

ОПТИЧЕСКОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ СИСТЕМЫ ЯДЕРНЫХ СПИНОВ ПОЛУПРОВОДНИКА В СЛАБОМ ОСЦИЛЛИРУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Г.Флейшер, Р.И.Джиоев, Б.П.Захарченя

Осуществлено снижение спиновой температуры Θ ядер полупроводника n -типа в диапазон $10^{-4} + 10^{-3}$ К при синхронной модуляции на частоте 30 кГц циркулярной поляризации возбуждающего лазерного луча и продольного магнитного поля, меньшего локальных полей. Охлаждение детектировалось по возрастанию равновесной ядерной поляризации вдоль слабого поперечного поля при положительной и отрицательной Θ .

Взаимодействие оптически ориентированных по спину электронов с ядрами полупроводника приводит к возникновению ядерной поляризации [1 - 3]. При непрерывном возбуждении полупроводника светом система ядерных спинов практически находится в термодинамическом равновесии, которому соответствует температура Θ_0 . Равновесие внутри системы устанавливается за время поперечной релаксации T_2 порядка 10^{-4} сек, а время T_1 установления Θ_0 определяется медленной спин-решеточной релаксацией. Неравновесная часть ядерной поляризации при оптической ориентации составляет $T_2/T_1 = 10^{-5} + 10^{-7}$ от равновесной и была зарегистрирована в работе [4].

Дьяконов и Перель получили общее выражение для Θ_0 в условиях оптической ориентации [5]. С некоторыми ограничениями, его можно представить в виде

$$\Theta_0^{-1} = 4I(\mathbf{H} \times \mathbf{S}) / \mu_1 (H^2 + 3H_L^2). \quad (1)$$

Здесь μ_1 , I - магнитный момент и спин ядра, H и H_L - напряженность внешнего и локального магнитных полей, \mathbf{S} - средний спин оптически ориентированных электронов. Уравнение (1) справедливо для невырожденных электронов при условии, что термодинамически равновесное значение $S_T \ll S$; $\mu_0 H \ll T$, где μ_0 - магнитный момент электрона и T - температура решетки (Θ и T в энергетических единицах). Спиновая температура ядер проявляется нетривиальным образом в области полей $H \lesssim H_L$. Из (1) следует также неочевидный результат, что охлаждение возможно в осциллирующем поле $H_{\sim} = H_0 \sin \omega t$ при синхронной модуляции S . В этом случае достигается охлаждение при отсутствии постоянной ядерной поляризации. Если $\omega T_2 \ll 1$, то $\Theta_0^{-1} \sim \frac{1}{2} S_0 H_0 \cos \phi$, где S_0 - амплитудное значение S_{\sim} и ϕ - разность фаз колебаний S и H .

При $\pi/2 < \phi < \pi$, $\Theta_0 < 0$. При этом зеемановская энергия ядер (пропорциональная $S_0 H_0$) переходит в энергию спин-спинового взаимодействия, увеличивая ее, и осуществляется охлаждение в области отрицательных температур (так как спектр спиновой системы ядер ограничен сверху).

При $0 < \phi < \pi/2$, $\Theta_0 > 0$ и происходит охлаждение в области положительных температур. Как следует из теории, с ростом ω , Θ_0^{-1} падает. Кроме того, если $\omega T_2 \gg 1$, максимальные значения Θ_0^{-1} могут достигаться при $\phi_1 = \phi_m \neq 0$ и $\phi_2 = \phi_m \pm \pi$ (появляется сдвиг фазы).

