

АНАЛОГ ТЕОРЕМЫ АНДЕРСОНА ДЛЯ ПОЛЯРНОЙ ФАЗЫ ЖИДКОГО ^3He В НЕМАТИЧЕСКОМ АЭРОГЕЛЕ

И. А. Фомин

Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук
119334, Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 мая 2018 г.

Рассмотрено влияние аэрогеля, нити которого параллельны друг другу, на температуры перехода ^3He в сверхтекучие фазы, различающиеся проекциями l_z орбитального момента на направление нитей. Показано, что при зеркальном отражении фермиевских возбуждений жидкого ^3He от нитей температура перехода в полярную фазу, соответствующую $l_z = 0$, остается такой же как температура перехода в любую из фаз с орбитальным моментом $l = 1$ в отсутствие аэрогеля. Температура перехода в фазы с $l_z = \pm 1$ оказывается более низкой, и возникает конечный интервал температур, в котором устойчива только полярная фаза. Найдена величина этого интервала. Проведена оценка влияния магнитного (обменного) рассеяния фермиевских возбуждений на адсорбированных атомах ^3He на температуру перехода ^3He в сверхтекучее состояние.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 85-летию Л. П. Питаевского

DOI: 10.1134/S0044451018110147

1. ВВЕДЕНИЕ

Утверждение теории сверхпроводящих сплавов [1], известное как теорема Андерсона [2], относится к сверхпроводникам с обычным (s -волновым) куперовским спариванием. Согласно этому утверждению упругое рассеяние фермиевских возбуждений на немагнитных примесях не приводит к понижению температуры перехода T_c в сверхтекучее или сверхпроводящее состояние. Если же спаривание необычное или примеси взаимодействуют со спинами квазичастиц, то в результате рассеяния куперовские пары могут разрушаться и T_c понижается [3, 4]. Относительная величина понижения температуры $\delta T_c/T_c$ имеет порядок ξ_0/λ , где ξ_0 — длина когерентности в сверхтекучем состоянии, а λ соответствующая длина свободного пробега квазичастиц. Сверхтекучие фазы ^3He возникают в результате триплетного (спин 1) куперовского спаривания. Параметром порядка в этом случае является симметричная спиновая 2×2 -матрица

$$\Delta_{\alpha\beta} = \Delta \mathbf{d}(\hat{k})(i\sigma\sigma_y)_{\alpha\beta},$$

где Δ — общая амплитуда, $\mathbf{d}(\hat{k})$ — векторная функция направления \hat{k} в импульсном пространстве, σ_α —

матрицы Паули. Орбитальный момент пар l в ^3He также равен единице. Это позволяет записывать $\mathbf{d}(\hat{k})$ в виде $d_\mu(\hat{k}) = A_{\mu j}\hat{k}_j$, где $A_{\mu j}$ комплексная 3×3 -матрица. Разные сверхтекучие фазы различаются видом матрицы $A_{\mu j}$. Для полярной фазы

$$A_{\mu j} = \exp(i\varphi)d_\mu m_j,$$

где d_μ — вещественный единичный вектор в спиновом пространстве, а m_j — единичный орбитальный вектор. В свободном от примесей ^3He полярная фаза не реализуется.

Единственным известным способом внести примеси в жидкий ^3He является использование высокопористых аэрогелей. В большинстве аэрогелей, используемых в экспериментах с ^3He , образующие аэрогель нити занимают 2–5% общего объема образца, причем длина свободного пробега фермиевских возбуждений намного превышает межатомное расстояние. Это оправдывает применение к ^3He в аэрогеле теории сверхпроводящих сплавов [1, 5]. Правда, следует иметь в виду, что типичные диаметры нитей 3–10 нм велики по сравнению с фермиевской длиной волны и рассеяние на нити нельзя считать изотропным. Аояма и Икеда [6] обсудили влияние анизотропии сечения рассеяния на примесях на фазовую диаграмму сверхтекучего ^3He для ориентированных

