Письма в ЖЭТФ, том 26, вып. 3, стр. 183 – 185 *5 августа 1977 г.*

О ПОДВИЖНОСТИ ВАКАНСИИ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ He^3

С.В.Иорданский

Найдена температурная зависимость коэффициента диффузии вакансии в He^3, захваченной областью ферромагнитно-упорядоченных спинов.

Делокализованные при низких температурах вакансии в кристаллическом He^3 приводят к появлению косвенного обмена, т.к. обход вакансии вокруг замкнутого пути эквивалентен перестановке атомов, а, следовательно, при вычислении энергии будет существенна симметрия волновой функции, т.е. ее зависимость от спинов. Реально в He^3 прямой обмен чрезвычайно мал, $J \sim 10^{-3}$К, в то время как подвижность вакансии довольно велика. По различным оценкам соответствующая ширина зоны $\Delta \sim 10$К, так что существует область температур, где прямым обменом можно пренебречь.

Впервые такая задача, сводящаяся к вырожденной модели Хаббарда, рассматривалась в [1], где было показано, что для ОЦК и ПК решеток дырки приводят к поляризации частиц, так что основным является ферромагнитное состояние. Для ГПУ и ГЦК решеток основное состояние антиферромагнитно. Эта модель к применению к кристаллическому He^3 рассматривалась в работах [2 – 4].

В работе [4] рассмотрена спиновая структура около вакансии в ОЦК He^3 типа флуктуона [5], в пределе, когда $J \ll T \ll \Delta$.

В настоящей статье мы дадим оценку подвижности такого образования.

Спиновая структура около вакансии может быть получена из функционала свободной энергии [5], имеющего в настоящем случае вид:

$$F = \int \{ (\Delta a^2/2) \, |\nabla\psi|^2 + U(|\psi|^2, n_{\mathbf{k}}) - TS(|\psi|^2, n_{\mathbf{k}}) \} \, d^3r. \quad (1)$$

Здесь первые два члена представляют соответственно кинетическую энергию вакансии, локализованной в области упорядоченных спинов (a – постоянная решетки), и энергию взаимодействия спинов и вакансии, пропорциональную плотности энергии спиновых волн. Последний член дает энтропию системы. Мы будем пользоваться спинволновым приближением, вводя локальную плотность числа спиновых волн $n_{\mathbf{k}}(r)$ ($\mathbf{k}$ – импульс спиновой волны).

Взаимодействие и энергия спиновых волн будут определяться косвенным обменом, который мы учтем эффективным прямым обменом с константой $J_{eff} \sim \Delta a^3 |\psi|^2$ ($a^3 |\psi|^2$ – локальная концентрация вакансий). Такой подход является справедливым при малом числе спиновых волн [1].

Анализ соответствующих уравнений Эйлера – Лагранжа приводит к следующемй виду ψ:

$$\psi = R^{-1/2} \, r^{-1} \sin(\pi r/R) \qquad r < R - \delta R,$$

$$\frac{d\psi}{dr} \approx -\frac{1}{a}\sqrt{\frac{U(\psi)-U(0)}{\Delta} - \frac{E}{\Delta}\psi^2}, \quad r > R - \delta R, \qquad (2)$$

$$E \sim \Delta(T/\Delta)^{2/5}, \quad R \sim a(T/\Delta)^{1/5}, \quad \delta R \sim a(T/\Delta)^{2/25}$$

Для нас наиболее существенно то, что производная при переходе из первой области, где спины полностью упорядочены, во вторую продолжается непрерывно, так что даже при $J_{eff} \sim T$, $\frac{d\psi}{dr} \sim \frac{\psi(0)}{R}$ и только затем, после насыщения числа перевернутых спинов, переходит на экспоненциальный закон. Формулы (2) находятся в согласии с результатами работы [4].

