

УДК 535.592.539.144.4

НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНОЙ СПИН-СИСТЕМЫ КРИСТАЛЛОВ AlGaAs В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. К. Калевич, В. Л. Корнев

Нелинейные свойства электронно-ядерной спин-системы твердых растворов AlGaAs в сильном магнитном поле изучались методом оптической ориентации. Обнаружено, что зависимость степени ρ циркулярной поляризации люминесценции от внешнего магнитного поля H (кривая Ханле) определяется ориентацией поля H относительно кристаллографических осей. Наиболее резкие изменения кривой Ханле наблюдались тогда, когда ориентация магнитного поля изменялась вблизи перпендикуляра к какой-либо из осей $\{111\}$ кристалла. Экспериментальные кривые магнитной деполаризации люминесценции, а также зарегистрированные ранее незатухающие колебания ρ описаны теоретически. Сопоставление расчета и эксперимента позволило впервые определить вклад квадрупольно-возмущенных ядер в оптическую поляризацию ядер решетки кристаллов AlGaAs и время продольной релаксации ядер.

В сильно связанной электронно-ядерной спин-системе (ЭЯСС) полупроводника в условиях оптической ориентации могут возникать кооперативные явления. Их наиболее характерными проявлениями служат незатухающие колебания и бистабильность степени ρ круговой поляризации люминесценции [1], а также угловая анизотропия магнитной деполаризации рекомбинационного излучения [2]. Эти явления наблюдались ранее в слабых магнитных полях $H \sim 10$ Э [1-3]. В работе [4] недавно сообщалось о наблюдении незатухающих колебаний ρ в большом магнитном поле $H \sim 1$ кЭ.

В настоящей работе впервые зарегистрирована зависимость формы кривой магнитной деполаризации люминесценции (кривая Ханле) от ориентации внешнего магнитного поля H относительно осей кристалла в области сильных магнитных полей $H \sim 1$ кЭ. Наиболее резко она менялась при изменении ориентации магнитного поля вблизи перпендикуляра к какой-либо из осей $\{111\}$ кристалла.

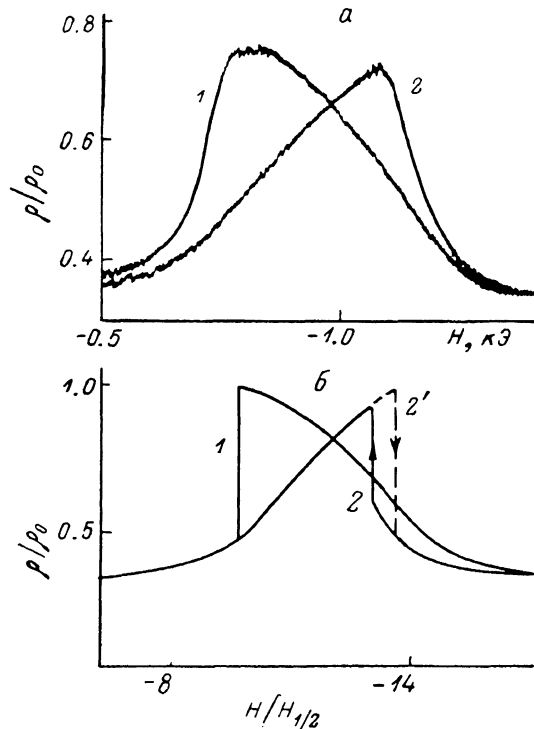
Показано, что такая угловая зависимость формы кривой Ханле обусловлена слабой анизотропией ядерного поля \vec{H}_N , возникающей под влиянием квадрупольно расщепленных спиновых уровней ядер мышьяка в твердом растворе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

Используя уравнения движения ЭЯСС [3], оказалось возможным описать экспериментальные кривые Ханле и зарегистрированные в [4] незатухающие колебания круговой поляризации люминесценции. Сопоставление расчета и эксперимента позволило впервые определить вклад квадрупольно возмущенных ядер в оптическую поляризацию ядер решетки кристаллов AlGaAs , а также усредненное по всем типам ядер решетки время продольной релаксации ядер T_1 .

1. Измерения были выполнены на кристалле $\text{Ga}_{0,74}\text{Al}_{0,26}\text{As}$ p -типа в магнитном поле H , направленном под углом α к лучу возбуждающего σ -света. В этом случае на кривой Ханле возникает дополнительный максимум, соответствующий компенсации эффективного магнитного поля ядер \vec{H}_N внешним магнитным полем H , который выбором угла α удается получить в области больших значений поля H [5]. Возбуждающий луч был

перпендикулярен поверхности кристалла, которая совпадала с кристаллографической плоскостью (011).

