

ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ ПРИ СПИНОВОМ РЕЗОНАНСЕ $n - \text{InSb}$

Л.И.Магарилл, В.Н.Созинов

Впервые обнаружена резонансная добавка к эффекту Фарадея, обусловленная оптическими переходами с переворотом спина. Теоретически и экспериментально изучается магнитополевая зависимость величины и знака эффекта при различных ориентациях магнитного поля в кристалле.

Эффекту Фарадея (вращение плоскости поляризации электромагнитной волны при ее прохождении через кристалл в магнитном поле) посвящено много теоретических и экспериментальных работ (см., например, ^{1,2}). В частности, этот эффект исследовался при межзонных переходах в полупроводниках ³, для свободных носителей в области циклотронного резонанса ⁴. В работе ⁵ изучалась добавка к этому эффекту, учитывающая спиновую поляризацию электронов в квантующем магнитном поле. В настоящем сообщении приводятся результаты изучения резонансного вклада в угол Фарадея, обусловленного электронными переходами с переворотом спина.

Угол Фарадея, приходящийся на единицу пройденного волной пути, определяется различием в коэффициентах преломления лево- и правополяризованной волн и может быть выражен через действительную часть недиагональной компоненты тензора динамической проводимости:

$$\psi = \frac{2\pi}{cn_\omega} \text{Re}\sigma_{yx}(\omega),$$

где n_ω - коэффициент преломления в отсутствие магнитного поля, c - скорость света в вакууме, ω - частота излучения; ось z - направлена вдоль магнитного поля.

Существует два основных механизма, обуславливающих оптические переходы с переворотом спина электрона. Один из них связан с нецентроинверсностью кристалла ⁶, другой - с зависимостью g -фактора от квазиимпульса ⁷. Указанные механизмы соответствуют учету в электронном гамильтониане слагаемых $\delta_0(\vec{\sigma} \cdot \vec{\chi})$ и $\tilde{g}\mu_B[(\vec{k} \cdot \vec{\sigma})(\vec{k} \cdot \vec{H}) + (\vec{k} \cdot \vec{H})(\vec{k} \cdot \vec{\sigma})]$, где $\vec{\sigma}$ - матрицы Паули, μ_B - магнетон Бора, $\hbar\vec{k}$ - импульс электрона в магнитном поле \vec{H} ; в главных осях кристалла $\chi_x = k_y k_x k_y - k_z k_x k_z$ (χ_y, χ_z получаются циклической перестановкой). Параметры δ_0 и \tilde{g} - характеризуют данные механизмы.

Для первого механизма в случае заполнения лишь нижней спиновой подзоны (суперквантовый предел) находим:

$$\text{Re}\sigma_{yx}^{(1)} = \frac{n_e e^2 \delta_0^2 \beta^2}{4\hbar^3 \omega_s a^4} - \frac{\Delta}{\Delta^2 + \Gamma^2} \left[\frac{1}{(1-\beta)^2} |B_{(233)}|^2 - \frac{1}{(1+\beta)^2} |B_{(133)}|^2 \right] \quad (1)$$

где n_e - концентрация электронов, $\Delta = \omega - \omega_s$ - расстройка резонанса, $\hbar\omega_s = |g|\mu_B H$, $\beta = \frac{m}{2m_0} g$, g - g -фактор, m - эффективная масса, Γ - феноменологически введенная полуширина резонанса, a - магнитная длина. Коэффициенты B_{ijk} зависят от ориентации магнитного поля относительно кристаллографических осей. Выражения для них приведены в ⁶. Для интересующих нас направлений \vec{H} из ⁶ определяем: $|B_{(133)}|^2 = 1$, $|B_{(233)}|^2 = 0$ при $\vec{H} \parallel [001]$, $|B_{(233)}|^2 = \frac{4}{3}$, $B_{(133)} = 0$ при $\vec{H} \parallel [111]$, $B_{(133)} = B_{(233)} = 0$ при $\vec{H} \parallel [011]$.

Для второго механизма имеем:

$$\text{Re}\sigma_{yx}^{(2)} = \frac{2n_e e^2 \tilde{g} m \bar{e}}{\hbar \omega_s m_0^2 a^4} \frac{\Delta}{\Delta^2 + \Gamma^2}, \quad (2)$$

где $\bar{\epsilon}$ - средняя продольная энергия. В случае невырожденной статистики $\bar{\epsilon} = \frac{T}{2}$ (T - температура решетки в энергетических единицах). Данный вклад, в отличие от первого, является изотропным.

Для регистрации малого резонансного вклада в угол Фарадея от спиновых переходов использовалась следующая методика: в окрестности спинового резонанса измерялась магнитопольевая зависимость пропускания линейно-поляризованного излучения через образец и установленный за ним поляризатор. Интенсивность прошедшего таким образом илучения будет пропорциональна

$$I(\varphi) \propto D^+ + D^- + 2\sqrt{D^+D^-} \cos(2\varphi - 2\psi). \quad (3)$$

Здесь $D^\pm = \exp(-\alpha_\pm d)$, где α_\pm - суммарный коэффициент поглощения право- (+) и левополяризованного (-) излучения, учитывающий циклотронные и спиновые переходы, φ - угол между осью поляризатора и вектором поляризации падающего излучения, ψ - угол Фарадея, d - толщина образца. Формула (3) справедлива при выполнении условия $R_\pm D^\pm \ll 1$ ("простое" прохождение; R - коэффициент отражения от границы вакуум - полубесконечная полупроводниковая среда), что соответствует условиям эксперимента. Из (3) видно, что измеряя интенсивности прошедшего излучения при трех фиксированных положениях поляризатора, например, при $\varphi = 0, \pi/4, \pi/2$ можно восстановить зависимость угла Фарадея от магнитного поля по формуле

$$\operatorname{tg} 2\psi = 2 \frac{I(\pi/4) - I(\pi/2)}{I(0) - I(\pi/4)} - 1.$$

После вычитания монотонной составляющей, связанной с фарадеевским вращением на "крыле" циклотронного резонанса, получим резонансную часть $\psi_s(H)$, обусловленную спиновым переходом.