Пусть S_z и H_z направлены по z . Постоянное поле $H_x \perp S_z$ при $S_z = \text{const}$ не изменяет Θ , но создает поляризацию вдоль x . Среднее значение проекции ядерного спина

$$I_x = \mu_I (l + 1) H_x / 3\Theta. \quad (2)$$

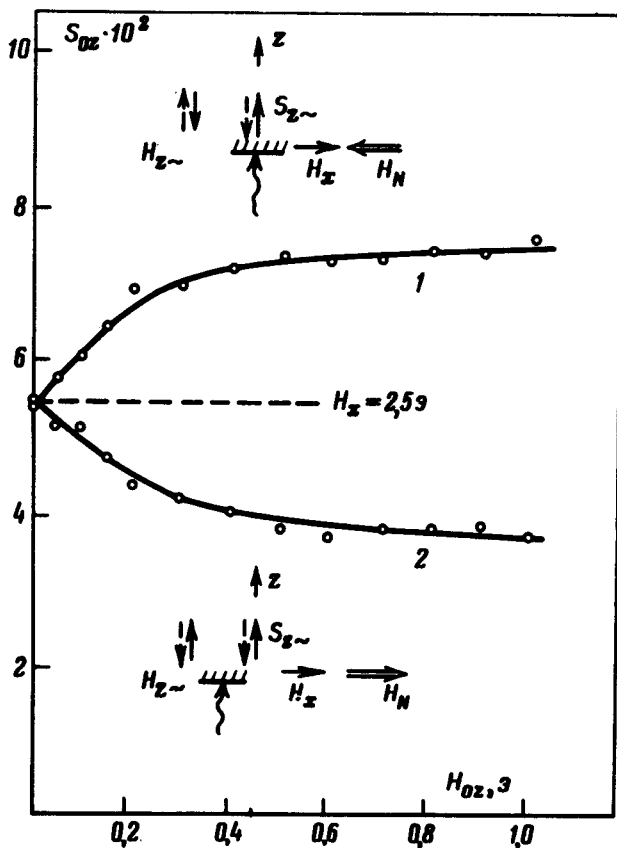


Рис. 1. Зависимость S_{oz} от H_{oz} при 4,2К. Кривая 1 соответствует выбору фазы ϕ , при которой достигается максимальная величина $N_N \uparrow H_x$. Кривая 2: фаза изменена на π при этом $N_N \uparrow H_x$.

Возникающее при этом поле ядер на электронах $H_{Nx} = A_N I_x$ (A_N — постоянная) складывается с внешним полем или вычитается из него в зависимости от знака Θ . Появление H_N можно обнаружить по изменению степени ρ_σ циркулярной поляризации люминесценции (эффект Ханле). ρ_σ численно равно S_z . Нами был использован кристалл $n\text{-Ga}_{0,78}\text{Al}_{0,22}\text{As}$ с узкой кривой Ханле [6]. Геометрия опыта ясна из схем рис. 1, соответствующих синфазной ($\Theta > 0$) и противофазной ($\Theta < 0$) модуляции (ϕ_m считается малым). Луч He — Ne-лазера, направленный вдоль z , нормально к поверхности образца модулировался по циркулярной поляризации ($\sigma^+ \rightleftharpoons \sigma^-$) на частоте 30,265 кГц кварцевым модулятором. Поскольку время существования спиновой ориентации электронов $\lesssim 10^{-8}$ сек, S_z безынерционно "следит" за изменением поляризации света. Двухканальная

схема счета фотонов позволяла отдельно накапливать числа N^+ и N^- квантов рекомбинационного излучения (вдоль $-z$), прошедших через анализатор поляризации в полупериоды, соответствующие возбуждению σ^+ и σ^- -светом. Величина S_{oz} определялась по формуле $S_{oz} = \alpha(N^+ - N^-)/(N^+ + N^-)$, где α — постоянная прибора. Напряжение с выхода генератора кварцевого модулятора через усилитель и фазовращатель подавалось также на катушки Гельмгольца, создававшие поле H_{\sim} вдоль z .

