

- [7] Леванюк А. П., Минюков С. А. ФТТ, 1983, т. 25, № 9, с. 2617—2622.
 [8] Дикштейн И. Е. ФТТ, 1986, т. 28, № 6, с. 1748—1753.
 [9] Балашова Е. В., Леманов В. В., Шерман А. Б. ФТТ, 1986, т. 28, № 9, с. 2717—2721.
 [10] Красильников В. А., Крылов В. В. Акуст. журн., 1980, т. 26, № 5, с. 732—734.
 [11] Андреев А. Ф., Косевич Ю. А. ЖЭТФ, 1981, т. 81, № 4 (10), с. 1435—1443.
 [12] Kragler R. Sol. St. Commun., 1980, vol. 35, № 5, p. 429—431.
 [13] Косевич А. М., Косевич Ю. А., Сыркин Е. С. ЖЭТФ, 1985, т. 88, № 3, с. 1089—1097.
 [14] Косевич Ю. А., Сыркин Е. С. ЖЭТФ, 1985, т. 89, № 6 (12), с. 2221—2229.

ВНИЦПВ
Москва

Поступило в Редакцию
5 февраля 1987 г.
В окончательной редакции
3 июня 1987 г.

УДК 539.2 : 535.231.2

Физика твердого тела, том 29, в. 10, 1987
Solid State Physics, vol. 29, № 10, 1987

РАССЕЯНИЕ СВЕТА СВОБОДНЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННЫХ УЗКОЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. А. Войтенко

Комбинационное рассеяние света (КРС) флуктуациями импульса электронов \mathbf{p} , которым обычно пренебрегалось [1], является существенным в узкощелевых полупроводниках. Указанный механизм КРС ограничивает столкновительное сужение спектров, наблюдавшееся ранее в ряде полупроводников при увеличении концентрации примесей N [2, 3].

Основной вклад в диэлектрическую восприимчивость электронов, описывающий КРС флуктуациями их импульса, имеет вид

$$\delta\chi_{ik} = \frac{e^2}{m\omega_I^2} B(\omega_I) \int \frac{2d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \left(p_i p_k - \frac{1}{3} p^2 \delta_{ik} \right) f_p, \quad (1)$$

$$B(\omega_I^2) = \frac{2}{3} \frac{P_{cv}^4}{m^3 E_g} \frac{E_g^2 + (\hbar\omega_I)^2}{[E_g^2 - (\hbar\omega_I)^2]^2}, \quad (2)$$

ω_I — частота падающего света, f_p — функция распределения электронов, P_{cv} и $E_g > 0$ — параметры модели Кейна [1]. Формула (2) применима при условии $|E_g - \hbar\omega_I + i\gamma| \gg |\hbar\omega_I - \omega_s|$, выполненном в стандартных экспериментах по КРС, в которых ω_I находится в резонансе с энергетической щелью между зонами Γ_6 и Γ_7 . Случай $E_g < 0$, соответствующий инверсному расположению зон Γ_6 и Γ_8 , аналогичен рассмотренной в [4] задаче о КРС свободными дырками. При условии $ql \ll 1$ ($\hbar q$ — импульс, переданный при рассеянии, l — длина свободного пробега электронов) спектральная зависимость сечения КРС определяется столкновительной релаксацией электронной функции распределения f_p , имеющей анизотропию второго полинома Лежандра, к равновесному значению $f_p^{(0)}$. Задача такого типа впервые рассматривалась в [5] при описании спектров горячей фотолюминесценции (ГФЛ). В этом случае f_p описывает сильно неравновесное состояние фотовозбужденных носителей тока, в котором упругие столкновения несущественны. Поэтому релаксация анизотропии распределения f_p и энергии происходят коррелированно за время $\tau_{p_2} \sim \tau_e$. Аналогичная ситуация имеет место при КРС фотовозбужденной плазмой [6].

