

Письма в ЖЭТФ, том 16, вып. 10, стр. 563 – 566

20 ноября 1972 г.

ДИНАМИЧЕСКАЯ САМОПОЛЯРИЗАЦИЯ ЯДЕР В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

М. И. Дьяконов, В. И. Перель

В настоящей работе рассматривается система ядерных спинов, взаимодействующих с электронами, которые искусственно поддерживаются в неупорядоченном спиновом состоянии. Мы покажем, что в этих условиях при достаточно низкой температуре неупорядоченное состояние ядерных спинов неустойчиво (даже в отсутствие внешнего магнитного поля). Устойчивым же оказывается состояние с практически полной поляризацией ядер. В этом состоянии поляризованные ядра создают эффективное магнитное поле, действующее на спины электронов и обусловленное сверхтонким взаимодействием. Сама поляризация ядер поддерживается благодаря эффекту Оверхаузера в этом эффективном поле.

Чтобы понять причину неустойчивости неупорядоченного состояния ядерных спинов, допустим, что произошла флуктуация, заключающаяся в возникновении некоторой малой поляризации ядер. При этом спины

электронов окажутся в магнитном поле, обусловленном сверхтонким взаимодействием, и эффект Оверхаузера приведет к дальнейшему росту ядерной поляризации. Такая неустойчивость (самополяризация ядер) возникнет лишь при достаточно низкой температуре, когда оверхаузеровское значение ядерной поляризации в магнитном поле больше, чем флуктуационная поляризация, создавшая это поле.

Критическая температура T_c определяется спиновой энергией электрона в эффективном магнитном поле полностью поляризованных ядер, т. е. энергией сверхтонкого взаимодействия. Эффективное поле тяжелых ядер может достигать десятков килоэрстед, соответственно T_c может быть порядка нескольких градусов Кельвина.

Рассмотрим для простоты кристаллическую решетку из одинаковых ядер со спином $I = 1/2$, взаимодействующих с неориентированными электронами. Обозначим через N_{\pm} числа ядер со спинами "вверх" и "вниз". Изменение N_{\pm} описывается уравнением

$$\frac{dN_{\pm}}{dt} = -W_1 n_{-} N_{+} + W_2 n_{+} N_{-}, \quad (1)$$

где n_{\pm} — числа электронов со спинами "вверх" и "вниз", W_1 и W_2 — вероятности переходов $(-+) \rightarrow (+-)$ и $(+-) \rightarrow (-+)$ соответственно (первый знак в скобках отвечает состоянию электрона, второй — состоянию ядра). Полагая $n_{+} = n_{-} = n$ и вводя степень поляризации ядер $P = (N_{+} - N_{-}) / (N_{+} + N_{-})$, найдем для нее из (1) следующее уравнение:

$$\frac{dP}{dt} = -\gamma(P - P_0), \quad P_0 = \text{th}\left(\frac{\epsilon}{2kT}\right), \quad (2)$$

где $\gamma = (W_1 + W_2)n$ и использовано термодинамическое соотношение между вероятностями переходов: $W_2/W_1 = \exp(\epsilon/kT)$, Здесь k — постоянная Больцмана, T — температура, ϵ — разность энергий состояний $(+-)$ и $(-+)$.

Уравнение (2) описывает стремление поляризации ядер к оверхаузеровскому значению P_0 . Обычно в ϵ учитывается лишь энергия электрона во внешнем магнитном поле. Однако, при наличии поляризации ядер следует учитывать также энергию электрона в эффективном магнитном поле этих ядер¹⁾. Таким образом, в отсутствие внешнего магнитного поля $\epsilon = AP/2$, где A — фактор сверхтонкого расщепления [1].

$$A = \frac{16\pi}{3I} \mu_B \mu_I |\psi(0)|^2.$$

Здесь μ_B — магнетон Бора, μ_I — магнитный момент ядра, $|\psi(0)|^2$ — значение квадрата волновой функции электрона (нормированной в объеме элементарной ячейки) в месте расположения ядра, в рассматриваемом случае $I = 1/2$.

¹⁾ Мы предполагаем, что область локализации электрона содержит большое число ядер.

Согласно (2), стационарное значение ядерной поляризации в отсутствие внешнего поля должно удовлетворять уравнению

$$P = \text{th}\left(\frac{T_c}{T} P\right), \quad (3)$$

где введено обозначение

$$T_c = A/4k. \quad (4)$$

При $T > T_c$ уравнение (3) имеет единственное решение $P = 0$. Однако, при $T < T_c$ имеется три решения (см. рис. 1): $P = 0$ и $P = \pm P_s$.

