

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ФРОНТА ЯДЕРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ ОПТИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИИ СПИНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

В.К.Калевич, В.Д.Кульков, В.Г.Флейшер

Показано, что ядра полупроводника вблизи доноров могут быстро поляризоваться оптически ($T_{1e}(0) \lesssim 10^{-4}$ сек). При этом формируется фронт ядерной поляризации, который перемещается от донора в пределах радиуса диффузии подобно фронту ударной волны. Использован эффективный метод оптического охлаждения ядерной спин-системы до $\sim 10^{-6}$ К.

Оптическая ориентация электронов в полупроводнике опровождается поляризацией ядер [1]. Флуктуирующее электронное поле на ядрах вблизи донора вызывает ядерную релаксацию со вре-

менем T_{1e}^{-1} [2]:

$$T_{1e}^{-1} \approx 2F \omega^2(r) \gamma / (\gamma^2 + \Omega^2), \quad (1)$$

где $\omega(r)$ — частота ларморовой прецессии ядер в поле электронов на расстоянии r от донора, γ — частота флуктуаций электронного поля, Ω — частота ларморовой прецессии электронов, F — фактор заполнения доноров. В случае кристаллов n -типа $F = 1$.

Зависимость T_{1e} от r определяется квадратом модуля волновой функции локализованно-го на доноре электрона $|\Psi(r)|^2 \sim \exp(-2r/a_B)$:

$$T_{1e}^{-1} = T_{1e}^{-1}(0) \exp(-4r/a_B). \quad (2)$$

Здесь a_B — боровский радиус, а $T_{1e}(0)$ — соответствует $r = 0$.

Подавляющее большинство экспериментов по оптической ориентации электронов и ядер в полупроводниках выполнено при стационарных условиях. Рассмотрим теперь процесс установления стационарного состояния.

Пусть какое-либо изменение внешних условий вызывает переход между стационарными состояниями, которым соответствуют значения среднего спина ядер $\langle I_1 \rangle$ и $\langle I_2 \rangle$. С учетом формул (1) и (2) процесс установления $\langle I(r) \rangle$ можно представить в виде

$$\langle I(r, t) \rangle = \langle I_2 \rangle - (\langle I_2 \rangle - \langle I_1 \rangle) \exp[-\tau \exp(-4r/a_B)]. \quad (3)$$

где $\tau = t/T_{1e}(0)$.

Выражение (3) описывает положение сферически симметричного фронта ядерной поляризации в зависимости от t . Рис. 1 иллюстрирует перемещение фронта после включения циркулярно поляризованного света в момент времени $t = 0$. Как видно из этого рисунка протяженность фронта составляет $\sim (3/4)a_B$.

Обычно на эксперименте оптическая поляризация ядер детектируется по эффективному полю $H_N = h_N \langle I \rangle$, где $h_N = H_N$ при $\langle I \rangle = 1$. Это поле действует на спины электронов и может быть зарегистрировано по изменению степени ρ циркулярной поляризации рекомбинационного излучения с участием этих электронов [2]. Зависимость H_N от времени может быть найдена интегрированием по r выражения (3) с учетом зависимости от r электронной плотности на ядре. При $t \gg T_{1e}(0)$ получим:

$$H_N(\tau) = A \int_0^\infty \langle I(r, \tau) \rangle |\Psi(r)|^2 r^2 dr \approx B - \frac{C}{\sqrt{\tau}} (\ln^2 \tau + 3,93 \ln \tau + 8,79). \quad (4)$$

Здесь A, B и C — постоянные.

Основным условием существования фронта является малость времени $T_{1e}(0)$, при которой влияние диффузии и утечки ядерной поляризации несущественно. Малые величины T_{1e} должны реализоваться в кристаллах n -типа.

Эксперимент выполнен в условиях сочетания оптического охлаждения ядерной спин-системы [3–5] с ее охлаждением при адиабатическом размагничивании. Такое сочетание позволяет получить минимальную спиновую температуру β^{-1} и высокую ядерную поляризацию в слабых магнитных полях, где T_{1e}^{-1} максимально.

