Письма в ЖЭТФ, том 28, вып. 5, стр. 276 – 280 5 сентября 1978 г.

ВАКАНСИОННЫЕ РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ He^3

И.Н.Пирадашвили

Исследовано релаксационное поглощение энергии ВЧ магнитного поля на ферромагнитно поляризованных областях (ФПО), образованных вакансиями в твердом He^3. Оценивается время формирования ФПО в отсутствие магнитного поля.

Вакансия в твердом He^3 поляризует вокруг себя ядерные спины, создавая ферромагнитно упорядоченную область [1]. В настоящей работе исследуется возможность наблюдения таких областей методами ВЧ спектроскопии.

Пусть кристалл He^3 с вакансиями находится в магнитном поле. Рассмотрим ферромагнитно поляризованную область вокруг вакансии (ФПО) с магнитным моментом, направленным по полю. При температуре $T >> T_N \sim 1$ мК (T_N – температура Нееля ядерного антиферромагнетика, ядерные спины можно считать невзаимодействующими. Свободная энергия ФПО радиуса R в магнитном поле H выражается соотношением (ср. [1]):

$$F = \epsilon_0 + \frac{\pi^2\hbar^2}{2MR^2} + \frac{4}{3}\pi R^3 n\left[Ts(H) - \mu H\,\frac{\exp\frac{\mu H}{T}}{\mathrm{ch}\frac{\mu H}{T}}\right], \quad (1)$$

где ϵ_0 — энергия образования вакансии, M — эффективная масса вакансии, n — число атомов He^3 в единице объема, $s(H)$ — зависящая от внешнего магнитного поля энтропия системы в расчете на одну частицу, μ — магнитный момент ядра He^3.

Учитывая, что

$$s(m) = -\left[\frac{m}{n}\ln\frac{m}{n} + \left(1-\frac{m}{n}\right)\ln\left(1-\frac{m}{n}\right)\right], \tag{2}$$

где $m = \dfrac{n\exp\frac{\mu H}{T}}{2\operatorname{ch}\frac{\mu H}{T}}$ — концентрация частиц с ядерным спином, направленным по полю, выражение (1) можно переписать как

$$F = \epsilon_0 + \frac{\pi^2\hbar^2}{2MR^2} + \frac{4}{3}\pi R^3 nT\left(\ln 2\operatorname{ch}\frac{\mu H}{T} - \frac{\mu H}{T}\right). \tag{3}$$

Равновесный радиус ФПО в магнитном поле, определяющийся из соотношения $\partial F/\partial R = 0$, дается формулой

$$R_0(H) = \left[\frac{\pi\hbar^2}{4nTM\left(\ln 2\operatorname{ch}\frac{\mu H}{T} - \frac{\mu H}{T}\right)}\right]^{1/5}. \tag{4}$$

Рассмотрим случай, когда $H = H_0 + H_1\exp i\omega t$; $\mu H_1 << \mu H_0 << T$. В каждый момент времени радиус ФПО релаксирует к своему равновесному значению, изменение которого описывается формулой (4). Релаксация происходит посредством диффузии ядерных спинов, протекающей во всем пространстве вне ФПО. В отличие от работы [2], где перенос спинов через ФПО определял ее подвижность, как целого, в данном случае спины внутри ФПО в диффузии не участвуют. При диффузионном изменении размеров неподвижной ФПО поглощается энергия осциллирующего магнитного поля.

Для тела во внешней среде, каким можно считать ФПО в He^3, скорость диссипации при постоянных температуре и объеме определяется из соотношения

$$\dot{F} = -T\dot{S}, \tag{5}$$

где $\dot{S} = n\int\limits_{\Omega}\frac{\partial s}{\partial m}\dot{m}\,dV$ — скорость изменения полной энтропии ФПО. Интегрирование производится по всей области диффузии.

Малость амплитуды вынужденных колебаний неравновесного радиуса ФПО соответствует слабо неравновесному состоянию системы. При разложении $s(m)$ в ряд вблизи максимума можно ограничиться квадратичным членом.

Тогда

$$\frac{\partial s}{\partial m} = - \frac{4}{n^2}(m - m_o), \qquad (6)$$

где m_o — точка максимума для $s(m)$.

