ство. В частности, меняется характер спин-флоп перехода $\Gamma_1-\Gamma_4$ в $D_yF_eO_3$, который, согласно традиционным представлениям [1], является фазовым переходом первого рода, осуществляемым путем опрокидывания магнитных моментов подрешеток в *ab*-плоскости кристалла $D_yF_eO_3$. На рис. 2 для иллюстрации приведена фазовая диаграмма ортоферрита в поле $H||b$-оси при условии $K_2(ab)<0$ и $\sigma_y^{(0)}<\sigma_{\text{кр}}=\chi_\perp\sqrt{|K_1(ac)+2K_2(ac)|}$. Переход $\Gamma_1-\Gamma_4$ идет в этом случае либо как переход первого рода, либо через пространственную конфигурацию Γ_{124} по схеме $\Gamma_1-\Gamma_{124}-\Gamma_4$. При $K_2(ab)<0$, но $\sigma_y^{(0)}>\sigma_{\text{кр}}$ фаза Γ_4 не достигается ни в каких полях (область устойчивости фазы Γ_{124} с увеличением поля неограниченно растет — переход $\Gamma_1-\Gamma_{124}$). При положительной второй константе $K_2(ab)>0$ и $\sigma_y^{(0)}<\sigma_{\text{кр}}$ переход $\Gamma_1-\Gamma_4$ всегда идет через пространственную фазу Γ_{124} (нет области сосуществования фаз Γ_1 и Γ_4). При этом, если $\sigma_y^{(0)}>\sigma_{\text{кр}}$, то, как и выше, фаза Γ_4 не достигается ни в каких внешних полях.

Величины критических полей переходов $\Gamma_1-\Gamma_{124}$ и $\Gamma_{124}-\Gamma_4$ определяются соответственно решением уравнений

$$K_1(ab)=-2K_2(ab)+\frac{(\sigma_y^{(0)}H)^2}{\chi_\perp(H^2-H_1^2)}-\chi_\perp H^2 \quad \text{и} \quad K_1(ab)=\chi_\perp H^2\left[\left(\frac{\sigma_y^{(0)}}{\sigma_{\text{кр}}}\right)^2-1\right],$$

$$H_1=[\chi_\perp^{-1}\,|K_1(bc)+2K_2(bc)|]^{1/2}.$$

Отметим также, что внешнее поле $\mathbf{H}||b$-оси уменьшает область сосуществования фаз Γ_1 и Γ_4 (рис. 2) и сдвигает точку Морина, что может быть обнаружено при исследовании перехода $\Gamma_4-\Gamma_1$ в $D_yF_eO_3$.

Литература

[1] *Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. А., Левитин Р. З.* Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979. 320 с.

[2] *Кадомцева А. М., Крынецкий И. Б., Крежов К.* и др. ФТТ, 1983, т. 25, № 3, с. 877—880.

[3] *Агафонов А. П., Зорин И. А., Кадомцева А. М.* и др. ФТТ, 1984, т. 26, № 7, с. 2131—2137.

Уральский государственный университет
им. А. М. Горького
Свердловск

Поступило в Редакцию
28 августа 1987 г.

УДК 535.345 : 535.376+533.951

Физика твердого тела, том 30, в. 2, 1988

Solid State Physics, vol. 30, № 2, 1988

МНОГОПЛАЗМОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ В НЕВЫРОЖДЕННОЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЕ ПРЯМОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

В. С. Вавилов, А. А. Клюканов, Э. А. Сенокосов, Л. Э. Чиботару, М. В. Чукичев

Исследование электронных переходов в сильно возбужденных полупроводниках стимулируется их применением в качестве источников лазерного излучения. В последнее время появился ряд экспериментальных работ [1-3], посвященных изучению ЛМ в условиях, когда в излучении начинают проявляться колебания ЭДП. Так, краевая полоса низкотемпературной катодолюминесценции эпитаксиальных пленок $nZnSe/Al_2O_3$ при плотностях тока возбуждения $j=20$ А/см^2 расщепляется в узком температурном интервале (50—70 К) на отдельные эквидистантные линии [3], расстояние между которыми и их число (~ 10) меняются с уровнем возбуждения. Авторами [3, 4] было выдвинуто предположение, что осцилляционная структура полосы связана с участием плазмонов в рекомбинационном излучении невырожденной ЭДП. В данной работе предлагается теоретический расчет полосы ЛМ электронно-дырочной плазмы в прямозонных полупроводниках, доказывающий ее многоплазмонную структуру.

