Письма в ЖЭТФ, том 26, вып. 2, стр. 86 – 89 *20 июля 1977 г.*

СПИНОВАЯ ДИФФУЗИЯ В ТВЕРДОМ He^3

Л.Л.Буишвили, А.И.Тугуши

Показано, что наличие макроскопической области с полностью поляризованными ядерными спинами вокруг вакансии в твердом He^3 приводит к увеличению и к своеобразной температурной зависимости коэффициента спиновой диффузии, который в определенных условиях с ростом температуры убывает.

Как было показано в работе Андреева [1], при температурах $I < T < \Delta$ (I – величина обменного интеграла $\sim 10^{-3}$K, T – температура, Δ – ширина энергетической зоны $\sim$ 10K) энергетически выгодным является возникновение макроскопической упорядоченной области (УО), в которой ядерные спины полностью поляризованы. Наличие таких УО должно оказывать существенное влияние на магнитные свойства кристаллов He^3.

В последнее время процессы спиновой диффузии в кристаллах He^3 интенсивно изучаются экспериментально [2], поэтому представляет интерес рассмотреть влияние УО на эти процессы.

Рассмотрение процессов спиновой диффузии мы будем проводить в рамках следующей простой модели. Систему упорядоченных ядерных спинов вокруг вакансии заменяем одним спином, равным по величине $S = N_o s$ (где N_o – число ядер в УО, $N_o >> 1$, s – величина ядерного спина) и помещенным в центр сферической УО радиуса R (в дальнейшем будем предполагать, что температура достаточно низкая, чтобы можно было не учитывать движение вакансий). Гамильтониан обменного взаимодействия представим в виде двух частей: первая часть есть взаимодействие между неупорядоченными спинами с обменным интегралом I (считаем, что взаимодействуют лишь ближайшие соседи; вторая часть – взаимодействие между упорядоченными и неупорядоченными спинами, причем тот факт, что в этом взаимодействии участвуют лишь те упорядоченные спины, которые находятся на поверхности УО учтем посредством перенормировки обменного интеграла, который в этом случае равен a/R (где a – период решетки).

Гамильтониан задачи с учетом выбранной модели имеет вид

$$H = H_z + H_{обм}$$

$$H = \omega_I \sum_i s_i^z + \omega_I \sum_n S_n^z \qquad (1)$$

$$H = \sum_{ij} I_{ij}(\mathbf{s}_i\, \mathbf{s}_j) + \sum_{in} I_{in}(\mathbf{s}_i\, \mathbf{S}_n),$$

где $\omega_I \sum_i s_i^z$ – зеемановская энергия неупорядоченных спинов, $\omega_I \sum_n S_n^z$ – зеемановская энергия упорядоченных спинов (суммирование идет по числу $\mathcal{Y}$Э). $\sum_{ij} I_{ij}(s_i\, s_j)$ – обменное взаимодействие между неупорядоченными спинами, $\sum_{in} I_{in}(s_i\, S_n)$ – обменное взаимодействие между неупорядоченными и упорядоченными спинами.

Вводим пространственную плотность зеемановского ~~гамильт~~ониана так, чтобы: $\int H_z(x)dx = H_z$

$$H_z(x) = \omega_I \sum_i \delta(x - x_i)s_i^z + \omega_I \sum_n \delta(x - x_n)S_n^z .$$

Уравнение движения для плотности зеемановского гамильтониана имеет вид

$$\frac{dH_z(x)}{dt} = \frac{1}{i}\,[H_z(x),\, H_{\text{обм}}] = K_z(x). \qquad (2)$$

На основании (2) можно построить неравновесный статистический оператор Зубарева [3], который в высокотемпературном приближении имеет вид

$$\rho \approx \frac{1}{\mathrm{Sp}\,1}\left(1 - \int H_z(x)\,\beta_z(x)dx + \int_{-\infty}^{0} e^{\epsilon t}\,dt \int dx' K_z(x't)\beta_z(x')\right), \qquad (3)$$

где

$$A(t) = \exp[iHt]\,A\,\exp[-iHt].$$

Усредняя (2) с помощью (3) и допуская, что справедливо диффузионное приближение

$$\beta_z(x') = \beta_z(x) + (x'_\alpha - x_\alpha)\frac{\partial\beta_z}{\partial x_\alpha} + \frac{(x'_\alpha - x_\alpha)(x'_\beta - x_\beta)}{2}\,\frac{\partial^2\beta_z}{\partial x_\alpha \partial x_\beta}$$