На рис. 1, а представлены участки экспериментальных кривых магнитной деполяризации люминесценции вблизи дополнительных максимумов, полученных при двух различных ориентациях магнитного поля: 1) поле \mathbf{H} перпендикулярно оси $[1\bar{1}1]$ кристалла (кривая 1), 2) $\mathbf{H} \perp [1\bar{1}\bar{1}]$ (кривая 2). В обоих случаях угол α наклона поля \mathbf{H} был одинаков и равен $54.8^\circ \pm 0.2$. Переход от случая «1» к случаю «2» осуществлялся поворотом образца вокруг направления возбуждающего луча. Поле H плавно



менялось из больших значений в меньшие.

Из рис. 1 видно, что экспериментальные кривые Ханле 1 и 2 резко отличаются друг от друга, причем дополнительный максимум каждой из них асимметричен. Следует отметить, что отклонение направления поля \mathbf{H} от перпендикуляра к кристаллографической оси 3-го порядка на угол, превышающий 0.5° , приводило к полному исчезновению асимметрии дополнительного максимума.

Рис. 1. Кривые магнитной деполяризации люминесценции кристалла $\text{Al}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}$ в условиях антипересечения при $\mathbf{H} \perp [111]$ (1) и $\mathbf{H} \perp [1\bar{1}\bar{1}]$ (2, 2').

p_0 — степень циркулярной поляризации при $H=0$. Кривые 1, 2 получены при уменьшении, а кривая 2' — при увеличении поля H . а — экспериментальные кривые, $\alpha = 54.8 \pm 0.2^\circ$, $T = 77$ К; б — расчетные кривые, $\alpha = 54.7^\circ$.

2. Для объяснения полученных экспериментальных результатов воспользуемся теорией эволюции ЭЯСС, развитой в [3]. В этой работе использовались следующие уравнения движения для мгновенного значения ядерного поля $\mathcal{H}_N(t)$ и среднего спина электронов S :

$$\frac{d\mathcal{H}_N(t)}{dt} = \frac{-1}{T_1} (\mathcal{H}_N(t) - H_N(S)), \quad (1)$$

$$S - S_0 = [\mathcal{H}_N(t) + H, S] / H_{1/2}. \quad (2)$$

Здесь $H_N(S)$ — стационарное значение поля ядер, соответствующее стационарному значению S ; S_0 — средний спин электронов при $H=0$; $H_{1/2}$ — полуширина кривой магнитной деполяризации электронов в отсутствие ядерного поля. Предполагается, что установление стационарного значения поля ядер H_N характеризуется одним временем T_1 .

Поле ядер H_N можно представить состоящим из двух частей: поля H_e , возникающего за счет оптического охлаждения невозмущенных ядер, и поля H_q , создаваемого квадрупольно-возмущенными ядрами мышьяка.

Поле невозмущенных ядер определяется обычным выражением [6]: $H_e = b(\mathbf{SH})\mathbf{H}/H_{1/2}$, где b — параметр.

Появление поля H_q связано с тем, что ядра мышьяка в твердом растворе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ испытывают сильное квадрупольное взаимодействие. Это взаимодействие обусловлено локальным искажением кубической симметрии, связанным с частичным замещением галлия в решетке GaAs на алюминий.

При этом его ось симметрии совпадает с одной из осей {111} кристалла. Выражение для поля \mathbf{H}_Q получено в работе [7], где квадрупольно-возмущенные ядра рассматриваются как система частиц с псевдоспином 1/2 и анизотропным g -фактором.

В предельном случае резко анизотропного g -фактора полное ядерное поле, действующее на электронный спин, имеет вид [7]

$$\mathbf{H}_N = \mathbf{H}_Q + \mathbf{H}_\Theta = \frac{3}{4} a \sum_{i=1}^4 \frac{(\mathbf{H} \mathbf{n}_i)^2 (\mathbf{S} \mathbf{n}_i) \mathbf{n}_i}{(\mathbf{H} \mathbf{n}_i)^2 + H_L^2} + b (\mathbf{S} \mathbf{H}) \mathbf{H} / H^2, \quad (3)$$

где \mathbf{n}_i — единичный вектор вдоль одной из осей {111} кристалла (суммирование ведется по всем четырем осям), a — параметр, H_L — локальное поле ядер ($H_L = 1.5 \text{ Э [8]}$).