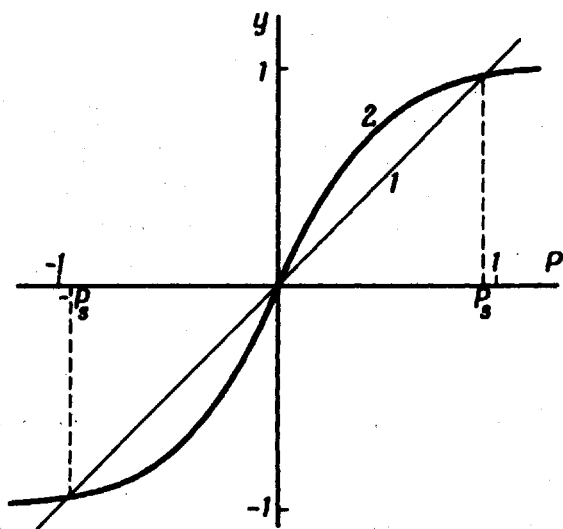


Рис. 1. Графическое решение уравнения (3) при $T = T_c/2$: 1. — $y = P$,
2. — $y = \text{th}\left(\frac{T_c}{T} P\right)$

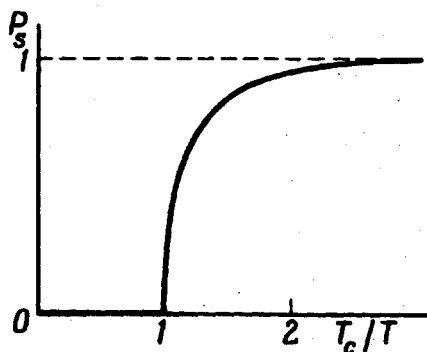


Рис. 2. Зависимость степени поляризации ядер в устойчивом состоянии от температуры

Из уравнения (2) находим условие устойчивости стационарных решений: $dP_s/dP < 1$. Легко видеть, что при $T < T_c$ устойчивы состояния с $P = \pm P_s$, а состояние с $P = 0$ неустойчиво. Таким образом, T_c является критической температурой, ниже которой происходит самополяризация ядер. На рис. 2 изображена зависимость поляризации в устойчивом состоянии от температуры. Эта зависимость имеет вид, характерный для фазового перехода второго рода.

Проведенное рассмотрение легко обобщается на случай, когда элементарная ячейка содержит несколько ядер с произвольными спинами. При этом вместо (4) получаем следующее выражение для T_c :

$$T_c = \frac{1}{3k} \sum_i A_i I_i (I_i + 1), \quad (5)$$

где суммирование производится по всем ядрам в элементарной ячейке. При температурах ниже T_c степень поляризации ядер всех сортов стремится к единице.

В качестве примера вычислим критическую температуру для антимонида индия. Значения $|\psi(0)|^2$ в этом материале были измерены Гуроном [2] (см. также [3]). Используя эти данные, находим $T_c \approx 9^\circ\text{K}$.

Самополяризация ядер возникает благодаря тому, что электроны искусственно поддерживаются в неориентированном состоянии. Действительно, мы считали, что флуктуация поляризации ядер и появление эффективного магнитного поля не сопровождается соответствующим изменением ориентации электронов. Практически такие условия могут быть созданы, например, в полупроводниках при генерации неравновесных, неориентированных носителей светом или при инжекции носителей через контакт, если их время жизни τ гораздо короче, чем время спиновой релаксации τ_s . В противном случае критическая температура будет уменьшена по сравнению со значением (5) из-за дополнительного множителя $\tau_s / (\tau + \tau_s)$. Другим фактором, понижающим T_c может явиться спин-решеточная релаксация ядер. Соответствующее уменьшение T_c описывается множителем (фактором утечки) $\gamma / (\nu + \gamma)$, где ν — обратное время продольной ядерной релаксации.

В отсутствие внешнего магнитного поля направление макроскопической ядерной намагниченности при $T < T_c$ случайно (в рассматриваемой простой модели). Как можно показать, слабое внешнее поле $H \ll kT_c / (g \mu_B)$, не изменяя общей картины явления, сделает наиболее вероятным направлением макроскопической намагниченности ядер направление вдоль магнитного поля.

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

Поступила в редакцию
16 октября 1972 г.

Литература

- [1] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика, М., Физматгиз, 1963.
- [2] M.Guéron. Phys. Rev., 135, A200, 1964.
- [3] A.Willig, B.Sapoval. XI International Conference on the Physics of Semiconductors (abstracts), p.31, Warszawa, 1972.