Эксперимент включает в себя три этапа. 1) Оптическая накачка циркулярно-поляризованным светом в течение времени t_H в продольном магнитном поле $H_{\parallel} > H_L$, где H_L — локальное поле ядер. При достаточно большой величине t_H для решетки одинаковых ядер $\beta_1 = (4I/\mu_I) \langle S_{\parallel}^2 \rangle H_{\parallel}$: $(H_{\parallel}^2 + \xi H_L^2)$, где μ_I и I — магнитный момент и спин ядра, ξ — числовой коэффициент ($2 < \xi < 3$). 2) Адиабатическое размагничивание. В результате размагничивания достигается температура $\beta_2 \approx \beta_1 H_{\parallel} / H_L$. 3) Оптическое измерение ядерной поляризации в поперечном поле $H_{\perp} \ll H_L$, позволяющее непосредственно исследовать процесс спин-решеточной релаксации в слабом магнитном поле, когда время T_{1e} мало. Равновесная ядерная поляризация вдоль поля H_{\perp} при β_2 характеризуется средним спином $\langle I \rangle = (1/3)(I+1)\beta_2 \mu_I H_{\perp}$. При этом

возникает поперечное поле ядер H_N , вызывающее деполяризацию электронов (эффект Ханле)

$$H_N = h_N (4/3) (I + 1) I \langle S \rangle = H_{\perp} / H_L. \quad (5)$$

На рис. 2 показано изменение $\rho = \langle S_z \rangle$ в поле $H_{\perp} = 0,1$ Э после оптической накачки кристалла GaAs n -типа при 4,2 К в поле $H_{\parallel} = 100$ Э в течение 5 мин (земное поле скомпенсировано). С помощью кривой Ханле, полученной при быстрой модуляции поляризации возбуждающего света (для исключения H_N) и представленной на рис. 3 можно определить величины H_N в разных точках кривой $\rho(t)$ на рис. 2. Одинаковые значения ρ на рис. 2 и рис. 3 соответствуют равенству $H_N = H_{\perp}$. Так, при $t = 0,4$ сек отклонение ρ на рис. 2 соответствует $H_N^{\text{эксп.}} \approx 38$ Э. Оценка h_N согласно (5) дает $H_N^{\text{теор.}} \approx 200$ Э, ($h_N = 35,3$ кЭ [5], $I = 3/2$, $H_L \approx 2$ Э, $\langle S \rangle = 0,025$). Эта оценка соответствует $\beta_2^{-1} \sim 1$ мК. Величина отношения $\delta = H_N^{\text{эксп.}} / H_N^{\text{теор.}} \sim 0,2$ определяется быстрым отогревом системы ядерных спинов вблизи донора и движением температурного фронта (аналогично фронту на рис. 1) за время регистрации. Возможность быстрой регистрации изменений малых величин ρ ограничивается флуктуациями светового потока. Экспериментальная кривая на рис. 2 получена с постоянной времени 0,1 сек. Величина δ соответствует вкладу периферических ядер вне сферы с радиусом $R \sim 2a_B$. На такое расстояние температурный фронт перемещается при $\tau \sim 10^4$ и, следовательно, $T_{1e}(0) \lesssim 10^{-4}$ сек. Строго величина β может быть определена лишь при таких r , для которых $T_{1e}(r) \gg T_2$ (T_2 – время спин-спиновой релаксации ядер). В эксперименте проявляется та область r (большие τ), для которой это условие выполняется.

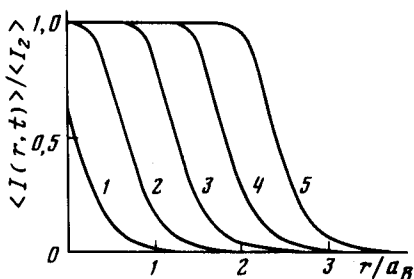


Рис. 1. Положение фронта ядерной поляризации через время $T_{1e}(0)$ (1), $10T_{1e}(0)$ (2), $10^2 T_{1e}(0)$ (3), $10^3 T_{1e}(0)$ (4) и $10^4 T_{1e}(0)$ (5) после включения σ света