Когда внешнее магнитное поле сильное и не перпендикулярно ни одной из осей {111} ($(\mathbf{H} \mathbf{n}_i)^2 \gg H_L^2$), выражение для поля \mathbf{H}_Q значительно упрощается

$$\mathbf{H}_Q = \frac{3}{4} a \sum_{i=1}^4 (\mathbf{S} \mathbf{n}_i) \mathbf{n}_i = a \mathbf{S}. \quad (4)$$

При этом поле \mathbf{H}_Q параллельно вектору \mathbf{S} , следовательно, оно не влияет на прецессию спинов электронов и не искажает форму кривой Ханле, которая, как показано в [4], остается лоренцевской.

В случае, когда внешнее магнитное поле перпендикулярно какой-либо оси {111} кристалла, происходит антипересечение спиновых уровней ядер, ось квадрупольного взаимодействия которых направлена вдоль этой оси симметрии. Согласно (3), вклад в ядерное поле от этих ядер обращается в ноль. При этом поле \mathbf{H}_Q не параллельно \mathbf{S} и, следовательно, вызывает дополнительную прецессию среднего спина электронов. Этот эффект может вызвать значительное искажение формы кривой Ханле.

После подстановки (3) в (1) система уравнений (1), (2) примет окончательный вид. Решение этой системы проводилось на ЭВМ. На рис. 1, б приведены кривые Ханле,¹ рассчитанные при значениях параметров $\tilde{a} = 0.35$, $\tilde{b} = 20.4$ для $\mathbf{H} \perp [1\bar{1}1]$ (1) и $\mathbf{H} \perp [\bar{1}11]$ (2). Здесь $\tilde{a} = a S_0 / H_{1/2}$, $\tilde{b} = b S_0 / H_{1/2}$. Значение параметра $\tilde{b} = 20 \pm 1$ было определено в работе [4] по положению дополнительного максимума на кривой Ханле, полученной в отсутствие антипересечения.² Подгонка теоретических кривых под экспериментальные на рис. 1 проводилась путем подбора параметра \tilde{a} . Установлено, что соответствие между кривыми, полученными на опыте, и расчетными кривыми достигается при $\tilde{a} = 0.4 \pm 0.2$. Следует отметить, что численное значение параметра \tilde{a} получено впервые.

Обратим внимание, что расчетные кривые 1 и 2 на рис. 1, так же как и экспериментальные, получены при развертке поля H из больших значений в меньшие. Если магнитное поле нарастает (кривая 2' на рис. 1, б), то скачкообразное изменение ρ происходит при другом значении поля H , чем в случае уменьшения H . Это свидетельствует о существовании бистабильности в состоянии ЭЯСС в некотором интервале значений магнитного поля в условиях антипересечения.

По мере отклонения вектора \mathbf{H} от перпендикуляра к оси {111} кристалла области бистабильности и асимметрия дополнительных максимумов на расчетных кривых Ханле уменьшаются. Для $\tilde{a} = 0.35$ и $\tilde{b} = 20.4$ они исчезают при отклонении на угол больше 0.3° . Вне области антипересечения зависимость $\rho(H)$ описывается лоренцевской кривой

$$\rho/\rho_0 = \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha / (1 + \Delta^2),$$

¹ В полупроводниках со структурой цинковой обманки при регистрации люминесценции вдоль направления возбуждения (вдоль оси z) $\rho = S_z$.

² $S_0 = 0.054$. Величина поля $H_{1/2}$ определялась из кривой Ханле, зарегистрированной для исключения влияния поля ядер при переменной круговой поляризации возбуждающего света на частоте 50 кГц.

где Δ — расстояние от центра дополнительного максимума, измеренное в единицах полуширины кривой Ханле $H_{1/2}$.

$$\Delta = (H_0 + H)/H_{1/2} = \bar{b} \cos \alpha + H/H_{1/2}.$$

3. В эксперименте [4] было обнаружено, что в отсутствие антипересечения вблизи центра дополнительного максимума возникают незатухающие колебания степени круговой поляризации люминесценции, типичный вид которых приведен на рис. 2.

