

"СКАЧКИ" И НЕЗАТУХАЮЩИЕ КОЛЕБАНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ В СИСТЕМЕ ОРИЕНТИРОВАННЫХ СВЕТОМ ЭЛЕКТРОННЫХ И ЯДЕРНЫХ СПИНОВ ПОЛУПРОВОДНИКА

В.А.Новиков, В.Г.Флейшер

Реализованы условия, при которых система ориентированных светом электронных и ядерных спинов полупроводника обладает двумя устойчивыми состояниями. Наблюдены "скачки" и незатухающие колебания циркулярной поляризации люминесценции. Период колебаний измеряется секундами.

В работе авторов [1] была предсказана возможность "скачкообразных" измерений степени ρ циркулярной поляризации люминесценции полупроводника при оптической ориентации спинов неравновесных электронов. Этот эффект следует из результатов расчета на основе модели охлаждения ядерной спин-системы в поле ориентированных светом электронов. Он связан с наличием двух устойчивых состояний спиновой ориентации электронов и ядер в некотором диапазоне значений

внешнего магнитного поля H , перпендикулярного лучу возбуждающего света.

В кристаллах, типа GaAs , величина ρ для люминесценции, наблюдаемой вдоль оси z , численно равна проекции среднего спина $\langle S_z \rangle$ ориентированных электронов на эту ось. Величина $\langle S_z \rangle$ с ростом поперечного магнитного поля, направленного по x уменьшается. Если ядерная спин-система охлаждена, во внешнем поле H_x возникает значительная ориентация ядер [2]. При этом на электронные спины, кроме поля H_x , действует эффективное поле ядер H_N [3, 4]. Поскольку спиновая температура ядер Θ зависит от среднего спина электронов $\langle S \rangle$ и внешнего поля H_x , величина H_N также является функцией $\langle S \rangle$ и H_x . Это приводит к сложной зависимости $\langle S_z \rangle$ от H_x и, при определенных условиях, к появлению многозначности $\langle S_z \rangle$. Решение уравнения Блоха, описывающего поведение среднего спина электронов в магнитном поле с учетом охлаждения спиновой системы ядер и их поляризации, приводит к уравнению

$$(1 - \chi)(1 + b)^2 = ab\chi(1 + b + \beta\chi)^2. \quad (1)$$

Здесь использованы безразмерные переменные:

$$\chi = \langle S_z \rangle / \langle S_z \rangle_0 \quad \text{и} \quad b = H_x^2 / H_L^2; \quad \langle S_z \rangle_0$$

соответствует $\langle S_z \rangle$ при $H_x = 0$, H_L — локальное поле ядер. Охлаждение ядерной спин-системы характеризуется единственным параметром β . При $\beta = 0$, (1) переходит в обычный лоренциан. Параметр a характеризует его ширину на полувысоте. В этом случае ориентация ядер и связанное с ней поле H_N на электронах отсутствуют. "Скачки" поляризации люминесценции должны наблюдаться, если выполняется условие:

$$a(|\beta| - 1) > 4. \quad (2)$$

Это условие легче выполнить для кристаллов с большим временем T существования спиновой ориентации ($a \sim T^2$). Кроме того, необходимо достаточно "глубокое" охлаждение (большие величины β). Из уравнения (1) следует, что кривая $\langle S_z \rangle (H_x)$ должна включать узкую линию вблизи $H_x = 0$ и дополнительные максимумы. Эти характерные особенности наблюдались уже в первых экспериментах [1]. Дальнейшие исследования показали, что изменяя ориентацию кристаллографических осей относительно внешнего поля H_x , можно реализовать условия, необходимые для возникновения "скачков" поляризации. На рис. 1 приведена экспериментальная зависимость $\rho(H_x)$, полученная с кристаллом $p\text{-Al}_{0,26}\text{Ga}_{0,74}\text{As}$ при температуре 77К. Оптическая ориентация электронных спинов создавалась и наблюдалась вдоль оси z , перпендикулярно плоскости (100). Кристалл поворачивался вокруг оси z до совмещения оси [110] с направлением внешнего поля H_x . Экспериментальные кривые на рис. 1 демонстрируют зависимость значений поля, при которых происходят "скачки", от направления изменения поля. Стрелки, показывающие "скачкообразные" изменения величины ρ , ограничивают область существования двух устойчивых состояний поляризации. Сплошная линия на вставке под экспериментальными кривыми описывается уравнением (1) при выполнении условия (2). Видно, что

