

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО He^3

А.Э.Мейерович

Изучены особенности высокочастотной восприимчивости кристаллического He^3 типа ферромагнитного резонанса, связанные с упорядочиванием спиновой системы вблизи вакансий.

Вопрос о свойствах некоторых типов квазичастиц, например, вакансий (вакансионов) в квантовых кристаллах с отличным от нуля магнитным моментом атомов или дырок в полупроводниках с магнитной структурой, не выяснен до конца. При туннелировании таких квазичастиц осуществляются перестановки частиц, обладающих магнитным моментом. Возможность когерентных перестановок тождественных частиц при движении квазичастицы приводит к своеобразному обменному взаимодействию, определяющемуся спиновым состоянием атомов.

Обменный интеграл вакансии – атом матрицы J в кристаллическом He^3 , определяющий вероятность туннелирования вакансии, весьма велик $J \sim 1\text{К}$. Поэтому вблизи вакансии обменное взаимодействие атомов через вакансию существенно превосходит непосредственное обменное взаимодействие атомов He^3 ($J_{33} \sim 10^{-4}\text{К}$) и, для достаточно низких температур, температуру T . В результате, как впервые показал Андреев [1], при $J \gg T$ и при любом знаке J_{33} , вокруг вакансии образуется макроскопическая ферромагнитно упорядоченная область радиуса

$$R = \left(\frac{\pi \hbar^2 a^3}{4mT \ln 2} \right)^{1/5} \gg a.$$

Здесь a – межатомное расстояние, $m \sim \hbar^2/Ja^2$ – эффективная масса вакансионна (для ОЦК кристалла $m = \hbar^2/8Ja^2$). С возникновением таких ферромагнитных областей связаны особенности высокочастотной восприимчивости кристалла, изучение которых и составляет предмет данной работы.

Как отмечалось выше, возможность перестановок атомов со спином $\hat{S}(\mathbf{R}_i)$ при когерентном туннелировании вакансии приводит к обменному взаимодействию между атомами, пропорциональному концентрации вакансий, т. е. квадрату модуля волновой функции вакансионна $\psi(\mathbf{r})$. Это взаимодействие для достаточно гладкой функции $\psi(\mathbf{r})$ можно учесть введением в гамильтониан членов вида

$$-a^3 J \sum_{\substack{i \neq k, l \\ k \neq l}} \xi_{ikl} |\psi(\mathbf{R}_i)|^2 \hat{S}(\mathbf{R}_k) \hat{S}(\mathbf{R}_l). \quad (1)$$

Функция $\xi_{ikl} = \xi(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_{k,l})$ определяется вероятностью перестановки атомов в узлах \mathbf{R}_k и \mathbf{R}_l при движении вакансии по замкнутой траекто-

ри, проходящей через узел R_i . Функция ξ_{ikl} быстро убывает с ростом $|R_i - R_{k,l}|$, $|R_k - R_l|$, и в гамильтониане (1) достаточно ограничиться слагаемыми, в которых узлы i, k, l являются ближайшими соседями. Это соответствует разложению гамильтониана по $1/Z$, где Z — число ближайших соседей. Для соответствующих слагаемых величина ξ_{ikl} не зависит от своих индексов и является постоянной порядка единицы.

Внутри ферромагнитной области вокруг вакансии волновая функция последней является медленно меняющейся функцией координат

$$\psi(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R^3}} \frac{\sin(\pi r/R)}{r/R}.$$

При этом гамильтониан (1) для спин-волновых переменных диагонализуются в каждой точке обычным преобразованием Холстейна — Примакова и приобретает вид

$$2\mu H + \frac{a^3 J \xi}{2\pi R^3} \left\{ \frac{\sin^2(\pi r/R)}{(r/R)^2} \epsilon(\mathbf{k}) + \epsilon(\mathbf{k}) \frac{\sin^2(\pi r/R)}{(r/R)^2} \right\}, \quad (2)$$

где μ — магнитный момент атома, H — внешнее магнитное поле, $\epsilon(\mathbf{k})$ — обычный спектр спиновых волн в ферромагнетике с взаимодействием ближайших соседей.

Собственные значения гамильтониана (2) $\epsilon + 2\mu H$, т. е. частоты "ферромагнитного резонанса" He^3 с вакансиями, лежат в полосе

$$0 < \epsilon < \pi \frac{a^3}{R^3} J \xi \epsilon_{\max}(\mathbf{k}) = E.$$

Собственные колебания магнитного момента ферромагнитной области вокруг вакансии с энергией $\epsilon + 2\mu H$ локализованы при $r < r^*$, где

$$\frac{E}{\pi^2} \frac{\sin^2(\pi r^*/R)}{(r^*/R)^2} = \epsilon.$$

Область $r^* < r < R$ является классически недоступной. Уровни энергии финитного движения дискретны. Вероятность прохождения через классически недоступную область определяет размытие уровней. Для низкочастотных колебаний $\epsilon \ll T$ величина $R - r^* \sim a$ и вероятность прохождения через барьер порядка единицы. Спектр колебаний на таких частотах практически непрерывен.

Дискретные частоты появляются при $\epsilon \gg T$. Для высокочастотных колебаний $\epsilon \rightarrow E$, когда $r^* \ll R$, уравнение Шредингера для определения собственных частот гамильтониана (2) имеет вид уравнения для пространственного осциллятора. Частоты ω_n ферромагнитного резонанса (для ОЦК кристалла) равны

$$\hbar \omega_n = E \left\{ 1 - \frac{\pi}{3} \frac{a}{R} (n + 3/2) \right\} = 16\pi J \xi \left(\frac{T \ln 2}{2\pi J} \right)^{3/5} \left\{ 1 - \frac{\pi}{3} \left(\frac{T \ln 2}{2\pi J} \right)^{1/5} (n + 3/2) \right\}.$$

При $J \sim 1\text{К}$, $T \sim 10^{-3}\text{К}$ величина $E \sim 2,5 \cdot 10^{-2}\text{К}$, а расстояние между уровнями порядка $2,5 \cdot 10^{-3}\text{К}$. Размытие уровней, определяемое вероятностью туннелирования через барьер, в данном случае экспоненциально мало по величине $R/a \gg 1$. При этом ширина линии ЯМР $\Delta\omega$ определяется флуктуациями размера ферромагнитных областей. Среднеквадратичное отклонение ΔR радиуса R от его равновесного значения равно $(1/T \partial^2 F / \partial R^2)^{-1/2}$, где для свободной энергии F можно использовать выражение [1]. Соответственно, ширина линии $\Delta\omega$ порядка

$$\Delta\omega \approx \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial R} \Delta R = \frac{E}{\hbar} \left(\frac{a}{R} \right)^{3/2} \left(\frac{9}{20\pi \ln 2} \right)^{1/2}.$$

Спектр частот ферромагнитного резонанса для столь низких температур, для которых кристалл He^3 , кроме областей вокруг вакансий, находится в антиферромагнитном состоянии, также определяется выражением (3), в котором температуру следует заменить на величину порядка J_{33} .

Экспериментальное обнаружение высокочастотного поглощения в He^3 позволит определить вероятность туннелирования вакансий и их концентрацию. Последняя величина представляет особенный интерес вблизи кривой плавления при наибольших молярных объемах в связи с вопросом о существовании нулевых вакансионных и определяемой этим возможностью сверхтекучести в кристаллическом He^3 .

Выражаю благодарность А.Ф.Андрееву за постоянное внимание и интерес к работе, И.М.Лифшицу и С.В.Иорданскому за полезное обсуждение.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 апреля 1977 г.

Литература

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