Анализ уравнений (1), (2) показывает, что вне антипересечения стационарное состояние ЭЯСС является единственным и в окрестности дополнительного максимума оно становится неустойчивым при выполнении условия

$$\frac{\bar{a}\bar{b} \sin^2 \alpha^2}{1 + \Delta^2} - 2\bar{a}\Delta \cos \alpha - 2\Delta^2 > 2. \quad (5)$$

Таким образом, неравенство (5) определяет условия возникновения незатухающих колебаний ρ .

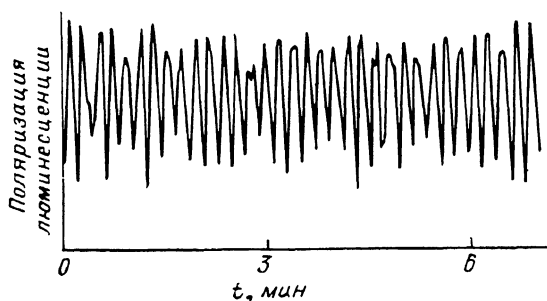


Рис. 2. Колебания поляризации люминесценции. $\alpha=60^\circ$, $\dot{H}=-973$ Э.

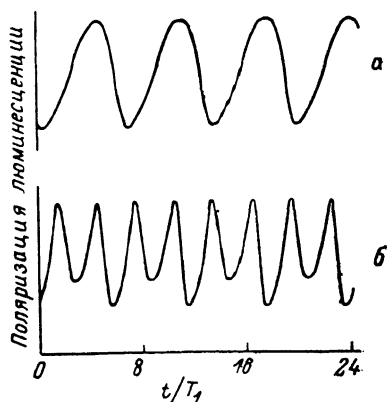


Рис. 3. Расчетные колебания ρ : $\alpha=60^\circ$, $\bar{a}=0.26$, $\bar{b}=20.4$, $\Delta=-0.66$ (a) и 0 (б).

Из (5) следует, что область существования колебаний ρ по разные стороны дополнительного максимума неодинакова — со стороны больших значений магнитного поля она шире, чем со стороны меньших значений H . Этот вывод совпадает с данными эксперимента, приведенными в [4] на рис. 1.

Представляет значительный интерес с использованием найденных выше значений параметров \bar{a} и \bar{b} провести численное моделирование колебаний ρ и сравнить расчетные колебания с экспериментальными.

Расчитанные на ЭВМ при $\bar{a}=0.26$ и $\bar{b}=20.4$ колебания ρ для $\Delta=-0.66$ и $\Delta=0$ приведены на рис. 3, a и б соответственно. Из рис. 3 видно, что в рассматриваемой модели форма и период колебаний ρ чувствительны к величине магнитного поля, в котором проводится измерение. Их период определяется временем продольной релаксации ядер T_1 . Сопоставляя расчетные колебания ρ на рис. 3, a с экспериментальными на рис. 2, полученными при $\Delta \simeq -0.7$, находим, что время $T_1=(2.07 \pm 0.04)$ с.

Таким образом, изучение угловой анизотропии и автоколебаний циркулярной поляризации люминесценции в сильном наклонном магнитном поле позволяет определить значения трех основных параметров (\bar{a} , \bar{b} , T_1), характеризующих поведение электронно-ядерной спиновой системы ялупроводника в условиях оптического охлаждения системы спинов ядер решетки с учетом их квадрупольного взаимодействия.

Авторы благодарны Б. П. Захарчене за постоянный интерес к работе, В. Г. Флейшеру и И. А. Меркулову за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Новиков В. А., Флейшер В. Г. ЖЭТФ, 1978, т. 74, № 3, с. 1026—1041.
- [2] Меркулов И. А., Флейшер В. Г. Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 181—185.
- [3] Дьяконов М. И., Меркулов И. А., Перель В. И. ЖЭТФ, 1980, т. 78, № 1, с. 349—359.
- [4] Калевич В. К., Флейшер В. Г. ФТТ, 1986, т. 28, № 2, с. 594—596.
- [5] Захарченя Б. П., Калевич В. К., Кульков В. Д., Флейшер В. Г. ФТТ, 1981, т. 23, № 5, с. 1387—1394.
- [6] Дьяконов М. И., Перель. ЖЭТФ, 1975, т. 68, с. 1514.
- [7] Артемова Е. С., Меркулов И. А. ФТТ, 1985, т. 27, № 4, с. 1150—1157.
- [8] Pagei D., Lampel G., Saproval B., Safarov V. I. Phys. Rev., 1977, vol. B15, p. 5780—5796.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
9 февраля 1988 г.