расчетная кривая вблизи области "скачков" поднимается относительно выше, чем экспериментальные кривые. Высота этого подъема зависит от угла поворота кристалла вокруг оси z и достигает максимума при совмещении оси $[100]$ с направлением H_x . При этом "скачки" не наблюдаются. Диапазон углов ϕ между осью $[110]$ и полем H_x , внутри которого наблюдаются "скачки" составляет $\pm 4^\circ$. При приближении к краям этого диапазона высота "скачков" и ширина "петли гистерезиса" уменьшаются. Таким образом, хотя в общих чертах уравнение (1) дает правильное описание поведения $\langle S_z \rangle$ в поперечном магнитном поле, очевидна необходимость учета влияния анизотропии. Формально это влияние можно учесть, если считать параметр β функцией угла ϕ . Угловая зависимость $\beta(\phi)$ может отражать зависимость спиновой температуры от ориентации внешнего поля относительно кристаллографических осей.

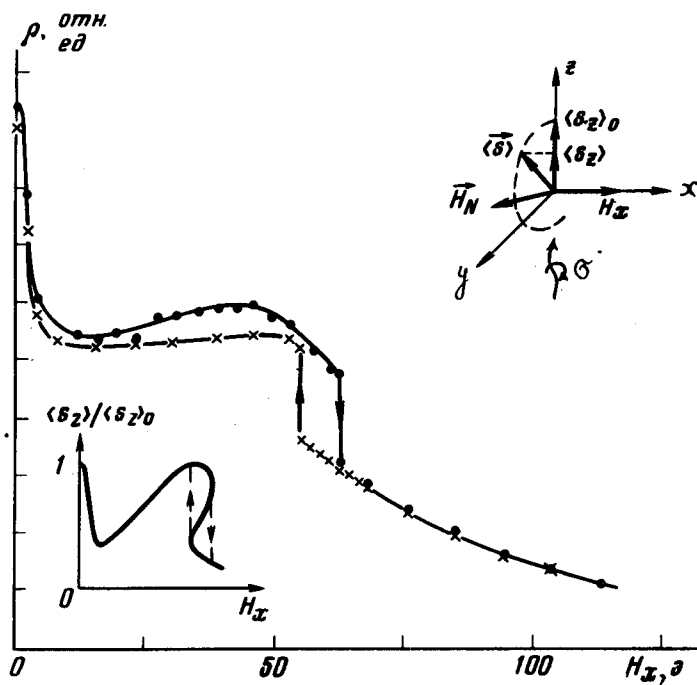


Рис. 1. Зависимость степени ρ циркулярной поляризации люминесценции от внешнего поля H_x , перпендикулярного лучу возбуждающего света при 77 К. Поле H_x направлено вдоль оси $[110]$ кристалла $p\text{-Al}_{0,26}\text{Ga}_{0,74}\text{As}$. Возбуждающий, циркулярно поляризованный (σ) свет распространяется нормально к плоскости (100) по оси z . В нижнем левом углу приведена кривая, рассчитанная по уравнению (1) при выполнении условия (2). Стрелки показывают переходы между двумя устойчивыми состояниями поляризации для противоположных направлений изменения поля H_x .

Среди вероятных причин такой анизотропии можно указать на зависимость времени спиновой релаксации ядер от угла ϕ . При этом фактор "утечки", который входит сомножителем в величину β , является

функцией ϕ . Другая возможная причина анизотропии связана с квадрупольным взаимодействием. В исследованных кристаллах GaAlAs $\approx 1/4$ атомов Ga заменена на Al, что приводит к нарушению кубической симметрии и возникновению заметных градиентов электрического поля на соседних с алюминием ядрах. Дьяконов и Перель обратили внимание авторов на возможность проявления квадрупольных эффектов при оптической ориентации ядер в твердых растворах. Наибольший квадрупольный момент имеют ближайšie к Al ядра As⁷⁵. Градиенты электрического поля максимальны в направлениях пространственных диагоналей куба, вдоль которых расположены связи Al—As. На ядрах As⁷⁵ удалось оптически задетектировать ЯМР со всеми особенностями, присущими наличию квадрупольного расщепления. Резонанс регистрировался по изменению степени поляризации люминесценции в поле H_x при наложении слабого переменного поля вдоль оси y . Зависимость резонансных частот от угла ϕ включает две ветви, соответствующие влиянию градиентов вдоль двух пар пространственных диагоналей куба, расположенных в перпендикулярных плоскостях. В результате влияния квадрупольного взаимодействия, поле H_N может составлять некоторый угол с внешним полем. Учет этого эффекта приводит к видоизменению уравнения (1).