С другой стороны, при КРС электронами сильно легированных полупроводников f_p близка к равновесной (фермиевской) функции распределе-

вия $f_e^{(0)}$, в силу чего $\tau_e \gg \tau_{p_2}$. В этом случае при решении нестационарной задачи о релаксации малой начальной флуктуации (1), сводящейся к начальной соответствующей функции отклика, можно пренебречь энергетической релаксацией [7]. Описанная процедура приводит к следующему выражению для сечения КРС

$$\frac{d\Sigma}{d\omega d\Omega} = \frac{3T}{10\pi} \left[\frac{e^2}{mc^2} B(\omega_I) \right]^2 \left(1 + |\mathbf{e}_I \mathbf{e}_S^*|^2 - \frac{2}{3} |\mathbf{e}_I \mathbf{e}_S^*|^2 \right) \times \\ \times \int \frac{2d^3p}{(2\pi\hbar)^3} p^4 \frac{\partial f_e^{(0)}}{\partial \zeta} \frac{\tau_{p_2}}{1 + (\omega\tau_{p_0})^2} \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{e}_I, \mathbf{e}_S$ — векторы поляризации падающего и рассеянного света; $\omega = \omega_I - \omega_S$ — изменение частоты при рассеянии; ζ — химический потенциал электронов. Согласно (3), КРС флуктуациями импульса является симметричным и имеет дисперсионную форму линии с полушириной $\Gamma = = 1/\tau_{p_2}$, определяемой столкновениями электронов с примесями. Кроме описанного выше процесса в низкочастотной области спектра $\omega \ll \zeta/\hbar$ проявляются ряд других механизмов КРС [1-3]: при $\mathbf{e}_I \perp \mathbf{e}_S$ — спектр КРС определяется флуктуациями спина и импульса, а при $\mathbf{e}_I \parallel \mathbf{e}_S$ — энергии и импульса. Соответствующие относительные сечения равны

$$\frac{d\Sigma^{(s)}}{d\Sigma^{(p)}} \sim \frac{m^2 E_g}{m^* P_{cs}^2} \left(\frac{\Delta}{\zeta} \right)^2 \left\{ \frac{\hbar\omega_I (2E_g + \Delta) [E_g^2 - (\hbar\omega_I^*)^2]}{[E_g^2 + (\hbar\omega_I)^2] [(E_g + \Delta)^2 - (\hbar\omega_I)^2]} \right\}, \quad (4)$$

$$\frac{d\Sigma^{(s)}}{d\Sigma^{(p)}} \sim \frac{m^2 E_g}{m^* P_{cs}} \left(\frac{10T}{\zeta} \right)^2 R(\omega_I), \quad (5)$$

где Δ — энергия спин-орбитального взаимодействия, $R(\omega_I)$ — рациональная функция, близкая единице при нерезонансных ω_I . Из (4), (5) видно, что в обычных полупроводниках (типа n -InP) в соответствии с [1] при реально достижимых N КРС флуктуациями спина доминирует над КРС флуктуациями импульса. В узкощелевых полупроводниках ($E_g \sim \zeta \ll \Delta$) вклады в КРС от флуктуаций импульса и спина сравниваются: $d\Sigma^{(s)}/d\Sigma^{(p)} \sim (\hbar\omega_I/\zeta)^2 \sim 1$. В обоих случаях КРС флуктуациями импульса существенно при $\mathbf{e}_I \parallel \mathbf{e}_S$ и сильном вырождении электронного газа, $T \ll \zeta$, когда флуктуации энергии выморожены. При этом формула (3) переходит в лоренцевский контур, аналогичный полученному в [4].

Хотя в вырожденном случае все описанные выше механизмы КРС характеризуются лоренцевской формой линии, ширина соответствующих лоренцианов ведет себя по разному с изменением N . Из (3) видно, что для КРС флуктуациями импульса ширина растет, в то время как для КРС флуктуациями энергии и спина она убывает с ростом N [8]. Следовательно, при значениях N , соответствующих сильному вырождению электронного газа (для n -InP — $2-3 \cdot 10^{18}$ см⁻³ при $T=300$ К), столкновительное сужение экспериментальных спектров, снятых в геометрии $\mathbf{e}_I \parallel \mathbf{e}_S$, должно смениться их обычным расширением с ростом концентрации примесей.

В заключение отметим, что входящее в (3) время релаксации τ_{p_2} может быть определено независимым образом из спектров ГФЛ [5]. Преимущество КРС для определения времен релаксации состоит в необычайной простоте обработки экспериментальных спектров, представляющих собою лоренцевские контуры.