Оператор взаимодействия электрона и дырки с плазмонами определим, используя метод коллективных переменных Бома и Пайнса [5], в соответствии с которыми волновая функция ЭДП представляется в виде произведения индивидуально-частичной волновой функции на функцию плазмонов, зависящую от $n' = \varkappa_c^3 V/6\pi^2$ коллективных координат, где $\varkappa_c$ — волновой вектор, соответствующий верхней границе существования плазменных волн, V — объем кристалла. Для сохранения неизменным полного числа степеней свободы на волновую функцию ЭДП налагается дополнительное условие

$$\left\{\hat{P}_\varkappa - i\left(\frac{4\pi e^2}{\varepsilon_0 \varkappa^2 V}\right)^{1/2} \sum_n \left(e^{i\varkappa \mathbf{r}_n^e} - e^{i\varkappa \mathbf{r}_n^h}\right)\right\}\psi = 0, \quad \varkappa \leqslant \varkappa_c, \tag{1}$$

где $\hat{P}_\varkappa$ — оператор импульса плазмона с волновым вектором $\varkappa$, ε_0 — статическая диэлектрическая проницаемость, $\mathbf{r}_n^e$ и $\mathbf{r}_n^h$ — координаты n-го электрона и дырки. В отличие от работы [6] в сумму по n (1) рекомбинирующие электрон и дырка не включаются. С помощью унитарного преобразования дальнодействующую часть кулоновского взаимодействия пары с ЭДП можно представить в виде

$$V_{e-p} = i \sum_{\varkappa \leqslant \varkappa_c} \left(\frac{4\pi e^2}{\varepsilon_0 \varkappa^2 V}\right)^{1/2} \hat{P}_\varkappa \left(e^{-i\varkappa \mathbf{r}_h} - e^{-i\varkappa \mathbf{r}_e}\right). \tag{2}$$

Оператор (2) формально можно получить из кулоновского потенциала с помощью дополнительного условия (1), которое затрагивает как переменные плазмонов, так и частиц. Второе унитарное преобразование позволяет перенести дополнительное условие (1) на функцию частиц, а оператор (2) представить в виде

$$V_{e-p} = \sum_{\varkappa \leqslant \varkappa_c} \left(\frac{2\pi e^2 \hbar \omega_\varkappa}{\varepsilon_0 \varkappa^2 V}\right)^{1/2} \left[b_\varkappa \left(e^{i\varkappa \mathbf{r}_e} - e^{i\varkappa \mathbf{r}_h}\right) + b_\varkappa^+ \left(e^{-i\varkappa \mathbf{r}_e} - e^{-i\varkappa \mathbf{r}_h}\right)\right], \tag{3}$$

где $b_\varkappa^+$ и $b_\varkappa$ — операторы рождения и уничтожения плазмона с частотой $\omega_\varkappa$.

Оператор взаимодействия с плазмонами (3) формально совпадает с фреликовским, если в последнем заменить эффективную диэлектрическую проницаемость на ε_0, а LO-фононы на плазмоны. Это обусловлено аналогией между полярными оптическими и плазменными колебаниями. Существенным является то, что импульсы плазмонов малы. Это позволяет пренебречь вектором $\varkappa$ так же, как и импульсом фотона, и получить в случае прямых межзонных переходов с участием плазмонов выражение для форм-функции полосы ЛМ невырожденной ЭДП

$$F(\omega) = e^{-\frac{1}{2} a \operatorname{cth} \frac{\beta}{2}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2} n\beta} \omega_n^{1/2} e^{-\beta\omega_n} I_n(z), \tag{4}$$

