

Литература

- [1] D.L.White, J. Appl. Phys., 33, 2547, 1962.
[2] B.Tell, Phys. Rev., 136, A772, 1964; C.Elbaum, R.Truell, Appl. Phys. Lett., 4, 212, 1964; H.Kroger, Appl. Phys. Lett., 4, 190, 1964.
[3] R.L.Comstock, R.C.Le Craw, Phys. Rev. Lett., 10, 219, 1963.
[4] С.И.Пекар, ЖЭТФ, 49, 621, 1965.
[5] А.А.Чабан, ФТТ, 9, 3334, 1967.

РЕЗОНАНСНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНСТАНТЫ СПИН-ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЙ СВЯЗИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Л.И.Коровин, С.Т.Павлов

Вычисление констант электрон-фононного взаимодействия в кристаллах, обусловленного короткодействующими силами, как правило, затруднительно из-за необходимости знать потенциальную энергию электрона внутри элементарной ячейки. К таким величинам, в частности, относится константа взаимодействия спина электрона с поперечными оптическими фононами, метод определения которой из данных по гальваномагнитным эффектам неточен, так как он требует разделения вкладов различных механизмов рассеяния.

В настоящей заметке предлагается резонансный способ определения константы d спин-электрон-фононного взаимодействия электронов проводимости в полупроводнике из экспериментов по междузонному магнетооптическому поглощению. Для этой цели может быть использован эффект, аналогичный эффекту Джонсона и Ларсена [1], в котором было обнаружено раздвоение пика междузонного магнетооптического поглощения в InSb в сильном магнитном поле, когда $\Omega_c = \omega_{||}$ (Ω_c — циклотронная частота электронов в зоне проводимости, $\omega_{||}$ — предельная частота продольных оптических (поляризационных) фононов).

Включение в теорию этого эффекта спина электрона приводит к раздвоению магнетооптической осцилляции на два пика в области магнитных полей, таких, что $|g| \mu_0 H \approx \hbar \omega_L$ (g — эффективный фактор спектроскопического расщепления в зоне проводимости, μ_0 — магнетон Бора, H — магнитное поле, ω_L — предельная частота поперечных оптических фононов). Раздвоение осцилляции связано с пересечением двух термов электрон-фононной системы: нижнего спинового уровня плюс оптический фонон и верхнего спинового уровня Ландау с квантовым числом $n = 0$. Включение переворачивающего спин взаимодействия с поперечными оптическими фононами [2] приводит к снятию вырождения в точке пересечения термов и появлению двух ветвей электрон-фононного спектра. Этим объясняется раздвоение магнетооптической осцилляции в данном случае. Спин-фононное взаимодействие с продольными оптическими фононами не снимает указанное вырождение в точке пересечения термов, так как структура гамильтониана $H_{\text{эл.-ф.}}^{(\text{сп})}$ [2]

такова, что квадрат модуля соответствующего матричного элемента перехода с переворотом спина оказывается пропорциональным $k_z^2 (k_z - \text{проекция волнового вектора электрона в начальном состоянии на направление магнитного поля } H)$. Поэтому произведение плотностей начального и конечного состояний, пропорциональное $(k_z k_z')^{-1}$, не приводит к особенности в вероятности перехода в точке $k_z = 0$, а как раз эта особенность и вызывает в конечном счете расщепление термов, обуславливая неприменимость обычной теории возмущений по отношению к слабому спин-электрон-фононному взаимодействию.*

Предполагается, что электрон перебрасывается светом из валентной зоны на верхний спиновый подуровень нулевой зоны Ландау и что разрешен прямой дипольный переход.

Расчет, аналогичный проделанному в [4], с использованием гамильтониана взаимодействия спина электрона с поперечными оптическими фононами [2] приводит к величине расщепления ветвей электрон-фононного спектра (при температуре $T = 0$ и выполнении условия спин-магнетонфононного резонанса $|g| \mu_0 H = \hbar \Omega_c$), равной

$$\hbar \Delta_{\text{сп}} = \frac{3}{2} \eta_{\text{сп}}^{2/3} \hbar \Omega_c, \quad (1)$$

где
$$\eta_{\text{сп}} = \frac{1}{27^{1/2} \pi} \frac{\hbar}{\bar{\rho} \omega_L \ell_H^5} \left(\frac{d}{\hbar \Omega_c} \right)^2 \quad (2)$$

Здесь $\ell_H = (c \hbar / e H)^{1/2}$, $\bar{\rho} = N \bar{M} / V$ — приведенная плотность кристалла, V — объем кристалла, N — число элементарных ячеек в кристалле, $\bar{M} = (M_1 M_2) / (M_1 + M_2)$ — приведенная масса элементарной ячейки; M_1 , M_2 — массы двух атомов ячейки.

Расстояние между указанными максимумами равно $\hbar \Delta_{\text{сп}}$. Используя (1), (2) и экспериментальное значение $\hbar \Delta_{\text{сп}}$, можно определить d . Оценки, проведенные для InSb, показывают, что ожидаемое расщепление максимумов коэффициента поглощения составляет $10^{-4} + 10^{-5}$ эв при резонансном магнитном поле $H \approx 75 \cdot 10^3$ э. Эффект может быть наблюден, если другие механизмы рассеяния (на акустических фононах и нейтральных примесях) уширяют пики поглощения на величину, меньшую расстояния $\hbar \Delta_{\text{сп}}$. В случае температур $\sim 4^\circ\text{K}$ для акустических фононов это условие выполняется хорошо, а допустимая концентрация нейтральных примесей $< 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Сама по себе величина расщепления пика поглощения находится в области разрешимости современной инфракрасной области для длин волн $\sim 10 \text{ мк}$.

Институт полупроводников
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
28 сентября 1967 г.

Литература

- [1] E.J. Johnson, D.M.Larsen. Phys. Rev. Lett., 16, 665, 1966; J.Phys. Soc. Japan, 21 (suppl), 443, 1966.
[2] С.Т.Павлов, Ю.А.Фирсов. ФТТ, 7, 2634, 1965; 9, 1780, 1967.

[3] С.Т.Павлов, Ю.А.Фирсов. ЖЭТФ, 49, 1664, 1965.

[4] Л.И.Коровин, С.Т.Павлов. ЖЭТФ, 53, вып.5(11), 1967.

* По этой же причине спиновое рассеяние на продольных оптических фононах не приводит к спин-магнетофонным осцилляциям поперечного магнетосопротивления $\sigma_{xx}(H)$. Вопрос об этом подробно обсуждается в [3].