

РЕЗОНАНСНЫЙ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ПРИ ЯМР ЯДЕР РЕШЕТКИ ПОЛУПРОВОДНИКА

М.Н.Ткачук, Б.П.Захарченя, В.Г.Флейшер

Сообщается о первом экспериментальном наблюдении сигналов ЯМР при измерении фототока, обусловленного асимметрией рассеяния оптически ориентированных электронов в полупроводниках типа $A^{III}B^V$. Результаты фотогальванических измерений сопоставляются с данными, полученными из оптических экспериментов.

Оптическое охлаждение ядерной спин системы полупроводника в условиях ориентации электронов светом приводит к появлению ядерной поляризации вдоль внешнего магнитного поля \mathbf{H} ¹. Изменение этой поляризации при ЯМР приводит к изменению эффективного сверхтонкого поля $\mathbf{H}_N = a\beta\mathbf{H}$ (β – обратная спиновая температура ядер, a – константа), действующего со стороны ядер на электронные спины. Таким образом, ЯМР можно детектировать косвенно по любому эффекту, в котором проявляется зависимость среднего спина электронов \mathbf{S} от магнитного поля $\mathbf{H} + \mathbf{H}_N$. В частности, ЯМР в полупроводниках успешно детектируется оптически в экспериментах по магнитной деполяризации рекомбинационного излучения ².

В недавно обнаруженном поверхностном фотогальваническом эффекте, обусловленном оптической ориентацией спинов ³, реализуется связь импульса электронов с их спином ⁴, приводящая к появлению тока вдоль поверхности полупроводника. В этом эффекте также заложена возможность проявления резонансных изменений поля \mathbf{H}_N , поскольку фототок зависит от ориентации электронов.

Следует, однако, отметить, что при оптическом детектировании ЯМР "используются" электроны, рекомбинирующие через донорные центры и взаимодействующие лишь с сильно поляризованными ядрами решетки в непосредственной близости от этих центров. При фотогальваническом же эффекте электроны проводимости, создающие поверхностный фототок, "чувствуют" значительно более слабое поле ядер, усредненное по всей приповерхностной области кристалла. Тем не менее, приводимые ниже результаты показывают, что и в условиях фотогальванического эффекта происходит резонансные изменения поверхностного фототока при ЯМР на ядрах решетки.

Вставка на рис. 1 иллюстрирует геометрию эксперимента. Ток асимметричного рассеяния вдоль поверхности полупроводника $j_S \propto [\vec{\nabla}s \times \mathbf{S}]_X$ и пропорционален S_Y ³. Здесь \mathbf{S} – средний спин электронов, а $\vec{\nabla}s$ – градиент спиновой плотности, возникающий в результате спиновой диффузии вглубь кристалла.

Для исключения фотогальванических эффектов, не связанных со спиновой ориентацией электронов, применялась модуляция циркулярной поляризации света с помощью кварцевых модуляторов, работающих на частотах 30 и 50 кГц. При этом эффективная поляризация ядер в полях $H > H_L$ (H_L – локальное поле ядер) возможна лишь в условиях резонансного охлаждения ядерной спин-системы в поле электронов $\mathbf{H}_e \propto \mathbf{S}$, осциллирующем с частотой ω_0 , близкой к частоте ЯМР ⁵.

Процесс резонансного охлаждения сопровождается возникновением поля \mathbf{H}_N несмотря на быструю смену направления поляризации электронов. На опыте проявляется постоянная составляющая этого поля H_{NX} (вдоль \mathbf{H}), которая зависит от H по дисперсионному закону:

$$H_{NX} = h_N \frac{(H_0 - H)S^2 \sqrt{H_e^2 + H_L^2}}{(H_0 - H)^2 + H_e^2 + H_L^2}, \quad (1)$$

где $H_0 = \omega_0/\gamma_I$, γ_I – ядерное гиромагнитное отношение и h_N – константа. Это поле влияет на средний спин электронов \mathbf{S} , причем при оптическом детектировании ЯМР и в фотогальваническом эффекте проявляются разные проекции \mathbf{S} , которые в магнитном поле $\mathbf{H} + \mathbf{H}_N$ описываются выражениями

$$S_Z = S_0 / [1 + (H + H_{NX})^2], \quad (2)$$

$$S_Y = S_Z(H + H_{NX}). \quad (3)$$

Где S_0 – средний спин электронов в отсутствие магнитного поля (здесь и далее магнитное поле измеряется в единицах $\mu_e T_S / \hbar$, где μ_e – магнитный момент и T_S – время существования спиновой ориентации электронов).