Л и т е р а т у р а

- [1] Клейн М. В. В кн.: Рассеяние света в твердых телах. М.: Мир, 1979. 392 с.
- [2] Tsen K. T., Bray Ralph. Sol. St. Commun., 1983, vol. 45, N 8, p. 685—687.
- [3] Байрамов Б. Х., Войтенко В. А., Ипатов А. И., Субашиев А. В., Топоров В. В., Яне Э. ФТТ, 1986, т. 28, № 3, с. 754—761.
- [4] Войтенко В. А. ФТТ, 1986, т. 28, № 10, с. 3091—3099.
- [5] Захарченко Б. П., Муллин Д. Н., Перель В. И., Решина И. И. УФН, 1982, т. 136, № 3, с. 459—499.

- [6] Nather H., Quagliano G. J. *Luminescence*, 1985, vol. 30, N 1—4, p. 50—64.
[7] Ipatova I. P., Subashiev A. V., Voitenko V. A. *Sol. St. Commun.*, 1981, vol. 37, N 11, p. 893—895.

Ленинградский политехнический институт
им. М. И. Калинина
Ленинград

Поступило в Редакцию
21 апреля 1987 г.
В окончательной редакции
3 июня 1987 г.

УДК 532.783; 548—14

Физика твердого тела, том 29, в. 10, 1987
Solid State Physics, vol. 29, № 10, 1987

СВОЙСТВА ОПТИЧЕСКИ АКТИВНОГО СМЕКТИЧЕСКОГО C^* ДОМЕНА

Н. Р. Последович

Анализ известных литературных данных [1] позволяет сделать вывод, что образование оптически активного смектического C^* домена приводит к появлению в конфокальном домене характерной полосатой (стрип)-текстуры, легко наблюдаемой с помощью поляризационного микроскопа. Исчезновение стрип-текстуры указывает на исчезновение структурной оптической активности смектического C^* домена, и одним из методов определения шага спирали является измерение расстояния между полосами стрип-текстуры [2].

В данной работе исследовано влияние близких к критическим концентрациям добавок на структурную оптическую активность смектического C^* домена оптически активного амилового эфира октилосибензилиден-амино- α -метилкоричной кислоты (I). В качестве добавок были взяты соединения того же ряда, но не образующие структурно-оптически активную текстуру. Концентрационная зависимость влияния таких добавок на полное исчезновение стрип-текстуры у соединения I было исследовано в [3]. В нашем случае исследуется поведение смектического C^* домена при концентрациях добавок, близких к критическим.

Увеличением концентрации добавки в веществе I достигается такое соотношение компонент смеси, которое приводит к исчезновению стрип-текстуры в отдельных доменах. Если исходить из современных представлений о поведении шага спирали под действием температуры или постоянного электрического поля, то с увеличением указанных параметров шаг спирали также увеличивается и при критических значениях данных величин структурная оптическая активность смектического C^* домена исчезает. Незначительное увеличение концентрации добавки в основное вещество также вначале приводит к возрастанию спирали. Однако с дальнейшим увеличением добавки шаг спирали не стремится непрерывно к бесконечности, а, достигнув некоторой величины, остается постоянным. При этих концентрациях мы наблюдаем исчезновение стрип-текстуры в отдельных доменах при данном положении образца в скрещенных поляроидах. Можно предположить, что исчезновение стрип-текстуры в отдельных доменах обусловлено неодинаковой толщиной ячейки, хотя ясно, что концентрация добавки не должна влиять на этот фактор. Дальнейшее исследование показывает, что это исчезновение стрип-текстуры является кажущимся. Структурно-оптически активный домен приобрел свойства хорошо ориентированного монокристалла. Поворот образца между скрещенными поляроидами приводит к появлению стрип-текстуры в тех доменах, где она ранее не наблюдалась. Поворот образца на 180° показывает попеременное исчезновение и появление ее во всех доменах. В электрическом поле домены с наблюдаемой и ненаблюдаемой стрип-текстурой ведут себя как обычная структурно-оптически активная текстура соединения I .