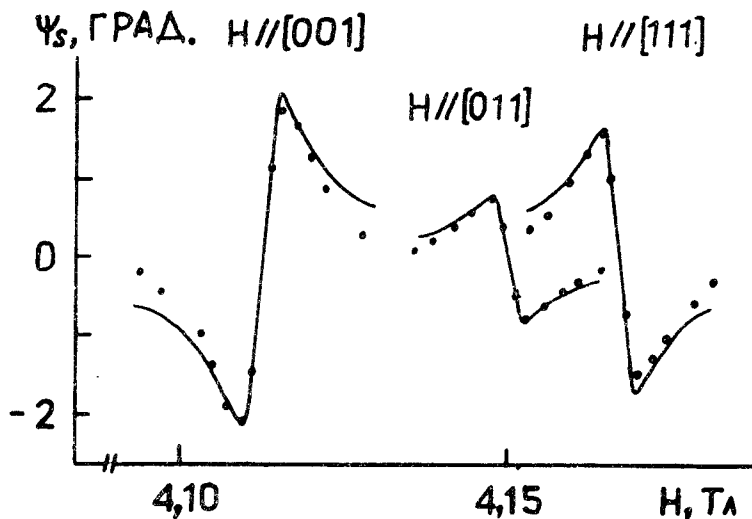


Рис. 1. Зависимость спинового вклада в угол Фарадея от магнитного поля при трех ориентациях

Эксперимент проводился при 4,2К с применением субмиллиметрового лазера с длиной волны $\lambda = 118,8$ мкм, на образцах n -InSb с концентрацией электронов n_e в магнитном поле $\sim 4,15$ Т, равной $3,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, и толщиной 10 мм. Ориентации образцов вдоль этого размера были [001], [011], [111]. На рисунке точками показаны экспериментальные магнитопольевые зависимости спинового вклада в эффект Фарадея для трех ориентаций магнитного поля в кристаллах. Сдвиг положений резонансов в магнитном поле связан с анизотропией g -фактора⁸.

При $\vec{H} \parallel [011]$ вклад в эффект дает только механизм, связанный с зависимостью g -фактора от квазиимпульса (выражение (2)). Подставляя в это выражение экспериментально измеренную ширину линии резонанса, подгоняем параметр \tilde{g} так, чтобы совпали экстремумы теоретической и экспериментальной зависимостей $\psi_s(H)$. Найденный таким образом параметр \tilde{g} оказался равным $0,6 \cdot 10^{-12} \text{см}^2$.

При $\vec{H} \parallel [001]$ и $\vec{H} \parallel [111]$ работают оба вклада, причем первый из них существенно больше. В соответствии с выражением (1) кривые $\psi_s(H)$ имеют в этих ориентациях разные знаки и амплитуды. При $\vec{H} \parallel [111]$ величины эффекта, связанные с обоими механизмами складываются, а при $\vec{H} \parallel [001]$ вычитаются. Используя выражения (1), (2) можно описать экспериментальные точки при этих ориентациях, принимая параметр $\delta_0 = 4,2 \cdot 10^{-34} \text{эрг} \cdot \text{см}^3$.

Как видно на рисунке, существует значительное различие в формах линий теоретической и экспериментальной зависимостей. Для лучшего согласования кривых при получении теоретического выражения необходимо учесть то, что в n -InSb форма линии спинового резонанса определяется не только спиновой релаксацией (параметр Γ), но и непараболичностью энергетического спектра электрона, которая в этом материале не мала.

Полученное в настоящей работе значение параметра δ_0 хорошо согласуется с полученным в работе ⁹ $\delta_0 = 3,6 \cdot 10^{-34} \text{эрг} \cdot \text{см}^3$. Что касается параметра \tilde{g} , то указанное выше значение меньше, чем определенное в работе ¹⁰ $\tilde{g} = 1,9 \cdot 10^{-12} \text{см}^2$.

Литература

1. Piller H. In "Semiconductors and Semimetals" (ed. by R.K. Willardson and A.C. Beer), 1972, 8, 103.
2. "Optical properties of Solids" (ed. by F. Abeles), Amsterdam, London, 1972, p. 366.
3. Boswarva I.M. et al. Proc. Roy Soc. A, 1962, 269, 125.
4. Smith S.D. et al. J. Phys. Chem. Sol., 1959, 11, 131.
5. Agarwal R.L. et al. Appl. Phys. Lett., 1988, 53, 2656.
6. Раиба Э.И., Шека В.И. ФТТ, 1961, 3, 1735.
7. Шека В.И. ФТТ, 1964, 6, 3099.
8. Barticevic Z. et al. Phys. Rev. B, 1987, 35, 7464.
9. Chen Y.-F. et al. Phys. Rev. B, 1985, 32, 890.
10. Магарилл Л.И. и др. ЖЭТФ, 1990, 96, 950.

Институт физики полупроводников
Сибирского отделения
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 ноября 1990 г.