Проекция $S_Z \propto \rho$ — степени циркулярной поляризации рекомбинационного излучения, а S_Y — определяет ток асимметричного рассеяния j_S . Наиболее благоприятные условия наблюдения этого тока реализуются вблизи температуры жидкого азота. Чтобы обнаружить влияние ядерной поляризации на фотогальванический эффект был выбран кристалл $\text{Ga}_{0,73}\text{Al}_{0,27}\text{As}$, легированный Zn ($N_{\text{Zn}} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$), в котором поле ядер H_N проявляется в оптических измерениях при температурах ниже 90 К. На рис. 1 представлены экспериментальные результаты, полученные на этом кристалле при 77 К и длине волны возбуждающего света 632,8 нм. Для улучшения отношения сигнал/шум использовалась техника накопления. Кривая (а) описывает ход деполяризации люминесценции в поперечном магнитном поле, кривая (б) — сигнал фотоэдс, возникающей в кристалле. В обоих случаях в окрестности резонансных значений поля H (отмечены стрелками) наблюдаются особенности, связанные с резонансным охлаждением спиновой системы ядер решетки. Эти особенности имеют характерный вид кривых дисперсии с центром в $H_0 = \omega_0/\gamma_I$. При изменении частоты ω_0 положение дисперсионного контура соответственно изменялось. Далее мы ограничимся анализом зависимостей $\rho(H)$ и $j_S(L)$ в области полей, соответствующих ЯМР ядер решетки. На рис. 2

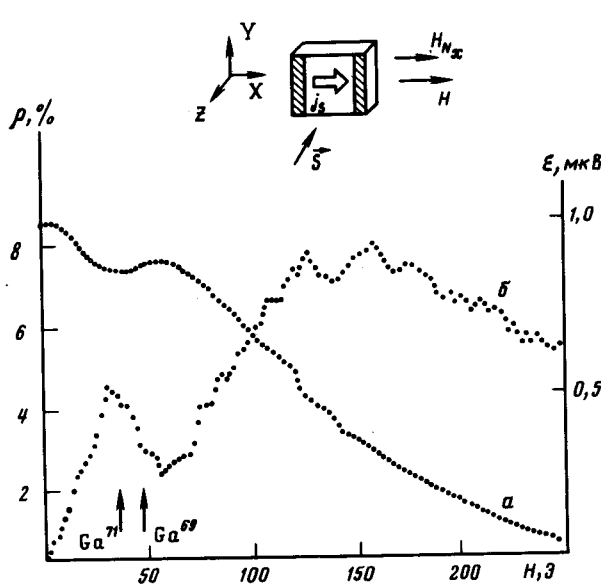


Рис. 1. а — деполяризация люминесценции в поперечном магнитном поле, б — зависимость фотоэдс, возникающей на поверхности кристалла от магнитного поля. Время накопления: 4 минуты — для (а), 2 часа — для (б)

