

ОПТИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЯДЕР В GaAs/AlGaAs КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ

В.К.Калевич, В.Л.Корнев, О.М.Федорова

Впервые в квантово-размерных структурах зарегистрирована поляризация ядер кристаллической решетки оптически ориентированными электронами. Получено выражение для скорости поляризации ядер невырожденным двумерным электронным газом. В результате сопоставления расчетного и определенного экспериментально времен продольной релаксации ядер сделан вывод, что в исследованных квантовых ямах GaAs/AlGaAs в интервале температур 2 - 77К ответственными за поляризацию ядер являются локализованные носители заряда.

В последние два десятилетия метод оптической ориентации широко использовался для поляризации и исследования свойств ядерных спиновых систем объемных полупроводников¹⁻⁴.

Настоящее сообщение посвящено первому наблюдению поляризации ядер кристаллической решетки оптически ориентированными носителями в квантово-размерных структурах. В квантовых ямах GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As в интервале температур 2-77К ядерная поляризация составила несколько процентов. Значительная величина поляризации свидетельствует о локализации носителей заряда, ответственных за поляризацию ядер. Для доказательства такого утверждения нами получено выражение для времени продольной ядерной релаксации, обусловленной взаимодействием с двумерным электронным газом. Оценка этого времени показала, что оно существенно больше наблюдавшегося на эксперименте, что и подтверждает сделанный вывод о роли локализованных состояний.

1. Эксперимент выполнен на выращенной методом МОС-гидридной эпитаксии квантово-размерной гетероструктуре GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As⁵ с одиночной квантовой ямой толщиной 100 Å в интервале температур 2-77 К. Оптически поляризованные двумерные электроны в слое GaAs возбуждались σ - светом с длиной волны 7525 Å, направленным вдоль оси z по нормали к поверхности образца (рис. 1). Измеряемой величиной являлась степень ρ круговой поляризации люминесценции, регистрируемой "на отражение" вдоль оси z . $\rho \sim S_z$ ⁶ (\vec{S} - средний спин электронов).

Измерение кривых магнитной деполяризации люминесценции позволяет исследовать оптическую поляризацию ядер. Обусловлено это тем, что в полупроводниках типа GaAs оптическая ориентация электронов сопровождается динамической поляризацией ядер решетки кристалла ¹⁻⁴. В свою очередь эффективное поле поляризованных ядер \vec{H}_N воздействует на средний спин ориентированных электронов \vec{S} , что приводит к сложной зависимости поляризации люминесценции от внешнего магнитного поля \vec{H} , ²⁻⁴.

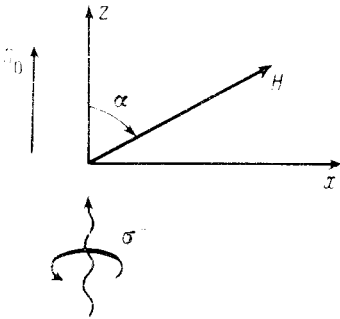


Рис. 1. Геометрия эксперимента

Наиболее универсально поле ядер \vec{H}_N проявляется в том случае, когда поле \vec{H} направлено под некоторым углом α к возбуждающему лучу (рис.1). При этом поле \vec{H}_N увеличивает или уменьшает (в зависимости от знака) действие поперечной к \vec{S} компоненты внешнего поля.

Экспериментальные кривые магнитной деполяризации люминесценции исследованной структуры для угла $\alpha = 85^\circ$ и $T = 2$ К приведены на рис. 2.

Кривая 1, с целью устранения ядерных эффектов ², измерена при переменной с высокой частотой круговой поляризации возбуждающего света. Для этого возбуждающий луч пропускался через фотоупругий модулятор поляризации ⁷, работающий на частоте 34 кГц. В этом случае динамическая поляризация не успевает следить за быстрой сменой направления среднего спина электронов, и ядерное поле \vec{H}_N отсутствует. Поэтому кривая 1 является чисто электронной кривой Ханле, она симметрична относительно оси ординат и имеет максимум при $H = 0$.