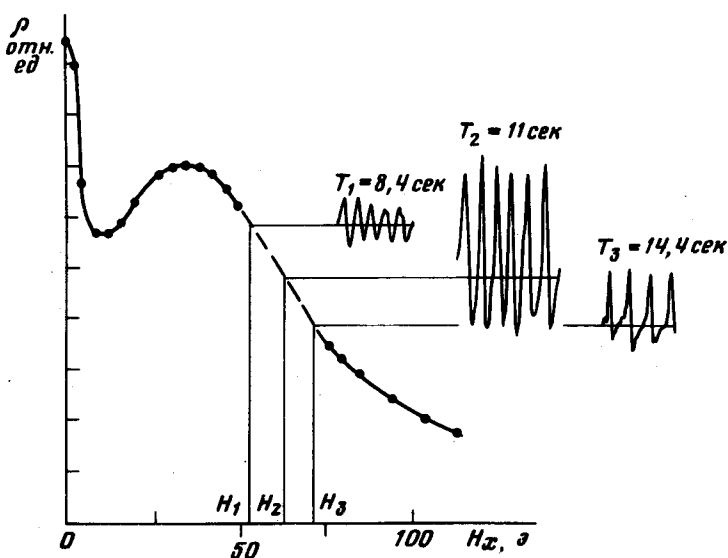


Рис. 2. Зависимость $\rho(H_x)$ при 77 К. Угол между H_x и осью [110] составляет 6° . Возбуждающий свет распространяется по нормали к плоскости (100) вдоль оси z . Пунктиром показана область существования незатухающих колебаний поляризации. Осцилляции ρ представлены в том же масштабе, что и зависимость $\rho(H_x)$. Показано изменение формы и периода колебаний для 3-х значений поля $H_x = 52, 62$ и 70 э при интенсивности возбуждающего светового потока $\approx 5 \cdot 10^{21}$ квант/см²·сек

Интересной особенностью проявления связи ориентированных электронных и ядерных спиновых систем являются незатухающие колебания поляризации. Эти колебания возникают в диапазонах углов ϕ , не-

посредственно примыкающих к области "скачков". Периоды этих колебаний зависят от интенсивности света и величины H_x . Они измеряются секундами (см. рис. 2). Длительно незатухающие колебания поляризации с близкими периодами наблюдались ранее при оптической ориентации спинов в аналогичных кристаллах n -типа [5]. Возможная причина наблюдаемых на опыте медленных колебаний циркулярной поляризации люминесценции связана с осцилляциями спиновой температуры ядер. Исходя из уравнения баланса, связывающего обратную температуру с ее производной по времени, Дьяконов и Перель показали возможность возникновения релаксационных колебаний спиновой температуры и электронной ориентации [6]. Задача была решена для случая охлаждения в магнитном поле, параллельном возбуждающему лучу света. Период колебаний определяется большим временем спин-решеточной релаксации. Аналитическое решение системы нелинейных уравнений, связывающих средние спины электронов и ядер при оптической ориентации в поперечном магнитном поле, затруднительно. Представляется вероятным, что и в этом случае, медленные осцилляции циркулярной поляризации люминесценции являются отражением колебаний спиновой температуры ядер решетки. Как и в случае продольного внешнего поля, необходимая для возникновения колебаний величина положительной "обратной связи" в системе электронных и ядерных спинов реализуется вблизи областей многозначности $\langle S_z \rangle$.

Авторы благодарны Б.П.Захарчене, М.И.Дьяконову, В.И.Перелю и И.А.Меркулову за обсуждения.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
28 июня 1977 г.

Литература

- [1] В.А.Новиков, В.Г.Флейшер. ЖЭТФ, 71, 778, 1976.
- [2] М.И.Дьяконов, В.И.Перель. ЖЭТФ, 68, 1514, 1975.
- [3] В.Л.Берковиц, А.И.Екимов, В.И.Сафаров. ЖЭТФ, 65, 346, 1973.
- [4] М.И.Дьяконов, В.И.Перель. ЖЭТФ, 65, 362, 1973.
- [5] В.Г. Флейшер, В.Л.Векуа, Р.И.Джигоев, Б.П.Захарченя. Письма в ЖЭТФ, 21, 546, 1975.
- [6] М.И.Дьяконов, В.И.Перель. Тезисы доклада на 19-м совещании по физике низких температур (НТ-19), Минск, 1976, стр. 666.