

Влияние пространственных корреляций намагниченности примесей на температуру перехода в A_1 -фазу сверхтекучего ^3He ¹⁾

В. С. Михеева⁺*, Е. В. Суровцев^{*2)}

⁺Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 101000 Москва, Россия

^{*}Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, 119334 Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 декабря 2024 г.

После переработки 5 марта 2025 г.

Принята к публикации 5 марта 2025 г.

В работе рассматривается влияние корреляций магнитных примесей на температуру сверхтекучего перехода в A_1 -фазу сверхтекучего ^3He в изотропном аэрогеле. Показано, что в отличие от чистого случая и случая немагнитных примесей наличие в системе корреляций в намагниченности примесей приводит к возникновению области нелинейной зависимости температуры сверхтекучего перехода от величины магнитного поля. Найдено, что необычное поведение следует ожидать в области относительно малых магнитных полей. Ширина области нелинейности определяется соотношениями между длиной магнитных корреляций, длиной когерентности сверхтекучего ^3He и длиной пробега квазичастиц в аэрогеле. Данный результат по существу отличается от полученного ранее в рамках теории среднего поля, где область нелинейности определяется величиной поля насыщения пленки твердого парамагнитного ^3He на поверхности аэрогеля. Произведено качественное сравнение полученной теоретической зависимости с результатами недавних экспериментов по измерению температуры сверхтекучего перехода в A_1 -фазу в нематическом аэрогеле.

DOI: 10.31857/S0370274X25040069, EDN: WPZFN

1. Введение. Сверхтекучий ^3He в аэрогеле является идеальной системой для изучения влияния примесей на нетривиальную сверхтекучесть и сверхпроводимость. Как было показано Абрикосовым и Горьковым в классической работе [1], магнитные примеси подавляют обычную сверхпроводимость (орбитальный момент и спин куперовской пары равны нулю), что связано с несохранением проекции спина квазичастиц при рассеянии на примесях. Для p -спаривания (орбитальный момент пары равен единице, нетривиальная сверхпроводимость), уже немагнитные примеси могут приводить к подавлению сверхпроводимости (сверхтекучести). В данном случае это вызвано тем, что несохранение проекций импульса квазичастиц при рассеянии на примесях приводит к конечному времени жизни когерентного состояния пар с заданной проекцией орбитального момента [2]. При дальнейшем изучении данного вопроса на примере ^3He в аэрогеле было показано, что глобальная анизотропия рассеяния на немагнитных примесях может стабилизировать анизотропные сверхтекучие состояния, такие как полярная фаза

сверхтекучего ^3He , которые ранее не наблюдались в чистом ^3He [3, 4]. Интересно, что если рассеяние на примесях сохраняет одну из компонент импульса, к примеру, p_z , то термодинамические свойства полярной фазы сверхтекучего ^3He (конденсата пар с проекцией $L_z = 0$) совпадают с ее свойствами в чистом ^3He . Другими словами, в этом случае для полярной фазы можно сформулировать аналог теоремы Андерсона [5, 6]. Рассмотренная ситуация с определенной точностью может быть реализована в сильно анизотропных нематических аэрогелях (нафен или мулитовый аэрогель), которые состоят из практически сонаправленных нитей [7].

Чрезвычайно полезно, что в системе ^3He в аэрогеле может быть исследовано влияние на сверхтекучесть разных типов рассеяния. Причем рассеяние можно менять как с точки зрения его глобальной анизотропии (изотропные кремниевые аэрогели, нематические аэрогели, планарные аэрогели), так и с точки зрения магнитного и немагнитного рассеяний. Последние два варианта реализуются следующим образом: если покрыть нити аэрогеля несколькими монослоями ^4He , то имеет место случай, соответствующий потенциальному рассеянию (немагнитные примеси). Если не покрывать нити ^4He , то на поверхности аэрогеля абсорбируется несколько слоев твердого

¹⁾См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru

²⁾e-mail: e.v.surovtsev@gmail.com

парамагнитного ^3He , что приводит к зависимости амплитуды рассеяния от проекций спина квазичастиц ввиду обменного взаимодействия между частицами твердого и жидкого ^3He . Таким образом получается система магнитных примесей. Отметим, что знак обмена между жидкой и твердой фазами на настоящий момент не определен, но считается, что вероятнее всего он соответствует антиферромагнитному обмену.