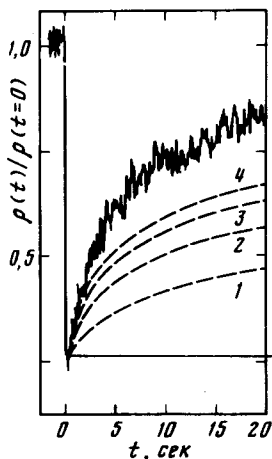


Рис. 2

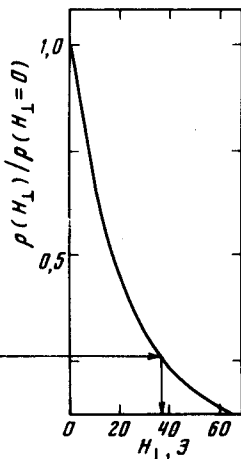


Рис. 3

Рис. 2. Зависимость $\rho(t)$ для кристалла GaAs после выключения поля $H_{\parallel} = 100$ Э и включения поля $H_{\perp} = 0,1$ Э при температуре 4,2 К. Штриховые кривые получены с помощью формулы (4) при $T_{1e}(0) = 10^{-1}$ сек (1), 10^{-2} сек (2), 10^{-3} сек (3), 10^{-4} сек (4)

Рис. 3. Зависимость $\rho(H_{\perp})$ при переменной поляризации возбуждающего света с частотой 50 кГц. Вертикальной стрелкой указано значение поля H_{\perp} равного полю H_N в точке кривой $\rho(t)$ на рис. 2, соответствующей $t = 0,4$ сек

Расчетные кривые $\rho(t)$ на рис. 2, полученные с помощью (4) и кривой рис. 3, снормированы при $t = 0,4$ сек. Оценка показывает, что в течение времени t_{ϕ} диффузии ядерных спинов на расстояние, равное длительности фронта, она не влияет (в пределах ошибки измерений) на кривую $\rho(t)$. Для GaAs $t_{\phi} \sim 5$ сек. Диффузионный перенос поляризации в направлении донорного центра приводит к дополнительному уменьшению H_N и подъему кривой $\rho(t)$. Из сопоставления расчетных кривых $\rho(t)$ с экспериментальной при $t < 5$ сек также следует оценка

$T_{1e}(0) \ll 10^{-4}$ сек. При этом в (1) $\gamma \lesssim 2 \cdot 10^8$ рад/сек ($\omega \sim 10^6$ рад/сек и $F=1$), и уже слабые поля (десятки эрстед) должны существенно замедлять релаксацию, что наблюдается на опыте. Величина γ по порядку величины соответствует полуширине кривой Ханле на рис. 3. Это означает, что флуктуации поля электронов определяются процессами их рекомбинации и спиновой релаксации.

Слабое переменное поле ($H_1 = 0,5$ Э) с частотой 7 кГц приводит к отопреву ядерной спиновой системы вдали от доноров, где T_{1e} относительно велико. При этом выброс $\rho(t)$, приведенный на рис. 2 укорачивается до $\sim 0,2$ сек.

Интересным следствием малости $T_{1e}(0)$ и формирования фронта ядерной поляризации является возможность получения вблизи донора заданного распределения $\langle I(r) \rangle$ в течение времени, ограниченного процессом диффузии. Например, используя знакопеременную последовательность импульсов циркулярно-поляризованного света с длительностью, уменьшающейся по логарифмическому закону, вокруг донора можно получить набор сферических оболочек равной толщины с противоположным направлением ядерной ориентации в соседних оболочках.

Авторы благодарны Б.П.Захарчене за постоянный интерес к работе.

Литература

1. Lampel G. Phys. Rev. Lett., 1968, 20, 491.
2. Дьяконов М.И., Перель В.И. ЖЭТФ, 1973, 65, 362; Берковиц В.Л., Екимов А.М., Сафаров В.И. ЖЭТФ, 1973, 65, 346.
3. Дьяконов М.И., Перель В.И. ЖЭТФ, 1975, 68, 1514.
4. Флейшер В.Г., Джисов Р.И., Захарченя Б.П. Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, 22; Флейшер В.Г., Новиков В.А. ЖЭТФ, 1976, 71, 776; ЖЭТФ, 1978, 74, 1026.
5. Paget D., Lampel G., Sapoval B., Safarov V.I. Phys. Rev., 1977, B15, 5780.

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

Поступила в редакцию
10 ноября 1981 г.