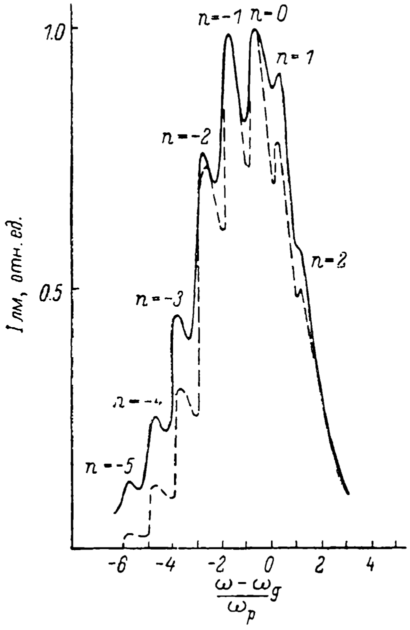
где $\omega_n = \frac{1}{\omega_p}(\omega - \omega_g) + \frac{a}{2} - n$ — безразмерная кинетическая энергия пары, $z = \dfrac{a}{2\operatorname{sh}\frac{\beta}{2}} = a\sqrt{\bar{n}(\bar{n}+1)}$, $\beta = \dfrac{\hbar\omega_p}{k_0 T_e}$, $a = \dfrac{4\pi e^2 \varkappa_c}{\pi\varepsilon_0 \hbar\omega_p}$, $\omega_p = \left(\dfrac{4\pi N e^2}{\varepsilon_0 \mu}\right)^{1/2}$ — плазменная частота, $\mu = \frac{m_e \cdot m_h}{m_e + m_h}$, T_e — температура ЭДП, N — концентрация пар в ЭДП.

Полоса ЛМ (4) состоит из бесплазмонной линии (БПЛ, $n=0$), многоплазмонных стоксовых ($n < 0$) и антистоксовых ($n > 0$) повторений, интенсивность которых определяется множителем $I_n(z) e^{-\frac{1}{2} n\beta}$ где $I_n(z)$ — функция Бесселя мнимого аргумента. БПЛ и ее повторения достигают максимума в точках $\omega = \omega_g - \frac{a}{2}\omega_p + n\omega_p + \frac{1}{2\beta}\omega_p$, что и обусловливает эквидистантную осцилляционную структуру полосы.

Константа выделения плазмонов a, как видно, зависит от $\varkappa_c$. Заметим, что неучтенное в плазменных колебаниях короткодействующее взаимодействие частиц изотермической двухкомпонентной плазмы будет описываться экранированным кулоновским потенциалом с дебаевским радиусом $r_D = \left(\frac{\varepsilon_0 k_0 T_e}{8\pi N e^2}\right)^{1/2}$, если положить $\varkappa_c = 1/r_D$. Более точно величина $\varkappa_c$ должна определяться из условия существования корней дисперсионного уравнения. В соответствии с [6] для дальнейших оценок положим $\varkappa_c = 1/\sqrt{2}\ \tau_D$ и пренебрежем дисперсией плазмонов и затуханием Ландау. Импульсом плазмона можно пренебречь при выполнении неравенства

$$\frac{\hbar \varkappa_c^2}{2 m_{e,h} \omega_p} = \frac{1}{2} \frac{\mu}{m_{e,h}} \beta < 1, \qquad (5)$$

т. е. при достаточно высоких температурах T_e. С другой стороны, неравенство (5) не должно быть сильным, так как при увеличении электронной температуры увеличивается разброс пар по энергиям, в результате чего повторения БПЛ перекрываются и осцилляционная структура полосы не разрешается. В случае прямых переходов БПЛ и ее повторения имеют максвелловскую форму (4). Максимум максвелловской кривой лежит в точке $\omega_n = 1/2\beta$. Если расстояние между соседними повторениями больше расстояния от порога линии до ее миксимума, т. е. при выполнении неравенства $1/2\beta < 1$, осцилляционная структура будет разрешена. Температурная избирательность структуры полосы ЭДП [3], кроме того, обусловлена условием существования плазменных волн $\omega_p \tau > 1$. Решеточная температура должна быть достаточно низкой, чтобы уменьшить вклад в частоту столкновений $1/\tau$ от взаимодействия с фононами. С другой стороны, электронная температура должна быть высокой, чтобы столкновения электронов и дырок были несущественными. Таким образом, при выполнении неравенств $K_0 T_e > \hbar\omega_p > \hbar/\tau$ столкновением и дисперсией плазмонов можно пренебречь и считать основным механизмом уширения температурный разброс пар по энергиям.