получим:

$$D_z^{\alpha\beta} = -\frac{1}{\langle H_z(x)H_z\rangle}\int dx' \frac{(x'_\alpha - x_\alpha)(x'_\beta - x_\beta)}{2}\int_{-\infty}^{0} e^{\epsilon t}\,dt \langle K_z(x)K_z(x't)\rangle,$$

где

$$\langle \cdots \rangle = \frac{\mathrm{Sp}\ldots}{\mathrm{Sp}1}.$$

Не приводя вычислений в предположении, что взаимодействуют лишь ближайшие соседи – получим:

$$D = D_0 \frac{1 + \frac{\sqrt{2}}{2a}\,\mu N^{5/3}}{(1 + \mu N_0)\left(1 + \frac{1}{4a}\,\mu N_0\right)^{1/2}}, \qquad (4)$$

где μ – относительная концентрация упорядоченных спинов ($\mu < 1$). D_0 – коэффициент спиновой диффузии в идеальной кристаллической решетке

[4], a – число ближайших соседей ядер He^3. N_0 и μ зависят от температуры следующим образом [1]

$$N_0 = AT^{-3/5}, \qquad \mu = AT^{-3/5}\exp\left\{-\frac{\epsilon_0}{T} - \frac{B}{T^{3/5}}\right\},$$

$$A = \frac{4}{3}\pi n\left(\frac{\pi}{4\ln 2}\,\frac{\hbar^2}{Mn}\right)^{3/5}, \qquad B = \frac{5}{6}\left(\frac{\pi^2\hbar^2}{M}\right)^{3/5}(4\pi n\ln 2)^{2/5}$$

M – эффективная масса, ϵ_0 – минимальная энергия вакансии.

1. Рассмотрим случай $\mu N_0 << 1$, считая, что $\sqrt{2}/2a\, N_0^{2/3} > 1$ получим

$$D \approx D_0\left[1 + \frac{\sqrt{2}}{2a}\mu N_0^{5/3}\right]$$

т. е. коэффициент диффузии в кристалле с вакансиями больше D_0 и зависит от температуры следующим образом

$$D \approx D_0\left[1 + \frac{\sqrt{2}}{2a}A^{8/3}\exp\left\{-\frac{\epsilon_0}{T} - \frac{B}{T^{3/5}}\right\}\frac{1}{T^{8/5}}\right] \tag{5}$$

из-за сильной экспоненциальной зависимости с ростом температуры растет.

Как известно, экспоненциальный рост D с температурой имеет место вследствие прыжкового механизма диффузии – прыжков вакансий [5] (который мы не принимаем во внимание). Однако полученный нами рост D с температурой (5) по форме отличается от прыжкового механизма диффузии.

2. Рассмотрим теперь случай $\mu N_0 >> 1$. В этом случае

$$D \approx D_0\sqrt{\frac{2}{a}}\,\frac{N_0^{1/6}}{\mu^{1/2}}$$

очевидно $D >> D_0$. Зависимость от температуры имеет вид

$$D \approx D_0\sqrt{\frac{2}{a}}\,A^{-1/3}T^{1/5}\exp\left\{\frac{\epsilon_0}{2T} + \frac{B}{2T^{3/5}}\right\} \tag{6}$$

Как видно, получается существенное отличие температурной зависимости коэффициента диффузии. В отличие от предыдущего случая с ростом температуры D уменьшается.

В заключение авторы выражают благодарность А.Ф.Андрееву за внимание.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
13 июня 1977 г.

Литература

[1] А.Ф.Андреев. Письма в ЖЭТФ, 24, 608, 1976.

[2] Б.Н.Есельсон, В.А.Михеев, В.Н.Григорьев. ФНТ, 2, 1229, 1976.

[3] Д.Н.Зубарев. Неравновесная статистическая термодинамика, М., изд. Наука, 1971.

[4] Л.Л.Буишвили, Д.Н.Зубарев. ФТТ, 7, 722, 1965.

[5] H.A.Reich. Phys. Rev., 129, 630, 1963.