примесей. В их модели средний квадрат борновской амплитуды рассеяния на одной примеси имеет вид

$$\overline{|u_{\mathbf{k}}|^2} = A[1 + \delta_u(\hat{k}\hat{z})^2].$$

Параметр δ_u , по предположению малый, характеризует величину и знак глобальной анизотропии, которую можно создать, например, путем деформации аэрогеля. На основании своих вычислений Аояма и Икеда пришли к выводу о том, что для отрицательных значений δ_u , соответствующих растянутому аэрогелю (в их статье $\delta_u = -0.07$), на фазовой диаграмме ${}^3\text{He}$ возникает область устойчивости полярной фазы. Одноосное растяжение аэрогеля понижает симметрию системы от сферической до аксиальной. В результате, общая температура сверхтекучего перехода T_c в состоянии с орбитальным моментом $l = 1$ расщепляется на две T_{c0} и T_{c1} , соответствующие его проекциям $l_z = 0$ и $l_z = \pm 1$ на ось симметрии. Полярной фазе соответствует $l_z = 0$. Полярная фаза впервые наблюдалась экспериментально в работе [7]. Для стабилизации фазы был использован специальный нематически упорядоченный аэрогель «нафен» [8]. Он образован длинными и практически параллельными друг другу прямолинейными нитями. В указанных экспериментах нити были покрыты пленкой ${}^4\text{He}$ толщиной примерно в 2.5 атомных слоя. Такая пленка предохраняет нити от образования на них слоя твердого парамагнитного ${}^3\text{He}$, который существенно изменяет условия рассеяния возбуждений на нитях. Считается, что при покрытии пленкой ${}^4\text{He}$ рассеяние можно считать зеркальным при давлениях, меньших примерно 20 бар [9], в то время как в отсутствие пленки оно является диффузным при всех давлениях и кроме того, становится возможным обменное взаимодействие спинов возбуждений со спинами адсорбированного ${}^3\text{He}$. Недавние эксперименты [10] показали, что покрытие нитей пленкой ${}^4\text{He}$ очень важно для стабилизации полярной фазы. В отсутствие пленки полярная фаза не образуется и фазовая диаграмма существенно изменяется.

Настоящая теоретическая работа стимулирована результатами экспериментов [10]. Ее целью является выяснение вопроса, почему именно полярная фаза ${}^3\text{He}$ столь чувствительна к изменению условий рассеяния фермиевских возбуждений на нитях нафена. Для этого рассматривается идеализированная модель нафена, он представляется как система бесконечно длинных тонких цилиндров, ориентированных параллельно друг другу и случайно распределенных со средней плотностью n_2 в плоскости x, y , перпендикулярной общей оси анизотропии z . Счи-

тается, что цилиндры зеркально отражают падающие на них фермиевские возбуждения. В последнем разделе статьи проведена оценка влияния на фазовую диаграмму магнитного (обменного) рассеяния на нитях, когда пленка ${}^4\text{He}$ отсутствует.

2. ТЕОРЕМА

Следуя теории сверхпроводящих сплавов Абрикосова и Горькова (АГ) [1, 5] будем описывать взаимодействие квазичастиц с нитями аэрогеля с помощью статического потенциала

$$U(\mathbf{r}) = \sum_a u(\rho - \rho_a).$$

Здесь $\rho = (x, y)$ — двумерный вектор. Суммирование происходит по координатам x_a, y_a проекций нитей на плоскость x, y . Фурье-образ потенциала имеет вид

$$U(\mathbf{k}) = 2\pi\delta(k_z)u(\kappa)\sum_a e^{-i\kappa\rho_a}, \quad (1)$$

где $\kappa = (k_x, k_y)$ — двумерный волновой вектор, а

$$u(\kappa) = \int u(\rho) \exp(i\kappa\rho) d^2\rho.$$

Сомножитель $\delta(k_z)$ в правой части является формальным выражением предположения о зеркальном отражении квазичастиц от нитей. В процессе рассеяния сохраняется не только энергия возбуждения, но и продольная проекция его импульса. Взаимодействие квазичастиц, приводящее к спариванию в p -состоянии, можно записать в виде

$$V(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = 3g(\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}'),$$

(g — константа взаимодействия), так что в отсутствие примесей температура перехода в сверхтекучее состояние T_c^0 одна и та же для всех проекций углового момента. В частности, для $l_z = 0$ она находится из уравнения

$$1 = -3gT_c^0 \sum_n \int k_z^2 G^{(0)}(\omega_n, \mathbf{k}) G^{(0)}(-\omega_n, -\mathbf{k}) \times \frac{d^3k}{(2\pi)^3}, \quad (2)$$