Спектры многоплазмонной ЛМ эпитаксиального слоя $ZnSe/Al_2O_3$.

Сплошная кривая — эксперимент, штриховая кривая — теория.

Согласно [3], при температуре решетки $T \simeq 50$ К и $j=20$ А/см² энергия плазмонов $\hbar\omega_p = 12$ мэВ, электронная температура $T_e = 140$ К, а концентрация пар в ЭДП $N = 1.3 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$. Тогда $z=2.3$, $\beta=1$ и константа плазмовыделения $a=2.4$. На рисунке представлены результаты расчета формы полосы ЛМ по формуле (4) при указанных значениях параметров и экспериментальный спектр ЭДП пленки nZ_nSe/Al_2O_3. Видно, что теория и эксперимент хорошо согласуется как по полуширине полосы, так и по числу ее плазмонных повторений.

Многоплазмонные переходы в ЭДП, кроме того, можно привлечь для интерпретации урбаховского «хвоста» в краевом поглощении прямозонных полупроводников. В этом случае

$$K(\omega) = K_0 \exp\left(-\sigma\beta \frac{\omega_g - \omega}{\omega_p}\right). \quad (6)$$

Используя асимптотику функции Бесселя $I_n(z)$ при $n \gg 1$, находим

$$\sigma = 1 + \frac{1}{\beta} \ln \frac{2(\omega_g - \omega)}{a(n+1)e\omega_p}. \quad (7)$$

Таким образом, многоплазмонные оптические переходы являются актуальным механизмом излучения и поглощения света в сильно возбужденных прямозонных полупроводниках.

Литература

[1] *Зиновьев Н. Н., Ярошецкий И. Д.* Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 33, № 2, с. 109—112.
[2] *Кукушкин И. Д.* ЖЭТФ, 1983. т. 84, № 5, с. 1840—1847.
[3] *Ву Зоан Мьен, Сенокосов Э. А., Стойкова В. Г., Усатый А. Н., Чукичев М. В.* ФТП, 1985, т. 19, № 9, с. 1571—1576.
[4] *Вавилов В. С., Сенокосов Э. А., Чукичев М. В.* ФТТ, 1986, т. 28, № 9, с. 2614—2620.
[5] *Bohm D., Pines P.* Phys. Rev., 1953, vol. 92, N 3, p. 609—625.
[6] *Бонч-Бруевич В. Л., Тябликов С. В.* Метод функций Грина в статистической механике. М.: ГИФМЛ, 1961. 312 с.

Кишиневский государственный университет
им. В. И. Ленина
Кишинев

Поступило в Редакцию
4 сентября 1987 г.

УДК 539.211

Физика твердого тела, том 30, в. 2, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 2, 1988

РАЗУПОРЯДОЧЕНИЕ ДВУМЕРНЫХ РЕШЕТОК КИСЛОРОДА НА ГРАНИ (011) МОЛИБДЕНА, ИНИЦИИРУЕМОЕ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПЕРЕХОДАМИ В АТОМАХ КИСЛОРОДА И МОЛИБДЕНА

И. Н. Засимович, Е. В. Клименко, А. Г. Наумовец

Явление электронно-стимулированного разупорядочения (ЭСР) адсорбированных пленок состоит в том, что падающий поток электронов создает дефекты в двумерной решетке адатомов и в пределе приводит к полному нарушению дальнего порядка. До настоящего времени ЭСР наблюдалось только для трех самых легких адсорбатов — водорода, дейтерия и лития — на гранях (011) W и Mo [1-3]. При этом считалось, что начальной стадией процесса ЭСР является создание того или иного возбуждения в электронной оболочке самого адсорбированного атома.

В этой работе мы сообщаем о первом наблюдении ЭСР субмонослойной пленки более тяжелого адсорбата — кислорода — и об исследовании энергетической зависимости эффективного сечения этого процесса, которая указывает на то, что ЭСР может инициироваться электронными переходами не только в адатомах, но и в подложке.