В настоящее время в связи с изучением свойств сверхтекучего ^3He в нематических аэрогелях в сильных магнитных полях (до 2 Тл) вновь возник вопрос о влиянии магнитного рассеяния на сверхтекучие свойства системы [8, 9]. Ранее было обнаружено, что в отличие от изотропных кремниевых аэрогелей в нематических магнитное рассеяние существенно меняет фазовую диаграмму. Основным результатом является тот факт, что вместо полярной фазы в системе реализуется А-фаза в 2D состоянии Ларкина–Имри–Ма [10–12]. Данный результат на настоящий момент не имеет строгого теоретического обоснования. Отметим при этом, что в работе [13] было показано, что магнитное рассеяние приводит к эффективной изотропизации рассеивающих центров системы, откуда следует уменьшение температурного интервала устойчивости полярной фазы. Для случая сильных магнитных полей возникает вопрос о влиянии магнитного рассеяния на расщепление температуры перехода для конденсатов с разными проекциями спина куперовских пар. Как известно, возникающая в магнитном поле асимметрия плотности состояний частиц и дырок приводит к возникновению области устойчивости сверхтекучего состояния, в котором конденсат куперовских пар имеет проекцию спина $+1$. В зависимости от глобальной симметрии системы в орбитальном пространстве, это может быть либо A_1 -фаза, либо β -фаза [14, 15]. Как было показано в классической работе [14], расщепление температуры перехода для противоположных проекций спина имеет порядок $N'_F \cdot (\mu_B H)$, где N'_F – производная плотности состояний на поверхности Ферми по энергии, H – напряженность магнитного поля, μ_B – ядерный магнетон Бора. Таким образом, в чистом ^3He наблюдаемая величина расщепления температуры перехода линейна по магнитному полю. В то же время, как в кремниевых, так и в нематических аэрогелях в области относительно малых магнитных полей обнаружено существенное отклонение от линейной зависимости [9, 16]. Отклонение от линейности имеет следующий вид: в достаточно малых магнитных полях расщепление почти полностью подавляется, а в сильных – наблюдается выход на линейную зависи-

мость с теми же параметрами, что и в чистом случае. Как было показано в работах [17, 18], в рамках теории Абрикосова–Горькова основной вклад в примесную поправку к величине расщепления температуры сверхтекучего перехода (T_c) возникает за счет интерференционного члена возмущения, который связан с одновременным учетом потенциального и обменного вкладов в амплитуду рассеяния квазичастиц на магнитной примеси. Если предположить, что обменное взаимодействие имеет антиферромагнитную природу, то это приводит к уменьшению величины расщепления T_c относительно чистого случая. Величина эффекта пропорциональна среднему значению спина ансамбля примесей и поэтому в магнитных полях порядка поля насыщения абсорбированного ^3He (около 3 Тл) рассматриваемая поправка перестает зависеть от магнитного поля. Несмотря на качественно правильные предсказания указанной теории, наблюдаемая в нематическом аэрогеле нелинейность происходит в магнитных полях, которые в 5 – 7 раз меньше поля насыщения твердого ^3He . На настоящий момент причина данного несоответствия неясна. Отметим, что в изотропных кремниевых аэрогелях также наблюдалось подавление температуры перехода в A_1 -фазу в присутствии магнитного рассеяния в системе. Однако экспериментальная точность в области относительно малых магнитных полей не позволяет сделать какие-либо качественные выводы о характере нелинейности и ширине области подавления перехода.

Исходя из того, что подход Абрикосова–Горькова, как теория среднего поля, не учитывает вклад флуктуаций параметра порядка в свойства системы, результаты работ [17, 18] требуют уточнения. В данной работе будет произведена оценка вклада длинноволновых флуктуаций параметра порядка, вызванных обменным взаимодействием между жидкой и твердой фазами ^3He , в изменение температуры перехода в полностью спин-поляризованное сверхтекучее состояние (A_1 -фазу). Нетривиальная поправка к рассматриваемой зависимости связана с тем, что с ростом величины магнитного поля вклад флуктуационных мод параметра порядка, соответствующих проекциям спина -1 и 0 , в изменение T_c должен подавляться, так как в спектре соответствующих колебаний появляются эффективные щели, увеличивающиеся с ростом магнитного поля. Согласно предположению, это может привести к наблюдаемой эффективной нелинейности температуры верхнего перехода с последующим выходом на асимптоту, соответствующую пределу среднего поля. Важно, что величина магнитного поля, при котором происходит подавление

ние флуктуаций, будет зависеть от пространственного масштаба неоднородностей, и она может быть как больше, так и меньше поля насыщения твердой парамагнитной фазы. В рассмотренной ниже модели мы будем предполагать, что пространственно-неоднородное распределение примесей имеет масштаб больший, чем длина когерентности ^3He . Исходя из этого, все вычисления будут произведены в рамках теории Гинзбурга–Ландау, а предлагаемый формализм является обобщением подхода, разработанного в статье [19], для рассматриваемой задачи.