Кривая 2 получена при постоянной круговой поляризации возбуждающего света. Она имеет два дополнительных максимума: при $H \approx 2,5$ кЭ и $H \approx 40$ Э. Максимум в области больших магнитных полей связан с компенсацией ядерным полем $H_N \sim S_H = S(H = 0) \cos \alpha$ внешнего поля ^{2,3}. Дополнительный максимум в сравнительно слабом поле, приведенный на вставке на рис. 2, возникает в результате компенсации продольной составляющей внешнего поля H_z полем сверхтонкого взаимодействия H_e , создаваемого поляризованными электронами на ядрах ³. В области этого максимума поляризации ядер не возникает, так как в этом случае ядра оказываются в суммарном магнитном поле по величине близком к нулю. Направление ядерного поля \vec{H}_N определяется знаком произведения гиромангнитного отношения ядер γ и g -фактора электронов. В исследованных структурах у всех изотопов $\gamma > 0$. При этом оказывается ³, что в кристаллах с отрицательным g -фактором дополнительные максимумы расположены при одном знаке, а при $g > 0$ при разных знаках внешнего поля H . Из кривой 2 на рис. 2 видно что, как и в объемном GaAs, в квантовой яме g -фактор электронов отрицателен.

Прямым подтверждением поляризации ядер является наблюдение сигнала ЯМР. При воздействии РЧ поля на частоте ЯМР поляризация ядер уменьшается и, следовательно, уменьшается поле H_N . Это уменьшение ядерного поля приводит к резкому изменению ρ , если величина поля H в окрестности допол-

нительного максимума, где происходит компенсация ядерного поля внешним, выбрана такой, что производная $d\rho/dH$ велика. Спектр ЯМР квантово-размерного слоя GaAs полученный при медленном изменении частоты РЧ поля с амплитудой $2H_1 = 0,48$ Э в поле $H = 753$ Э, приведен на рис. 3. Как видно из рисунка, зарегистрированы сигналы от всех трех изотопов кристаллической решетки GaAs.

Измерение ядерного поля H_N с помощью эффекта Ханле в наклонном поле позволяет определить величину среднего спина ядер $\langle I \rangle$, так как $\vec{H}_N = h_N \langle I \rangle$. Из кривой 2 на рис. 2 находим, что $H_N \approx 2,5$ кЭ. Используя значение поля $h_N = 35,3$ кЭ⁸, вычисленное для объемного GaAs, находим, что в данном образце $\langle I \rangle \approx 7\%$. Отметим, что вплоть до $T = 77$ К ядерная поляризация составила $\sim 1\%$.

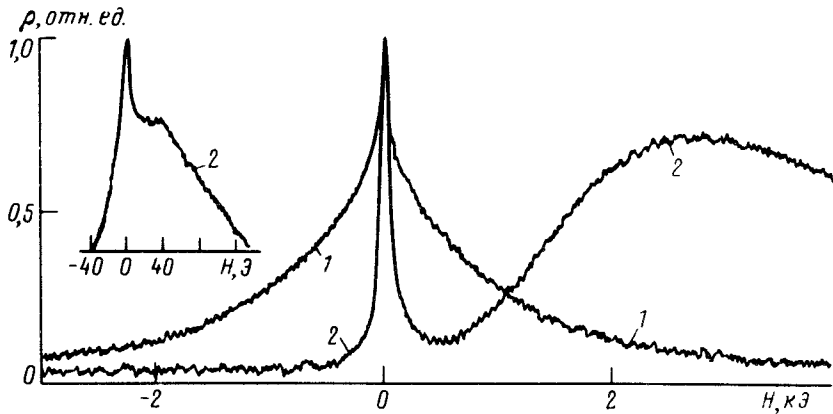


Рис. 2. Экспериментальные кривые Ханле для одиночной квантовой ямы, полученные при переменной с частотой 34 кГц (1) и постоянной (2) круговой поляризации возбуждающего света. $T = 2$ К, $\alpha = 85^\circ$

Время T_1 продольной релаксации ядер определялось из переходных процессов при включении РЧ поля с частотой ЯМР. При этом найдено, что $T_1 < 1$ с.