где $G^{(0)}(\omega_n, \mathbf{k})$ — одночастичная гриновская функция в импульсном представлении:

$$G^{(0)}(\omega_n, \mathbf{k}) = (i\omega_n - \xi + i\delta \text{sign } \omega_n)^{(-1)}.$$

Учет влияния примесей проводится обычным образом. Поле $U(\mathbf{r})$ рассматривается как возмущение. В

среднем оно аксиально симметрично. Состояния с разными проекциями углового момента на ось анизотропии $l_z = 0$ и $l_z = \pm 1$ образуют правильный базис нулевого приближения, и их можно рассматривать отдельно. Как и в исходной теории АГ, считается, что из-за малой концентрации примеси не влияют на константу g взаимодействия возбужденный друг с другом.

Начнем со случая $l_z = 0$. Дальнейшие члены ряда теории возмущений собираются в два существенных вклада. Во-первых, в знаменателе одночастичной функции Грина возникает собственно энергетическая часть $\Sigma(\varepsilon, \kappa)$. Поправка первого порядка

$$\Sigma^{(1)} = n_2 \int u(\rho) d^2 \rho,$$

где n_2 — двумерная плотность нитей, включается в химический потенциал μ . Поправка второго порядка находится самосогласованным образом из уравнения

$$\Sigma^{(2)}(\varepsilon, \kappa) = n_2 \int \frac{d^2 \kappa'}{(2\pi)^2} \frac{|u(\kappa - \kappa')|^2}{\varepsilon - \xi_\kappa - \Sigma^{(2)}(\varepsilon, \kappa') + i\delta \text{sign } \varepsilon}. \quad (3)$$

Это двумерный аналог соответствующего трехмерного уравнения, $\xi_\kappa = \varepsilon(\mathbf{k}) - \mu$, причем величина k_z фиксирована. При переходе в написанном интеграле к интегрированию по ξ_κ возникает двумерная плотность состояний N_2 , Из-за сферичности ферми-поверхности она не зависит от k_z . Решение уравнения (3) ищется в виде

$$\Sigma^{(2)} = (-i/2\tau) \text{sign } \varepsilon.$$

Подстановка в уравнение (3) приводит к результату:

$$\frac{1}{\tau} = n_2 m^* \overline{|u|^2}, \quad (4)$$

где

$$\overline{|u|^2} = \int \frac{d\varphi'}{2\pi} |u(\kappa - \kappa')|^2$$

— поперечное сечение рассеяния на потенциале $u(\rho)$, а m^* — эффективная масса возбуждения. Интегрирование проводится по направлениям κ' , абсолютная величина которого зависит от k_z как $|\kappa'| = \sqrt{k_F^2 - k_z^2}$. С учетом рассеяния гриновская функция имеет вид

$$G(\omega_n, \mathbf{k}) = [i(|\omega_n| + 1/2\tau) \text{sign } \omega_n - \xi(\mathbf{k})]^{-1}.$$

Поправки того же порядка к уравнению для определения T_c возникают при учете вклада процессов рассеяния двух квазичастиц с противоположно

направленными импульсами на одной и той же примеси. Сумму по n в правой части уравнения (2) можно записать в виде ряда

$$\sum_n \int \frac{dk_z}{2\pi} k_z^2 \int \frac{d^2 \kappa}{(2\pi)^2} G(\omega_n, k_z, \kappa) \times G(-\omega_n, -k_z, -\kappa) \times [1 + Q(\omega_n, k_z) + Q^2(\omega_n, k_z) + \dots], \quad (5)$$

где

$$Q(\omega_n, k_z) = n_2 \int \frac{d^2 \kappa'}{(2\pi)^2} |u(\kappa - \kappa')|^2 G(\omega_n, k_z, \kappa') \times G(-\omega_n, -k_z, -\kappa'). \quad (6)$$

Непосредственное интегрирование приводит к результату

$$Q(\omega_n, k_z) = \frac{1}{2|\omega_n|\tau + 1}$$

и для суммы S геометрической прогрессии в уравнении (5) имеем

$$S = \frac{2|\omega_n|\tau + 1}{2|\omega_n|\tau}.$$

Поскольку τ при заданном k_z не зависит от направления κ , интегрирование по $d^2 \kappa$ в уравнении (5) приводит к результату

$$\frac{m^* \tau}{2|\omega_n|\tau + 1} \frac{2|\omega_n|\tau + 1}{2|\omega_n|\tau} = \frac{m^*}{2|\omega_n|}.$$