В приближении невзаимодействующих спинов имеет место уравнение непрерывности:

$$\dot{m} + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0, \qquad (7)$$

где $\mathbf{j} = - D \nabla m$ — плотность диффузионного потока, D — коэффициент самодиффузии. С учетом (6), (7), и после интегрирования по частям получим

$$\dot{S} = \frac{4}{n} D \int_{\Omega} (\nabla m)^2 dV. \qquad (8)$$

Пространственное распределение концентрации $m(r)$ определяется из уравнения диффузии. Задавая плотность потока $\mathbf{j}$ через границу ФПО в качестве граничного условия, получим

$$m(r) = \frac{n}{2\operatorname{ch}\frac{\mu H}{T}} \left[\exp\frac{\mu H}{T} - \frac{R_o^2 \dot{R} \exp\left(-\frac{\mu H}{T}\right) \exp ik(r - R_o)}{D(1 - ikR_o) r} \right], \qquad (9)$$

где $k = \sqrt{\omega/2D}\,(1 + i)$.

"Уравнение движения" (5) линеаризуется вблизи значений $R = R_o(H_o)$ $H = H_o$. С помощью (3), (8) и (9) найдем решение

$$R = R_o(H_o) + \frac{D}{R_o(H_o)} \exp\frac{\mu H_o}{T} \operatorname{ch}\frac{\mu H_o}{T} \frac{\frac{R_o^2}{l^2} + \left(\frac{R_o}{l} + 1\right)^2}{\frac{R_o}{l} + 1} \frac{\exp i(\omega t + \delta)}{\sqrt{\omega^2 + \gamma^2}} \frac{\mu H_1}{T}, \qquad (10)$$

где $\operatorname{tg}\delta = \omega/\gamma$.

$$\gamma = - 5D \left[\frac{\exp\frac{\mu H_o}{T} \operatorname{ch}\frac{\mu H_o}{T}}{R_o(H_o)} \right]^2 \frac{\frac{R_o^2}{l^2} + \left(\frac{R_o}{l} + 1\right)^2}{\frac{R^o}{l} + 1} \left(\ln 2\operatorname{ch}\frac{\mu H_o}{T} - \frac{\mu H_o}{T} \right);$$

$l = \sqrt{2D/\omega}$ — толщина "скин-слоя".

Мнимая часть восприимчивости $\chi''(\omega)$ определяется из соотношения

$$\chi''(\omega) = \frac{2P(\omega)}{\omega H_1^2} ,$$

где $P(\omega)$ – средняя по времени мощность, поглощаемая в единице объема. При помощи (5), (8), (9) и (10) найдем

$$\chi''(\omega) = 4\pi N n R_0^3 \frac{\mu^2}{T} f \frac{R_0}{l} , \tag{11}$$

где N – число вакансий в единице объема;

$$f(z) = \frac{z^2(z+1)[z^2+(z+1)^2]}{z^4(z+1)^2 + \frac{25}{4}\left(\exp\frac{\mu H_0}{T}\operatorname{ch}\frac{\mu H_0}{T}\right)^4\left(\ln 2\operatorname{ch}\frac{\mu H_0}{T} - \frac{\mu H_0}{T}\right)^2[z^2+(z+1)^2]^2} .$$

Для $D \sim 3\cdot10^{-8}$ см^2/сек ([3]) значение $l \sim R_0$ соответствует частоте $\omega \sim 6\cdot10^5$ гц. В квазистационарном случае $l \gg R_0$ и $\chi''(\omega) \sim \omega$; в обратном случае высоких частот $l \ll R_0$ и $\chi''(\omega) \sim \omega^{-1/2}$. Применимость формул (10),(11) ограничивается областью $l \gtrsim a$ (a – межатомное расстояние), что соответствует частотам $\omega \lesssim 10^8$ гц.

При температуре $T \sim 10^{-2}$K, концентрации вакансий $x \sim 10^{-5}$ в постоянном поле $H_0 \lesssim 100$ гс, на частоте $\omega \sim 10^6$ гц мнимая, часть восприимчивости есть величина порядка 10^{-7}.

В заключение вычислим время, за которое вакансия формирует ФПО в отсутствие поля. Оно выражается интегралом

$$t = -\frac{4}{5}\,\frac{nTMR_0^7}{D\pi\hbar^2}\int_0^{R_0(0)}\frac{dR}{R - R_0(0)}$$

логарифмически расходящимся на верхнем пределе. Обрезав интеграл $R - R_0(0) \sim a$, получим

$$t = \frac{4}{5} D \frac{R_0^2(0)}{(4\ln 2)^5} \ln\frac{R_0(0)}{a},$$

что составляет 10^{-8} сек по порядку величины.

Выражаю искреннюю признательность А.Ф.Андрееву за внимательное руководство и ценные советы, В.И.Марченко и А.Э.Мейеровичу -- за плодотворное обсуждение.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 июля 1978 г.

Литература

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

[2] С.В.Иорданский. Письма в ЖЭТФ, **26**, 183, 1977.

[3] R.A.Guyer, R.C.Richardson, L.I.Zane. Rev. Mod. Phys., **43**, 532, 1971.