2. Для ответа на вопрос, какие электроны ответственны за поляризацию ядер в квантовых слоях, оценим времена ядерной релаксации, обусловленной контактным сверхтонким взаимодействием со свободными и локализованными электронами, и сопоставим их с определенным экспериментально временем T_1 .

Для оценки воспользуемся обычной формулой динамического усреднения:

$$T_{1e}^{-1} = \omega^2 \tau_C$$

где ω - частота прецессии спина ядра в случайном поле сверхтонкого взаимодействия, τ_C - время корреляции этого поля. Если электрон занимает объем v_0 , то величину ω^2 можно оценить по формуле⁴

$$\omega^2 \sim (A/\hbar N)^2 F.$$

Здесь A - константа сверхтонкого взаимодействия, $N \sim v_0/\Omega$ - число ядер в области v_0 (Ω - объем элементарной ячейки), F - число электронов в этой области. Величина $A/\hbar N$ есть частота прецессии ядерного спина в магнитном поле, создаваемом одним электроном.

Для свободных невырожденных электронов в квантовой яме шириной d объем $v_0 \sim \lambda^2 d$, где λ - дебройлевская длина волны (в объемном полупроводнике

$v_0 \sim \lambda^3$). При этом $F \sim nv_0$ (n - концентрация электронов) и время корреляции есть время пробега электроном расстояния порядка λ : $\tau_C \sim m\lambda^2/\hbar$, где m - эффективная масса электронов. Тогда

$$T_{1e}^{-1} \sim A^2 \Omega^2 n m \hbar^{-3} d^{-1}, \quad (1)$$

Строгий расчет по стандартной схеме⁹, проведенный в предположении бесконечно высокого барьера и вымораживания свободных электронов на первом уровне размерного квантования, показывает, что скорость спин-решеточной релаксации ядер, находящихся на расстоянии z от центра ямы, определяется выражением:

$$T_{1e}^{-1}(z) = A^2 \Omega^2 n m \hbar^{-3} d^{-1} \cos^4(\pi z d^{-1}). \quad (2)$$

При $d = 100 \text{ \AA}$, $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $A = 10^{-16}$ эрг для ядер в центре ямы время $T_{1e}(0) = 500$ с.

Следует обратить внимание, что время ядерной релаксации на свободных электронах в квантовой яме не зависит от температуры, в отличие от объемного полупроводника, где $T_{1e} \sim T^{-1/2}$ ⁹.

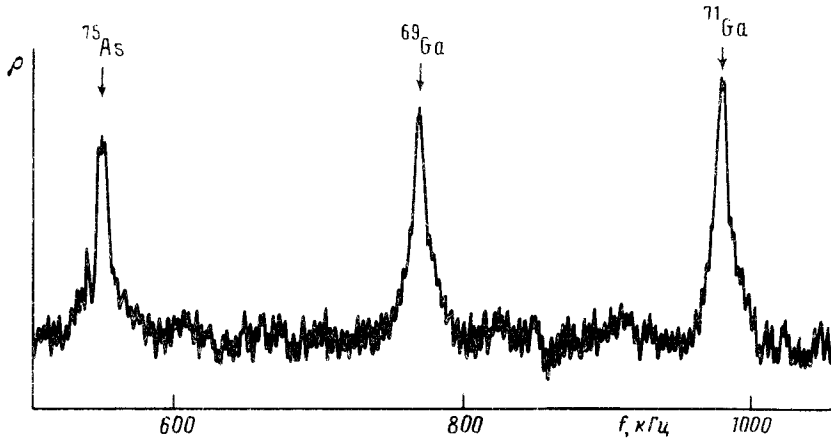


Рис. 3. Спектр ЯМР квантово-размерного слоя GaAs толщиной 100 \AA . $H = 753 \text{ Э}$, $\alpha = 35^\circ$, $T = 2 \text{ К}$. Амплитуда РЧ поля $2H_1 = 0,48 \text{ Э}$

Формула (1) может быть использована для оценки скорости релаксации на свободных экситонах. При этом в качестве n и m в (1) следует подставлять концентрацию и трансляционную массу экситонов. Нетрудно видеть, что время ядерной релаксации на свободных экситонах имеет тот же порядок величины, что и на свободных электронах.