Это выражение не содержит τ для всех значений k_z и ω_n . Отсутствие τ в уравнении для определения T_c позволяет заключить, что взаимно параллельные прямолинейные нити, зеркально отражающие фермиевские возбуждения, не понижают температуру перехода из нормальной фазы жидкого ^3He в полярную. Формально этот результат является следствием взаимной компенсации двух типов поправок к уравнению для определения T_c так, как это происходит при выводе теоремы Андерсона в обычных сверхпроводниках.

Имеется и физическая аналогия этих двух физических объектов. Для s -волнового спаривания существенна сферически-симметричная компонента взаимодействия квазичастиц. Упругое рассеяние на примесях изменяет направления импульсов квазичастиц, но не изменяет их величин. Вследствие этого не изменяется сила их взаимного притяжения. Для полярной фазы аналогичную роль играет z -компонента притяжения. При зеркальном рассеянии на нитях сохраняется k_z и так же не изменяется необходимая для спаривания величина взаимодействия.

Отказ от зеркальности приводит к ослаблению нужной компоненты притяжения и к характерному для необычного спаривания понижению T_c .

3. ДРУГИЕ ФАЗЫ

Для фаз, соответствующих спариванию с $l_z = \pm 1$, поперечное рассеяние существенно. В этом случае следует ожидать понижения T_c . Поскольку система в среднем центрально симметрична, значения T_c для отличающихся знаком проекций углового момента вырождены и можно искать T_c для параметра порядка, являющегося произвольной линейной комбинацией состояний с $l_z = \pm 1$. Пусть это будет k_y . Уравнение (3) не зависит от вида параметра порядка и $\Sigma^{(2)}(\varepsilon, \kappa)$ не изменяется, но выражение для $Q(\omega_n, k_z)$ превращается в интегральный оператор

$$\hat{Q}_\perp(\omega_n, k_z)k_y = n_2 \int \frac{d^2\kappa'}{(2\pi)^2} |u(\kappa - \kappa')|^2 k'_y \times \\ \times G(\omega_n, k_z, \kappa') G(-\omega_n, -k_z, -\kappa'). \quad (7)$$

Для количественных оценок в соответствии с результатами общей теории [5] следует заменить в этой формуле и в определении $1/\tau$ борновскую амплитуду рассеяния на полную. Следует иметь в виду, что потенциал $u(\rho - \rho_a)$ — двумерный и рассеянная цилиндрическая волна описывается функцией Ганкеля $H_0^1(kr)$. Поскольку радиусы нитей велики по сравнению с фермиевской длиной волны, вместо функции Ганкеля можно использовать ее асимптотическое выражение при больших значениях аргумента, тогда $|u(k)|^2$ следует заменить на $2\pi k_\perp (\hbar^2/m^*)^2 |f(\varphi)|^2$, где $f(\varphi)$ — двумерная амплитуда рассеяния, т. е. $|f(\varphi)|^2$ двумерное сечение, оно имеет размерность длины. Полное сечение дается интегралом

$$\int_{-\pi}^{\pi} |f(\varphi)|^2 d\varphi,$$

в классическом пределе оно равно диаметру нити $2R$. С учетом сделанных упрощений выражение (4) для $1/\tau$ можно переписать как

$$\frac{1}{\tau} = n_2 \frac{\hbar}{m^*} 2Rk_\perp, \quad (8)$$

причем k_\perp , как и раньше, зависит от k_z : $k_\perp = \sqrt{k_F^2 - k_z^2}$. В определении (7) при интегрировании $u(\kappa - \kappa')$ по направлениям κ' в плоскости, перпендикулярной z , получится $-ck_y/\tau$, где коэффициент

c зависит от характера рассеяния квазичастиц нитью нафена. Для рассматриваемого здесь зеркального отражения квазичастиц $c = 1/3$. Компонента k_y является, таким образом, собственной функцией оператора \hat{Q}_\perp :

$$\hat{Q}_\perp \hat{k}_y = -\frac{c}{2|\omega_n|\tau + 1} \hat{k}_y. \quad (9)$$

