малосигнальной электропроводности многодолинного полупроводника получим

$$\sigma_{\alpha\beta}(\omega) = \sum_j \sigma_{j\alpha\beta} + e \sum_{j,\,j'} V_{j\alpha}\bar{n}_j(-i\omega + s/\tau_j)^{-1}\partial\omega_{j'}/\partial E_\beta \times$$
$$\times \left\{\delta_{jj'} - \left[(-i\omega + s/\tau_{j'})\sum_{j''}(-i\omega + s/\tau_{j''})^{-1}\right]^{-1}\right\}, \tag{23}$$

где s — число долин,

$$\sigma_{j\alpha\beta} = -e^2\bar{n}_j \sum_{\mathbf{p}_j} v_{j\alpha}\mathcal{T}^{-1}_{j\mathbf{p}_j}\partial f_{j\mathbf{p}_j}/\partial p_{j\beta} \tag{24}$$

— парциальная дифференциальная проводимость долины j.

4. Сечение рассеяния света в длинноволновом пределе

Используя полученные формулы, вычислим дифференциальное сечение рассеяния света электронно-дырочной плазмой (3) в длинноволновом низкочастотном пределе (13). В этом случае возмущение имеет вид $y_{kj_k\mathbf{p}_{j_k}} \equiv \mu^*_{kj_k}F_{kj_k\mathbf{p}_{j_k}}$, так что $\sum_{\mathbf{p}_{j_k}} y_{kj_k\mathbf{p}_{j_k}}$ не содержит малости по парамет рам (9), (13). Поэтому в выражении (17) для $\tilde{y}_{kj_k}$ следует отбросить как второе (по параметру $qv_{kj_k}\tau_{p_{j_k}}$), так и третье (по параметру $\tau_{p_{j_k}}/\tau_{kj'kjk}$) слагаемые. В результате получаем

$$d\sigma/d\vartheta d\omega = A2\ \mathrm{Re}\sum_{kjk}\mu_{kj_k}\hat{B}^{-1}_{kj_k}\mu^*_{kj_k}\bar{N}_{kj_k}, \tag{25}$$

где μ_{kj_k} дается выражением (4), а поляризуемость $\chi^{q\omega}_{kj_k}$ — выражением (18). При этом предполагается, помимо условий (9), (13), медленность процессов максвелловской релаксации по сравнению с внутридолинной релаксацией: $\tau_{p_{j_k}} \ll \tau^M_{kj_k}$.

В случае эквивалентных долин получаем

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta d\omega} = A2\ \mathrm{Re}\sum_{kjk}\left[|\mu_{kj_k}|^2\bar{N}_{kj_k}/b_{kj_k} + \left(1\Big/\left(1-\sum_{j''_k}1/\tau_{kj''_k}b_{kj''_k}\right)\right)\times\right.$$
$$\left.\times\left(\mu_{kj_k}/b_{kj_k}\right)\sum_{j'_k}\mu^*_{kj'_k}\bar{N}_{kj'_k}/\tau_{kj'_k}b_{kj'_k}\right], \tag{26}$$

где входящие в определения величин μ_{kj_k} (4) поляризуемости долин даются выражением (22). Таким образом, учет зависимости междолинных вероятностей от внутридолинного квазиимпульса не меняет функциональной зависимости сечения рассеяния света от «перенормированных обратных масс» μ_{kj_k} (ср. формулы (25) и (26) с формулами (17) и (26) работы [17] соответственно), меняя, однако, сами эти массы (см. формулы (4), (18)—(19)).

Выражения (25) и (26) содержат как рассеяние на неэкранированных флуктуациях, связанных с пространственным перераспределением носителей, принадлежащих разным долинам, так и на флуктуациях плотности носителей в электронно-дырочной плазме. Вклад последних в случае изотропных масс рассмотрим в следующем разделе.

5. Простые энергетические зоны

В случае простых зон (т. е. скалярных масс) формула (26) дает

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta d\omega} = A\,\frac{q^2}{\Delta_{q\omega}}\left\{\overline{g_a g_a}\left(\frac{1}{m_e}+\frac{1}{m_h}\right)^2 + \right.$$
$$+\frac{2\bar{N}_e D_e\tau^2_M}{m_e}\left[\frac{2q^2D_h}{\tau^M_h}\left(\frac{1}{m_e}+\frac{1}{m_h}\right)+\frac{1}{m_e}\left((q^2D_h)^2+\right.\right.$$
$$\left.\left.+(\omega-\mathbf{q}\mathbf{V}_h)^2\right)\right]+(e\leftrightarrow h)\Big\}. \tag{27}$$

В (27) использовано обозначение

$$\overline{g_a g_a} = [\bar{N}_e D_e(\tau^M_e)^2 + \bar{N}_h D_h(\tau^M_h)^2]/(\tau^M_e+\tau^M_h)^2 \tag{28}$$