2. Постановка задачи. Параметром порядка сверхтекучего ^3He является комплексная матрица 3×3 , которую далее мы будем обозначать $A_{\mu j}$, где греческие индексы соответствуют спиновому подпространству параметра порядка, а латинские – орбитальному. В близкой к температуре перехода области зависимость параметра порядка от температуры, а также его пространственные изменения находятся из решения нелинейных уравнений Гинзбурга–Ландау с градиентными членами. Для изучения рассматриваемого эффекта (флуктуационной поправки к температуре перехода в A_1 -фазу) можно ограничиться линейными уравнениями. Взаимодействие сверхтекучей компоненты с примесной матрицей аэрогеля будем описывать с помощью дополнительного зависящего от координат члена в свободной энергии Гинзбурга–Ландау $V_{\mu\nu,ij}(\mathbf{r})A_{\mu i}(\mathbf{r})A_{\nu j}^*(\mathbf{r})$, где наиболее общий вид тензора $V_{\mu\nu,ij}(\mathbf{r})$ получен из микроскопических соображений в дополнительных материалах. Помимо этого, в присутствии магнитного поля в энергию необходимо добавить также два члена, один из которых линеен по магнитному полю $-i\eta e_{\mu\nu\varphi}H_\varphi A_{\mu j}A_{\nu j}^*$ и описывает упоминавшийся во Введении эффект расщепления температуры перехода для проекций спина куперовских пар ± 1 , а второй квадратичен по магнитному полю и связан с изменением магнитной восприимчивости системы в сверхтекучей фазе $\alpha H_\nu H_\mu A_{\mu j}A_{\nu j}^*$. Феноменологические параметры η и α соответствуют чистому пределу и могут быть найдены из уравнений Горькова. Таким образом, линеаризованное уравнение Гинзбурга–Ландау принимает вид:

$$\begin{aligned} & N_F (\tau A_{\nu j} - i\eta e_{\mu\nu\varphi} H_\varphi A_{\mu j} + \\ & \quad + \alpha H_\nu H_\mu A_{\mu j}) - \\ & \quad - N_F V_{\mu\nu,ij}(\mathbf{r}) A_{\mu i} - \\ & - \frac{3}{5} N_F \xi_s^2 \delta_{\mu\nu} (\delta_{ij} \Delta + 2\nabla_i \nabla_j) A_{\mu i} = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\tau = \frac{T}{T_c} - 1$, $\xi_s = \sqrt{\frac{7\zeta(3)}{12}} \xi_0$. Как показано в разделе 1 дополнительных материалов, эффективное поле

возмущения аэрогеля $V_{\mu\nu,ij}(\mathbf{r})$ состоит в общем случае из трех слагаемых, каждое из которых можно характеризовать своим “типом” рассеяния квазичастиц на примесях:

$$\begin{aligned} & V_{\mu\nu,ij}(\mathbf{r}) = \\ & = N_F \left[\delta_{\mu\nu} \sum_a u_{ij}^{(0)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a) + i e_{\mu\nu\varphi} \sum_a S_{\varphi,ij}^{(1,a)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a) + \right. \\ & \quad \left. + \sum_a \left\{ \delta_{\mu\nu} S_{\varphi,ij}^{(2,a)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a) - 2S_{\mu\nu,ij}^{(2,a)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a) \right\} \right], \end{aligned} \quad (2)$$

где \mathbf{r}_a – координата отдельной примеси, $u_{ij}^{(0)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a)$ – эффективный потенциал одной примеси, связанный с потенциальным рассеянием (не зависит от начальной и конечной проекции спина рассеиваемой квазичастицы), $S_{\varphi,ij}^{(1,a)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a)$ – член, учитывающий интерференцию между потенциальным и обменным вкладом в амплитуду рассеяния (линеен по обменному интегралу J), $S_{\mu\nu,ij}^{(2,a)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a)$ – симметричный по спиновым индексам потенциал взаимодействия, пропорциональный квадрату обменного интеграла. Все три одночастичных потенциала обладают тем свойством, что они убывают на расстоянии ξ_0 . Вклад каждого “типа” рассеяния после усреднения по беспорядку можно характеризовать с помощью введения соответствующих сечений рассеяния: σ_{pp} – вклад в сечение от потенциального рассеяния, σ_{ep} – эффективное сечение, связанное с интерференционным вкладом потенциального и обменных взаимодействий, σ_{ee} – часть сечения, связанная исключительно с обменной частью взаимодействия. Исходя из имеющихся данных относительно величины обменного взаимодействия, можно предположить, что справедливы следующие неравенства $\sigma_{pp} \gg \sigma_{ep} \gg \sigma_{ee}$. Используя введенные обозначения, среднее по ансамблю примесей значение тензора возмущений представим в виде:

$$\langle V_{\mu\nu,ij} \rangle = \kappa_0 \delta_{ij} \delta_{\mu\nu} + i \langle \delta\eta(H) \rangle e_{\mu\nu\varphi} H_\varphi \delta_{ij}, \quad (3)$$