Это обстоятельство позволяет просуммировать геометрическую прогрессию, аналогичную той, которая имеется в уравнении (5), после чего уравнение для определения T_c принимает вид

$$1 = -3gT_c \sum_{n \geq 0} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \hat{k}_y^2 G(\omega_n \mathbf{k}) G(-\omega_n - \mathbf{k}) \times \\ \times \frac{2|\omega_n|\tau + 1}{2|\omega_n|\tau + 1 + c}. \quad (10)$$

После интегрирования по абсолютной величине k интеграл в правой части уравнения (10) приводится к виду

$$N(0)\pi \int \frac{d\omega}{4\pi} \frac{\hat{k}_y^2}{|\omega_n| + (1+c)/(2\tau)},$$

где $N(0)$ — обычная трехмерная плотность состояний. В отличие от изотропных примесей здесь $1/\tau$ зависит от ориентации \mathbf{k} . Если полярная ось ориентирована вдоль направления z , то $1/\tau = \sin\theta/\tau_0$, где

$$\frac{1}{\tau_0} = n_2 \frac{\hbar}{m^*} 2Rk_F.$$

Из-за угловой зависимости в знаменателе подынтегрального выражения интегрирование по $d\theta$ перестает быть элементарным и уравнение для T_c не приводится к обычному виду с ди-гамма функцией в правой части [3]. Если $|\omega_n|\tau \gg 1$, т. е. влияние примесей невелико, то можно провести в уравнении (10) разложение дроби по степеням $(1+c)/(2|\omega_n|\tau)$ и проинтегрировать по $d\theta$ в каждом члене. В главном приближении по $1/|\omega_n|\tau$ имеем

$$T_{c0} - T_{c1} = \frac{3\pi^2}{16} \frac{\hbar^2}{m^*} n_2 Rk_F,$$

где T_{c0} и T_{c1} — температуры перехода в состояния с проекциями момента соответственно $l_z = 0$ и $l_z = \pm 1$.

При феноменологическом описании глобальная анизотропия аэрогеля учитывается в разложении Ландау свободной энергии сверхтекучего ${}^3\text{He}$ членом, пропорциональным $\kappa_{jl} A_{\mu j} A_{\mu l}^*$, где κ_{jl} — вещественный тензор с равным нулю следом. Если анизо-

тропия аксиальная, то главные значения этого тензора: $\kappa, \kappa, -2\kappa$. Полярная фаза реализуется при $\kappa < 0$. Относительная разница критических температур $(T_{c0} - T_{c1})/T_{c0}$ соответствует интервалу 3κ [11, 12]. Фактически из-за учета членов четвертого порядка в свободной энергии поперечная компонента параметра порядка появляется впервые при температуре $T = T_{cA}$, отличающейся от $T = T_{c1}$, так что

$$\frac{T_{c0} - T_{cA}}{T_{c0}} = \frac{3\pi^2}{16} \frac{\hbar^2}{m^*T_{c0}} n_2 Rk_F \frac{\beta_{12345}}{2\beta_{13}}, \quad (11)$$

где $\beta_{12345} = \beta_1 + \beta_3 + \dots + \beta_5$, $\beta_{13} = \beta_1 + \beta_3$, а β_1, \dots, β_5 — коэффициенты при четвертых степенях параметра порядка. Если для коэффициентов β_n воспользоваться их значениями в приближении слабой связи, то $\beta_{12345}/\beta_{13} = 3$. В этом приближении величина температурного интервала δT , в котором наиболее выгодной является полярная фаза такова:

$$\frac{\delta T}{T_{c0}} = \frac{9\pi^2}{32} n_2 \frac{\hbar^2}{m^*T_{c0}} Rk_F.$$

Как и следовало ожидать, величина этого интервала порядка ξ_0/l_\perp , где l_\perp — некоторая средняя длина пробега возбуждений в поперечном направлении. Полученная формула применима, если $\delta T/T_{c0} \ll 1$. Для ее уточнения в уравнении (10) можно учесть дальнейшие члены разложения по $1/|\omega_n|\tau$:

$$\ln \left(\frac{T_{c0}}{T_{c1}} \right) = \frac{3}{2} \sum_{m=1}^{\infty} J_m \left(\frac{1}{3\pi T_{c1}\tau_0} \right)^m \times \times \frac{1}{m!} \psi^{(m)}(1/2). \quad (12)$$