для выражения, являющегося (при ланжевеновском подходе) коррелятором абмиполярных случайных сторонних потоков (ср. с (11) в [21]). Далее

$$\Delta_{q\omega} \equiv |\,\Omega_e\Omega_h\tau_M + \Omega_a\,|^2,\quad \Omega_m \equiv -i\,(\omega-\mathbf{q}\mathbf{V}_m)+q^2D_m,\quad m=e,\ h,\ a, \tag{29}$$

индексом «a» обозначены амбиполярные скорость дрейфа и коэффициент диффузии

$$\mathbf{q}\mathbf{V}_a = \mathbf{q}\,\frac{\mathbf{V}_e\tau^M_e+\mathbf{V}_h\tau^M_h}{\tau^M_e+\tau^M_h},\quad D_a = \frac{D_e\tau^M_e+D_h\tau^M_h}{\tau^M_e+\tau^M_h}. \tag{30}$$

В условиях квазинейтральности, когда

$$q^2D_k\tau_M \ll 1,\quad \mathbf{q}\mathbf{V}_k\tau_M \ll 1, \tag{31}$$

свет в основном рассеивается на квазинейтральных флуктуациях плотности носителей и в спектре рассеянного света выделяется пик, сдвинутый относительно начальной частоты на $\mathbf{q}\mathbf{V}_a$

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta d\omega}=A\left(\frac{1}{m_e}+\frac{1}{m_h}\right)^2\frac{2\overline{g_a g_a}}{(\omega-\mathbf{q}\mathbf{V}_a)^2+[q^2(D_a+D_{\mathbf{V}})]^2},\quad \omega\tau_M\ll 1. \tag{32}$$

Ширина этого допплер-сдвинутого в условиях дрейфа носителей лоренциана определяется полным коэффициентом амбиполярной диффузии $D_a+D_{\mathbf{V}}$. Здесь

$$D_{\mathbf{V}}\equiv[\mathbf{q}(\mathbf{V}_h-\mathbf{V}_e)/q]^2\tau_M^3/\tau_e^M\tau_h^M \tag{33}$$

— коэффициент конвективной амбиполярной диффузии [11, 12], приводящий к более эффективному рассасыванию квазинейтральных флуктуаций плотности носителей вдоль направления $\mathbf{V}_h-\mathbf{V}_e$. В то же время, как видно из (32), (28), этот конвективно-полевой процесс не влияет на зарождение флуктуаций плотности носителей, которое определяется только стохастическими процессами в электронно-дырочной плазме, тогда как конвективно-полевой процесс таковым не является. Отношение дополнительного уширения $q^2D_{\mathbf{V}}$ к амбиполярно-диффузионной ширине q^2D_a имеет порядок $[\mathbf{q}(\mathbf{V}_h-\mathbf{V}_e)/q]^2\tau_M/v_k^2\tau_{p_k}$. Это отношение может не быть малым даже в слабонеравновесных условиях [11, 12].

Обратим внимание на то обстоятельство, что на основе уравнений для одновременных корреляторов в условиях квазинейтральности (31) получается следующее выражение для интегральной интенсивности рассеянного электронно-дырочной плазмой света:

$$d\sigma/d\vartheta=2\pi A\left\{\overline{g_a g_a}(1/m_e+1/m_h)^2+\left[\bar{N}_e\left(D_h\tau_M+D_{\mathbf{V}}\tau_e^M(1+q^2D_h\tau_h^M)\right)\times\right.\right.$$
$$\left.\left.\times\,q^2D_e/m_e^2+(e\leftrightarrow h)\right]\right\}/(D_a+D_{\mathbf{V}}). \tag{34}$$

Первое слагаемое в фигурных скобках — это интегральная интенсивность центрального лоренциана (32), второе — это интенсивность низкого, но широкого плато в спектре рассеянного света, простирающегося до $\omega\sim 1/\tau_M$ (см. (27)). Эта часть спектра по интенсивности отнюдь не всегда сравнима с центральным лоренцианом, однако в условиях преобладания одного сорта носителей эти интенсивности по порядку величины сравниваются (например, при $\bar{N}_e\gg\bar{N}_h$, $\tau_h^M\gg\tau_e^M$, в (34) во втором слагаемом остается явно выписанные в (34) выражения). Эта особенность рассеяния квазинейтральной электронно-дырочной плазмой обсуждалась применительно к равновесию в [21].

6. Сложные энергетические зоны

Как видно из (25)—(26), многодолинность усложняет спектр рассеянного света, делая его в случае произвольной геометрии трудно интерпретируемым. Однако геометрию опыта можно подобрать таким образом, чтобы рассеяние на неэкранированных междолинных флуктуациях и на амбиполярных флуктуациях разделилось.