Для электронов, локализованных на донорах в узкой яме толщиной $d \leq a_B$ (a_B - боровский радиус электрона), $v_0 \sim a_B^2 d$. Теперь $F = n/N_D$ - степень заполнения донора (n и N_D - концентрации связанных электронов и донорных центров), τ_C - время пребывания электрона на доноре. Тогда для ядер, расположенных в области локализации электрона на доноре,

$$\frac{1}{T_{1e}^D} \sim \frac{A^2 \Omega^2}{\hbar^2 a_B^4 d^2} \frac{n}{N_D} \tau_C. \quad (3)$$

В исследованных структурах $N_D \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ⁵. Определенное из полуширины кривой Ханле (кривая 1 на рис. 2) время жизни электронов $\tau \approx 10^{-9}$ с. При использованной интенсивности света это дает $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $n/N_D \sim 0,1$. Время

τ_C точно неизвестно. Им является самое короткое из времен, определяемых процессами рекомбинации, прыжковой проводимости, термической ионизации, спиновой релаксации электронов. Очевидно, время $\tau \approx 10^{-9}$ с ограничивает τ_C сверху. При гелиевых температурах наиболее быстрыми являются процессы прыжковой проводимости и спинового обмена со свободными электронами, характерные времена которых равны, соответственно $10^{-11} - 10^{-10}$ с ¹⁰ и $\sim 10^{-11}$ с ¹¹. В этом случае для $d = a_B = 100\text{\AA}$ имеем $T_{1e}^D \sim 0,1 - 0,01$ с. С повышением температуры более эффективными могут стать процессы тепловой ионизации. Однако, при $\tau_C > 10^{-12}$ с время $T_{1e}^D < 1$ с.

Приведенные оценки указывают на значительно большую скорость поляризации ядер в квантовых ямах локализованными электронами, чем свободными электронами и экситонами. Сопоставление расчетных времен с определенными из эксперимента временем $T_1 < 1$ с позволяет сделать вывод о том, что в исследованных квантовых ямах при $T = 2-77$ К ответственными за поляризацию ядер являются локализованные электроны и экситоны.

Таким образом, в настоящей работе обнаружена оптическая поляризация ядер кристаллической решетки квантово-размерных слоев GaAs. Ее исследование в наклонном магнитном поле позволило определить знак электронного g -фактора и время спин-решеточной релаксации ядер. Получено выражение для скорости спин-решеточной релаксации ядер, обусловленной их взаимодействием с невырожденным двумерным электронным газом. Показано, что основной вклад в поляризацию ядер в исследованных квантовых ямах дают локализованные электроны и экситоны.

В заключение авторы выражают благодарность Б.П.Захарчене и В.Г.Флейшеру за постоянный интерес к работе, И.А.Меркулову за полезные обсуждения, Б.С.Явичу за предоставление кристаллов.

Литература

1. Lampel G. Phys. Rev. Lett., 1968, 20, 491.
2. Дьяконов М.И., Перель В.И., Берковиц В.Л., Сафаров В.И. ЖЭТФ, 1974, 67, 1912.
3. Захарченя Б.П., Калевич В.К., Кульков В.Д., Флейшер В.Г., ФТТ 1981, 23, 1387.
4. Дьяконов М.И., Перель В.И. Оптическая ориентация. Под ред. Б.П.Захарчени, Ф.Майера. Л.: Наука, 1989, с. 17.
5. Кузьмин И.А. и др. ФТП, 1989, 23, 1420.
6. Weisbuch C., Müller R.C., Dingle R. et al. Sol. St. Comm., 1981, 37, 219.
7. Jasperson S.N., Schnatterly S.F., Rev. Scient. Instrum., 1969, 40, 761.
8. Paget D., Lampel G., Sapoval B., Safarov V.I. Phys. Rev. B, 1977, 15, 5780.
9. Абрагам А. Ядерный магнетизм, М.: ИЛ, 1963.
10. Шкловский Б.И. ФТП, 1972, 6, 1197.
11. Paget D. Phys. Rev. B, 1982, 25, 4444.