Здесь $\psi^{(m)}(1/2)$ — m -я производная ди-гамма функции, а

$$J_m = \int_0^\pi (\sin \theta)^m d\theta = \sqrt{\pi} \frac{\Gamma(2 + m/2)}{\Gamma(2 + (m+1)/2)}.$$

Следует иметь в виду, что написанные формулы получены для идеализированной системы и точность, с которой они могут описывать результаты реальных экспериментов, зависит от того, насколько близка рассматриваемая система к идеализированной.

4. МАГНИТНОЕ РАССЕЯНИЕ

Если нити нафена не покрыты достаточно толстой пленкой ${}^4\text{He}$, то условия рассеяния возбужде-

ний на нитях, как отмечалось во Введении, изменяются. Качественно понятно, что переход от зеркального рассеяния к диффузному существенно уменьшает глобальную анизотропию, однако количественный анализ такой замены требует изменения модели и этот вопрос здесь рассматриваться не будет. Учет же магнитного рассеяния можно провести не отказываясь от предположения о зеркальном характере рассеяния квазичастиц нитями. Такой анализ имеет смысл, если магнитное рассеяние доминирует. Для оценки вклада магнитного рассеяния в величину понижения T_c и изменение вида фазовой диаграммы ${}^3\text{He}$ можно воспользоваться рассуждениями и результатами теории АГ [4]. Взаимодействие спинов квазичастиц со спинами адсорбированных атомов ${}^3\text{He}$ описывается обменным гамильтонианом

$$H_{int} = \sum_a J \psi^\dagger(\mathbf{r}_a) \hat{\sigma}^k \hat{S}_a^k \psi^\dagger(\mathbf{r}_a), \quad (13)$$

где \hat{S}_a^k — оператор спина примеси расположенной в точке \mathbf{r}_a . Поскольку речь идет об оценке, реальное пространственное расположение спинов можно не учитывать и считать, что спины распределены случайно со средней плотностью n_s и случайно ориентированы. В рассуждениях теории АГ следует заменить параметр порядка для синглетного спаривания на симметричный по спиновым индексам параметр порядка $\Delta_{\alpha\beta} \sim \mathbf{d}(i\sigma_y)_{\alpha\beta}$. Это различие не приводит к существенному изменению рассуждений если предположить, что $\mathbf{d} = (1, 0, 0)$. Для случайно ориентированных спинов такое предположение не ограничивает общности результата. В итоге уравнение для определения T_c сохраняет прежний вид:

$$\ln \frac{T_{c0}}{T_{cs}} = \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2\pi\tau_s T_{cs}} \right) - \psi \left(\frac{1}{2} \right), \quad (14)$$

где

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{\pi N_0 n_s J^2}{4}. \quad (15)$$

При малых концентрациях примесей понижение T_c пропорционально их концентрации:

$$T_{c0} - T_{cs} = \frac{\pi}{4\tau_s}. \quad (16)$$

Это понижение естественно сравнить с понижением (11), вызванным поперечным рассеянием. Для оценки n_s будем считать, что адсорбированные атомы ${}^3\text{He}$ покрывают в один слой волокна нафена, так что на каждый атом приходится около 10 квадратных ангстрем поверхности. При таких предположениях согласно формулам (11), (15), (16)

$$\frac{T_{c0} - T_{cs}}{T_{c0} - T_{c1}} \sim (N_0 J)^2. \quad (17)$$

Если, следуя работе [13], принять $J \approx 100$ мК, то для правой части (17) имеем $(N_0 J)^2 \approx 1/10-1/20$. Эта оценка показывает, что магнитное рассеяние нельзя считать доминирующим и его не хватает для объяснения наблюдаемых изменений фазовой диаграммы ${}^3\text{He}$. По всей видимости существенно то, что рассеяние квазичастиц на адсорбированном твердом ${}^3\text{He}$ всегда диффузное.