Рассмотрим случай эквивалентных долин, причем как вектор $\mathbf{q}$, так и поле $\mathbf{E}$ направим симметрично относительно долин, чтобы долины грелись одинаково и кинетические коэффициенты в долинах не зависели от индекса долин j_k (для эквивалентных долин одновременно в зоне проводимости и в валентной зоне такая геометрия осуществима, например, в халькогенидах свинца). Из (26) получаем при этом

$$\frac{d^2\sigma}{d\vartheta d\omega}=\sum_k\left(\frac{d^2\sigma}{d\vartheta d\omega}\right)_k^{\mathrm{I}}+\left(\frac{d^2\sigma}{d\vartheta d\omega}\right)_{\mathrm{II}}, \tag{35}$$

где

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\vartheta d\omega}\right)_k^{\mathrm{I}} = 2A\,\frac{\bar{N}_k}{s_k}\sum_{jk}\left[\left(\frac{1}{m_k}\right)_{jk} - \frac{1}{m_k}\right]^2 \frac{q^2D_k + s_k/\tau_k}{(\omega - \mathbf{q}\mathbf{V}_k)^2 + (q^2D_k + s_k/\tau_k)^2}, \tag{36}$$

тогда как $(d\sigma/d\vartheta d\omega)_{\mathrm{II}}$ дается выражением (27), где под $1/m_k$ следует подразумевать усредненную по долинам величину

$$1/m_k = (1/s_k)\sum_{jk}(1/m_k)_{jk}. \tag{37}$$

Таким образом, в рассматриваемой геометрии сечение рассеяния света разбивается на две части. Первая из них — это рассеяние на нейтральных флуктуациях носителей одного сорта, при которых соблюдается условие $\sum_{j_k}\delta n_{kj_k} = 0$, т. е. в каждой точке пространства полная концентрация частиц данного сорта не меняется. Локально флуктуирует только заселенность отдельных долин, приводя к рассеянию света на «флуктуациях массы», характерных и для многодолинного полупроводника с одним сортом носителей [17]. Второе слагаемое описывает рассеяние света на флуктуациях плотностей зарядов разных знаков. В частности, в условиях квазинейтральности (31) полный заряд не флуктуирует $\sum_k e_k\delta n_k = 0$ и рассеяние происходит на нейтральных флуктуациях электронно-дырочной плазмы. Итак, свет рассеивается на двух типах неэкранированных флуктуаций, причем оба вклада в рассеяние света растут с ростом концентраций носителей. Рассеяние на первом типе сильно зависит от ориентации векторов поляризации света $\mathfrak{e}_i$ и $\mathfrak{e}_s$ относительно главных осей эллипсоидов. Эти особенности должны помочь при анализе спектра рассеянного столкновительной электронно-дырочной плазмой света, в том числе дать возможность определить как амбиполярный, так и внутридолинные монополярные коэффициенты диффузии.

Список литературы

[1] Платцман Ф., Вольф М. Волны в плазме твердого тела. М., 1975. 438 с.
[2] Клейн М. В. Рассеяние света в твердых телах. М., 1979. С. 174—238.
[3] Abstreiter G., Cardona M., Pinczuk A. // Light scattering in solids IV. Berlin Heidelberg, 1984. P. 5—150.
[4] Pinczuk A., Shah J., Wolf P. A. // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 47. N 20. P. 1487—1490.
[5] Chandrasekhar M., Cardona M., Kane E. O. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. N 8. P. 3579—3595.
[6] Ipatova I. P., Subashiev A. V., Voitenko V. A. // Sol. St. Comm. 1981. V. 37. N 8. P. 893—895.
[7] Акатов Л. Л., Ганцевич С. В., Катилюс Р., Рысаков В. М. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 27. № 11. С. 633—636.
[8] Акатов Л. Л., Ганцевич С. В., Катилюс Р., Рысаков В. М. // Тез. докл. II конф. «Флуктуационные явления в физических системах». Вильнюс, 1979. С. 34—35.
[9] Contreras G., Sood K., Cardona M. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 2. P. 924—929.
[10] Mestres N., Cardona M. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. N 10. P. 1132—1135.
[11] Gelmont B. L., Shur M. S. // Phys. Lett. A. 1971. V. 35. N 5. P. 353—354.
[12] Барейкис В., Баркаускас Р., Катилюс Р. // Лит. физ. сб. 1988. Т. 28. № 6. С. 686—692.
[13] Platzman P. M. // Phys. Rev. A. 1965. V. 139. P. 379—387.
[14] McWhorter A. L. Physics of Quantum Electronics. N. Y., 1966. P. 111.
[15] Gantsevich S. V., Gurevich V. L., Kagan V. D., Katilius R. // Light scattering in solids / Ed. M. Balkanski. Flammarion, Paris, 1971. P. 94—97.
[16] Ганцевич С. В., Катилюс Р., Устинов Н. Г. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 4. С. 1106—1113.

[17] Ганцевич С. В., Катилюс Р., Устинов Н. Г. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 4. С. 1114—1121.
[18] Gantsevich S. V., Gurevich V. L., Katilius R. // Riv. Nuovo Cim. 1979. V. 2. N 5. P. 1—87.
[19] Ridley B. K., Watkins T. B. // J. Phys. Chem. Sol. 1961. V. 22. P. 155.
[20] Аронов А. Г., Ивченко Е. Л. // ФТТ. 1971. Т. 13. № 9. С. 2550—2557.
[21] Баркаускас Р., Ганцевич С. В., Катилюс Р. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 10. С. 3030—3035.

Институт физики
полупроводников АН ЛитССР
Вильнюс

Поступило в Редакцию
11 мая 1989 г.