Подвижность такого образования определяется переносом перевернутых спинов через упорядоченную область, т.к. отсутствие прямого обмена запрещает транспорт вне флуктуона. Рассматривая движение "центра" флуктуона: $\vec{\rho} = (\int M^z \mathbf{r}\, d^3r)(\int M^z d^3r)^{-1}$, где $M^z(\mathbf{r})$ – плотность спина, нетрудно получить формулу типа Кубо для коэффициента диффузии флуктуона

$$D = \frac{\int \langle j_x^z(t, \mathbf{r})\, j_x^z(0, \mathbf{r}') \rangle\, dt\, d^3r\, d^3r'}{(\int M^z d^3r)^2} \qquad (3)$$

величина в угловых скобках обозначает коррелятор спиновых токов j_x^z, переносящих M^z в направлении x. Определение коэффициента диффузии по этой формуле является весьма сложной задачей из-за неоднородности структуры и необходимости рассмотрения области с большой концентрацией перевернутых спинов.

Спиновые волны с орбитальным числом $l \sim 1$ и $\epsilon \sim T$ свободно распространяются внутри флуктуона, причем их обратная длина волны $k \sim 1/R$ (см. работу [6]). Волны же с $l >> 1$, $\epsilon \sim T$, сосредоточены в "корочке" толщиной порядка a, где эффективный обменный интеграл $J_{eff} \sim T$, и определяют диссипативные процессы.

Для оценки коэффициента диффузии мы применим более простой способ подсчета подвижности и соответствующей диссипации энергии [5].

Если флуктуон движется как целое с малой скоростью v, то возникает сила сопротивления и диссипация энергии $Q = \eta v^2$ (η – подвижность). Вычисляя диссипацию энергии, получим

$$Q = -T \int \frac{\delta^2 6}{\delta n_{\mathbf{k}}^2}\, \delta n_{\mathbf{k}} (\mathbf{v}\vec{\nabla})\, n_{\mathbf{k}}\, d^3k\, d^3r$$

если мы воспользуемся приближением газа спиновых волн ($6(n_k)$ – энтропия идеального газа). В этот интеграл основной вклад дает область "корочки" с большой плотностью перевернутых спинов, где тепловой импульс волн $k_T \sim 1/a$. По порядку величины изменение функции распределения из-за движения $\delta n_{\mathbf{k}} \sim \tau(\mathrm{v}\vec{\nabla})n_{\mathbf{k}}$, где $\tau \sim T^{-1}$ характерное время релаксации в "корочке". Оценивая согласно формулам (3) величину $\frac{dn_{\mathbf{k}}}{dr}$ и учитывая объем "корочки" R^2a, получим, используя соотношение Эйнштейна:

$$D = T/\eta \sim (kTa^2/\hbar)(T/\Delta)^{2/5} \qquad (4)$$

Этот результат, согласно формуле (3), соответствует токам в "корочке" флуктуона, где $\langle jj \rangle \sim T^2 a^{-4}$, со временем корреляции T^{-1} и радиусом корреляции порядка R. Большой радиус корреляции связан с тем, что за время T^{-1} флуктуации успевают обменяться спиновыми волнами, проникающими сквозь толщу флуктуона. Фактически, мы не использовали существенно модель спиновых волн и можно надеяться, что результат (4) по порядку величины не зависит от этой модели.

Таким образом, коэффициент диффузии оказывается большим по сравнению с величиной, определяемой прямым обменом ($a^2 J$) в области не слишком низких температур, и мал по сравнению с соответствующей величиной, определенной по вероятности перескока самой вакансии (Δa^2). Существенное снижение скорости вакансий, захваченных флуктуонами, должно приводить к уменьшению их роли в транспорте посторонних частиц, например, ионов.

Автор выражает благодарность А.Ф.Андрееву и А.Э.Мейеровичу за полезное обсуждение.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау

Поступила в редакцию
5 июля 1977 г.

Литература

[1] A.Nagaoka, Phys.Rev., 147, 392, 1966.

[2] R.A.Guer. J. of Low Temp. Phys., 8, 427, 1972.

[3] N.Sullivan, G.Deville, A.Landesman. Phys.Rev., B11, 1858, 1975.

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

[5] М.А.Кривоглаз. ФТТ, 11, 2230, 1969; УФН, 111, 617, 1973.

[6] А.Ф.Андреев, В.И.Марченко, А.М.Мейерович. Письма в ЖЭТФ, 26, 40, 1977.