5. ВЫВОДЫ

Полученные результаты позволяют качественно понять, почему фазовая диаграмма жидкого ${}^3\text{He}$ в нафене столь чувствительна к покрытию его волокон пленкой ${}^4\text{He}$. Благодаря пленке рассеяние фермиевских возбуждений на волокнах близко к зеркальному и при рассеянии сохраняется продольная по отношению к направлению волокон компонента импульса возбуждений. Как было показано, при таком рассеянии температура перехода из нормальной в полярную фазу остается такой же как температура перехода в любую из фаз с $l = 1$ в отсутствие примесей. Температура перехода в фазы, соответствующие спариванию с $l_z = \pm 1$, из-за рассеяния на примесях понижается на конечную величину. Тем самым возникает конечный интервал температур, в котором устойчивой является именно полярная фаза, для которой $l_z = 0$. Лишь при дальнейшем понижении температуры возникают искажения параметра порядка, обязанные вовлечению в конденсат состояний с проекциями $l_z = \pm 1$.

Если пленка ${}^4\text{He}$ отсутствует, то рассеяние возбуждений на нитях становится диффузным. Это устраняет качественное различие между разными проекциями импульсов возбуждений. Дополнительный механизм распаривания, возникающий из-за возможности обмена спинов фермиевских возбуждений со спинами адсорбированных атомов ${}^3\text{He}$ также сближает температуры перехода в фазы с разными проекциями l . Оба фактора делают систему более близкой к вырожденной, когда выбор устойчивой фазы определяется не геометрией расположения примесей, а членами четвертого порядка в разложении свободной энергии.

Утверждения, сформулированные в разд. 2 и 3, не относятся к аэрогелям со случайно ориентированными волокнами и отсутствие столь сильной чувствительности фазовой диаграммы ${}^3\text{He}$ к граничным условиям для таких аэрогелей, как отмечена в работе [10], не удивительно. Рассеяние на

нитях здесь не выделяет одну из проекций импульсов квазичастиц независимо от того, является ли оно диффузным или зеркальным. Остается вопрос о магнитном рассеянии, для которого правильное геометрическое расположение примесей не столь существенно. Оценка, сделанная в разд. 4, показывает, что этот механизм распаривания не является доминирующим.

Эта статья написана для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 85-летию Льва Петровича Питаевского. Мне посчастливилось быть его аспирантом и в дальнейшем на протяжении многих лет иметь возможность обсуждать с ним научные и не только научные вопросы. Я рад случаю поблагодарить его за это и пожелать и дальше служить для своих коллег и друзей источником новых идей и ярких научных результатов.

Я благодарен В. В. Дмитриеву за полезные обсуждения и конструктивную критику. Работа выполнена в рамках Программы Президиума РАН 1.4 «Актуальные проблемы физики низких температур».

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, ЖЭТФ **36**, 319 (1959).
2. P. W. Anderson, J. Phys. Chem. Sol. **11**, 26 (1959).
3. А. И. Ларкин, Письма в ЖЭТФ **2**, 205 (1965).
4. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, ЖЭТФ **39**, 1781 (1960).
5. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, ЖЭТФ **35**, 1558 (1958).
6. K. Aoyama and R. Ikeda, Phys. Rev. B **73**, 060504 (2006).
7. V. V. Dmitriev, A. A. Senin, A. A. Soldatov, and A. N. Yudin, Phys. Rev. Lett. **115**, 165304 (2015).
8. В. Е. Асадчиков, Р. Ш. Асхадуллин, В. В. Волков, В. В. Дмитриев, Н. К. Китаева, П. Н. Мартынов, А. А. Осипов, А. А. Сенин, А. А. Солдатов, Д. И. Чекрыгина, А. Н. Юдин, Письма в ЖЭТФ **101**, 613 (2015).
9. D. Kim, M. Nakamura, O. Ishikawa, T. Hata, T. Kodama, and H. Kojima, Phys. Rev. Lett. **71**, 1581 (1993)

10. V. V. Dmitriev, A. A. Soldatov, and A. N. Yudin, Phys. Rev. Lett. **120**, 075301 (2018).
11. I. A. Fomin and E. V. Surovtsev, Письма в ЖЭТФ **97**, 742 (2013).
12. I. A. Fomin, ЖЭТФ **145**, 871 (2014).
13. E. Collin, S. Triqueneaux, Yu. M. Bunkov, and H. Godfrin, Phys. Rev. B **80**, 094422 (2009).