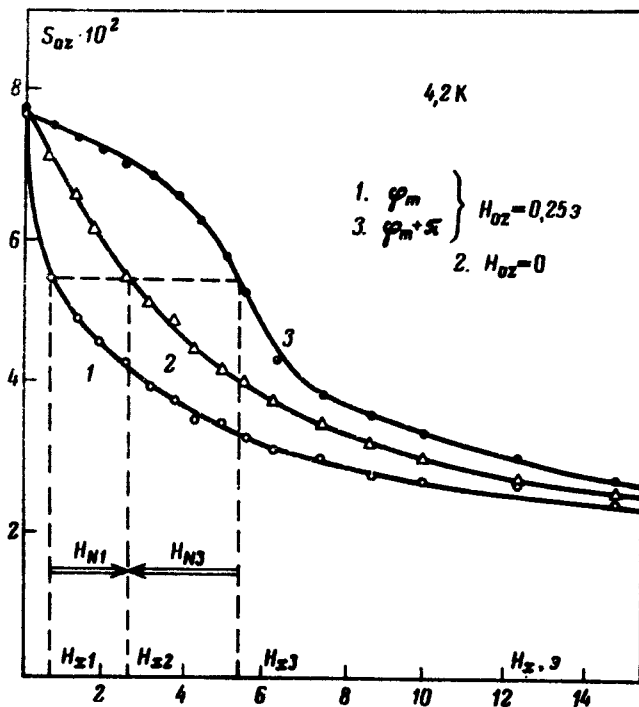


Рис. 2. Зависимости $S_{oz}(H_x)$ (эффект Ханле) для отличающихся на π значений фазы ϕ при $H_{oz} = 0,25 \text{ э}$ (кривые 1 и 2). Кривая 2: эффект Ханле при отсутствии осциллирующего магнитного поля

Кривые 2 и 1 на рис. 1 показывают изменение S_{oz} с амплитудой H_{oz} переменного поля при $H_x = 2,5 \text{ э}$ для двух значений ϕ_1 и ϕ_2 , отличающихся на π ($\phi_1 = \phi_m = \pi/6$). В случае кривой 1 поле H_N вычитается из H_x и деполаризация электронов уменьшается. Для кривой 2 H_N складывается с H_x и S_{oz} падает. На рис. 2 приведены кривые Ханле $S_{oz}(H_x)$ при $H_{oz} = 0$ (кривая 2) и $H_{oz} = 0,25 \text{ э}$ (кривая 1 для $\phi = \phi_m$ и 3 для $\phi = \phi_m + \pi$). Отметим, что осциллирующее поле ($H_{oz} = 2,5 \text{ э}$) на частоте 30 кГц , не синхронизованное с модуляцией поляризации света не приводит к заметным отклонениям от кривой 2. Подтверждением того, что дополнительное поле H_N связано с ядерными спинами, служит инерционность процессов установления. Далее, поскольку ядра поляризуются вдоль x , насыщающее РЧ поле вдоль y на частотах ЯМР для поля H_x должно приводить к деполаризации ядер и "стягиванию" кривых 1 и 3 к

кривой 2. Эффект "стягивания" наблюдается не только в области частот ЯМР, но в широком диапазоне до 60 кГц. Форма частотного спектра сложная и зависит от величин амплитуд полей вдоль z и y . Величина H_N определяется сдвигом кривых 3 и 1 относительно 2: $H_{N_{1,3}} = H_{x_2} - H_{x_3}$.

Здесь $H_{x_{1,2,3}}$ значения внешнего поля в точках с одинаковыми S_{oz} на кривых 1, 2 и 3 рис. 2. Величины $H_{N_{1,3}}$ при постоянном S_{oz} определяются ходом зависимости $S_{oz}(H_x)$ и для разных точек этой кривой соотношение H_{N_1} и H_{N_3} различно.