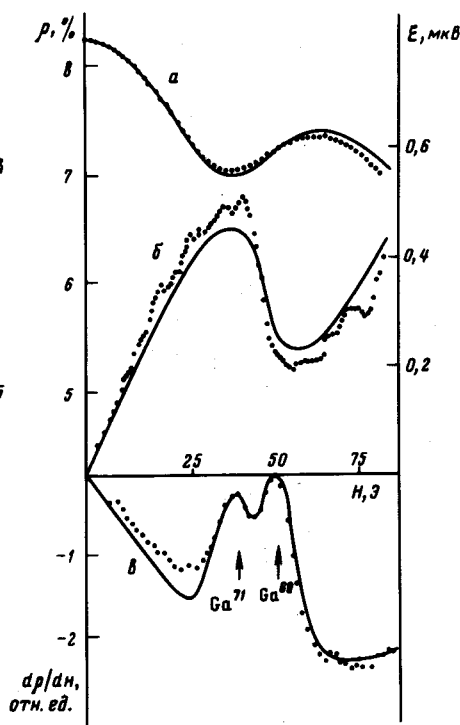


Рис. 2. а — деполяризация люминесценции, б — сигнал фотоэдс, в — зависимость производной dp/dH от магнитного поля. Сплошные линии — результат расчета по формулам (1) — (3) при следующих значениях параметров: $h_N(\text{Ca}^{69}) = 2,63 \text{ кЭ}$, $h_N(\text{Ca}^{71}) = 2,25 \text{ кЭ}$, $H_e^2 + H_L^2 = 352 \text{ Э}^2$ (для а, б), $h_N(\text{Ca}^{69}) = 91,7 \text{ Э}$, $h_N(\text{Ca}^{71}) = 792 \text{ Э}$, $H_e^2 + H_L^2 = 69 \text{ Э}^2$ (для в)

представлены результаты более точных измерений в этой области. Сплошные кривые рассчитаны по формулам (1) — (3) с учетом поля H_N , создаваемого ядрами Ga^{69} и Ga^{71} . Хотя в кристалле GaAlAs все ядра решетки имеют магнитный момент, в резонансном охлаждении проявляется ядерное поле только изотопов Ga. Влияние остальных ядер решетки в значительной степени ослаблено квадрупольным взаимодействием⁶. Линии ЯМР изотопов Ga^{69} и Ga^{71} на зависимостях $\rho(H)$ и $j_S(H)$ рис. 1 и рис. 2 (а, б) сливаются. Это связано, во-первых, с тем, что наложение двух близких линий ЯМР, имеющих форму кривых дисперсии не-

благоприятно для их визуального разделения и, во-вторых, из-за уширения линий ЯМР, обусловленного осциллирующим полем электронов H_e , играющим роль переменного магнитного поля.

Большой запас в отношении сигнал/шум в оптических измерениях позволил проводить эксперименты при неглубокой модуляции степени циркулярной поляризации возбуждающего света, значительно меньшей, чем необходимо для наблюдения фотогальванического эффекта. При этом средний электронный спин S и, соответственно, электронное поле H_e и полуширина линий ЯМР имели меньшую величину. Кроме того, с помощью слабой модуляции поля H измерялась производная dp/dH , что позволило дополнительно улучшить условия разрешения линий ЯМР изотопов Ga^{69} и Ga^{71} (см. рис. 2в). Сплошная кривая на рис. 2, в получена дифференцированием по H уравнения (2). Как видно из рисунка, имеется хорошее совпадение результатов расчета и эксперимента при $H > 25$ Э. Расхождение при $H < 25$ Э обусловлено эффектом нерезонансного охлаждения ядерной спин-системы в осциллирующем электронном поле, которое проявляется в слабых полях 7 , но не учитывалось при расчете кривой dp/dH .

Обнаружение резонансного изменения фототока на частоте ЯМР свидетельствует об эффективном спиновом обмене электронов проводимости и локализованных электронов, в результате которого их средние спины быстро выравниваются. При этом изменение S локализованных электронов, гораздо более эффективно взаимодействующих с ядрами решетки, вызывает соответствующее изменение среднего спина электронов проводимости.

Литература

1. Optical Orientation, Mod. Prob. in Cond Matt. Sci., v. 8, North-Holland Phys. Publ., p. 11.
2. *ibid.*, p. 173.
3. Бакун А.А., Захарченя Б.П., Рогачев А.А., Ткачук М.Н., Флейшер В.Г. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 464.
4. Аверкиев Н.С., Дьяконов М.Н. ФТП, 1983, 17, 629.
5. Калевич В.К., Кульков В.Д., Флейшер В.Г. ФТТ, 1980, 22, 1208; Меркулов И.А., Ткачук М.Н. ЖЭТФ, 83, 620.
6. Новиков В.А., Флейшер В.Г. ЖЭТФ, 1978, 74, 1026.
7. Флейшер В.Г., Джоиев Р.И., Захарченя Б.П. Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, 22; Меркулов И.А. ЖЭТФ, 1980, 79, 1036.