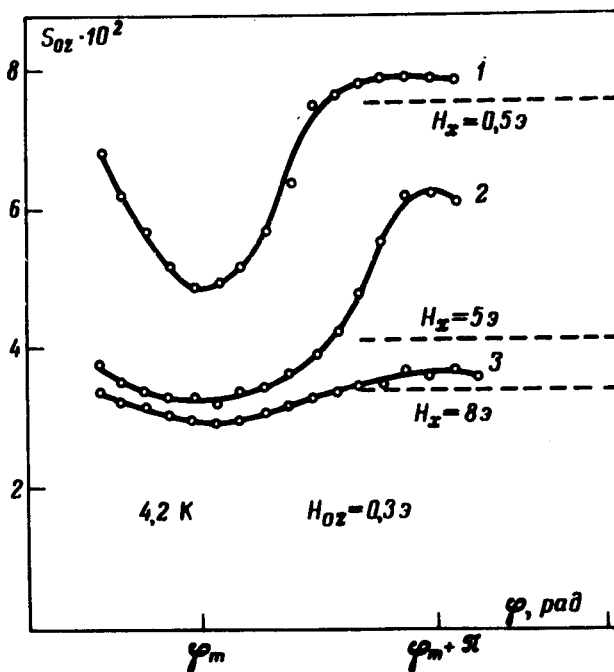


Рис. 3. Зависимость $S_{oz}(\phi)$:
 1 - $H_x = 0,5$ э, 2 - $H_x = 5$ э,
 3 - $H_x = 8$ э. Пунктир: значения S_{oz} для тех же H_x при $H_{oz} = 0$

Определив из опыта H_N , с помощью (2) можно оценить Θ_0 . Так, например, для точек кривых 1 и 3 с абсциссами H_{x_1} и H_{x_3} на рис. 2 найдем $|\Theta_0|_1^{\text{эксп}} \approx 0,25 A_N \mu_1$ и $|\Theta_0|_3^{\text{эксп}} \approx 1,5 A_N \mu_1$. Здесь под A_N и μ_1 подразумеваем величины, усредненные по различным ядрам решетки. Величина A_N определяет поле, созданное полностью ориентированными ядрами. В кристаллах типа $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ по порядку величины составляет 10^4 э. При этом значения $|\Theta_0|_1^{\text{эксп}}$ соответствуют диапазону $10^{-4} + 10^{-3}$ К. Таким образом, несмотря на относительно высокую частоту модуляции ($\omega T_2 \gg 1$) наблюдается значительное понижение Θ_0^1 . Более глубокое охлаждение происходит при постоянных S_z и H_z . Сильная взаимная зависимость S и I приводит к качественно новому поведению функции $S_z(H_x)$ в малых полях (резкое сужение ли-

¹⁾ М.И. Дьяконов и В.И. Перель отметили возможность охлаждения в осциллирующем поле ориентированных светом электронов при отсутствии внешнего поля.

нии Ханле, неустойчивости и др. [6, 7]). Проявление охлаждения в этом случае менее очевидно. Подчеркнем, что в осциллирующем поле происходит охлаждение спин-системы ядер решетки при отсутствии стационарной ядерной поляризации. Этот эксперимент доказывает, что все воздействие света сводится к охлаждению спиновой системы ядер решетки, а ядерная поляризация возникает как результат установления термодинамического равновесия во внешнем поле. С помощью изменения фазы ϕ легко осуществляется переход от положительных к отрицательным температурам, при котором меняется знак поля H_N и приращения ΔS_{oz} (см. рис. 3).

Авторы благодарны В.Л.Векуа и А.В.Ломакину за помощь, а также М.И.Дьяконову и В.И.Перелю за плодотворные обсуждения.

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

Поступила в редакцию
12 ноября 1975 г.

Литература

- [1] G. Lampel. Phys. Rev. Lett., 20, 491, 1968.
- [2] В.Л.Берковиц, А.И.Екимов, В.И.Сафаров. ЖЭТФ, 65, 346, 1973.
- [3] М.И.Дьяконов, В.И.Перель. ЖЭТФ, 65, 362, 1973.
- [4] Б.П.Захарченя, М.Е.Компан, В.Г.Флейшер. Письма в ЖЭТФ, 19, 734, 1974.
- [5] М.И.Дьяконов, В.И.Перель. ЖЭТФ, 68, 1514, 1975.
- [6] В.Г.Флейшер, В.Л.Векуа, Р.И.Джиоев, Б.П.Захарченя. Письма в ЖЭТФ, 21, 547, 1975.
- [7] В.А.Новиков, В.Г.Флейшер. Письма в ЖЭТФ, 1, 935, 1975.