где

$$\kappa_0 = \frac{\pi^2}{4} n (\sigma_{pp} + \sigma_{ee}) \xi_0, \quad (4)$$

$$\langle \delta\eta \rangle(H) = \frac{\pi^2}{4} \frac{\langle s(H) \rangle}{H} n \cdot \sigma_{ep} \xi_0, \quad (5)$$

n – концентрация примесей, $\langle s(H) \rangle$ пропорционально усредненному спину примеси. Данный результат полностью соответствует результату теории Абрикосова–Горькова для рассматриваемой задачи [17, 18]. Для вычисления флуктуационной поправки к температуре перехода выделим из члена, описывающего возмущение, среднее значение

$V_{\mu\nu,ij}(\mathbf{r}) \equiv \langle V \rangle_{\mu\nu,ij} - \delta V_{\mu\nu,ij}(\mathbf{r})$ и потребуем, чтобы коррелятор возмущения убывал на длине R много большей, чем длина когерентности ξ_0 :

$$[\tau + \kappa_0]A_{\nu j} - i[\eta - \langle \delta\eta \rangle(H)]e_{\mu\nu\varphi}H_{\varphi}A_{\mu j} + \alpha H_{\nu}H_{\mu}A_{\mu j} - \delta V_{\mu\nu,ij}(\mathbf{r})A_{\mu i} - \frac{3}{5}\xi_s^2\delta_{\mu\nu}(\delta_{ij}\Delta + 2\nabla_i\nabla_j)A_{\mu i} = 0. \quad (6)$$

Чтобы не усложнять последующие выкладки и рассуждения, пренебрежем также анизотропией градиентной энергии системы, заменив градиентный член на эффективный изотропный: $\xi_0^2\delta_{ij}\delta_{\mu\nu}\Delta A_{\mu j}$ [20].

В рассматриваемом приближении можно разделить параметр порядка на его среднее по ансамблю примесей значение и флуктуирующую часть:

$$A_{\mu i}(\mathbf{r}) = \langle A \rangle_{\mu i} + a_{\mu i}(\mathbf{r}) = \langle A \rangle_{\nu j} \{ \delta_{\mu\nu}\delta_{ij} + \chi_{\mu\nu,ij}(\mathbf{r}) \}, \quad (7)$$

$$\langle \chi_{\mu\nu,ij}(\mathbf{r}) \rangle = 0.$$

Согласно предположению, средний параметр порядка должен удовлетворять усредненному уравнению:

$$\{ \tilde{\tau}\delta_{\alpha\beta}\delta_{ij} + [\alpha H^2 h_{\alpha}h_{\beta} - i\tilde{\eta}He_{\alpha\beta\gamma}h_{\gamma}] \delta_{ij} - \langle \delta V_{\gamma\beta,lj} \cdot \chi_{\gamma\alpha,li} \rangle \} \langle A \rangle_{\alpha i} = 0, \quad (8)$$

где $\tilde{\tau} = \tau + \kappa_0$, $\tilde{\eta} = \eta - \langle \delta\eta \rangle$, а флуктуирующая часть является решением следующего уравнения:

$$(\delta_{\alpha\beta}\delta_{ij}\tilde{\tau} + \alpha H^2 h_{\alpha}h_{\beta}\delta_{ij} - i\tilde{\eta}He_{\alpha\beta\gamma}h_{\gamma}\delta_{ij} - \xi_0^2\delta_{\alpha\beta}\delta_{ij}\Delta) \chi_{\alpha\varphi,il}(\mathbf{r}) - \delta V_{\alpha\beta,ij}(\mathbf{r}) \cdot \chi_{\alpha\varphi,il}(\mathbf{r}) = \delta V_{\varphi\beta,lj}(\mathbf{r}) - \langle V_{\alpha\beta,ij} \cdot \chi_{\alpha\varphi,il} \rangle. \quad (9)$$

Собственные значения уравнения (8) задают расщепление температуры сверхтекучего перехода по проекциям спина куперовских пар, а собственные функции определяют вид параметра порядка (сверхтекучую фазу), соответствующий найденным температурам перехода. Таким образом, для того, чтобы найти температуру сверхтекучего перехода в A_1 -фазу, необходимо найти среднее значение тензора $\langle V_{\alpha\beta,ij} \cdot \chi_{\alpha\varphi,il} \rangle$ и решить задачу на собственные значения уравнения (8).

Используя определение функции Грина, можно записать решение уравнения (9) в виде (см. дополнительные материалы, раздел 2):

$$\chi_{\alpha\varphi,il}(\mathbf{r}, \tau, H) = \int d^3r' G_{\alpha\mu,im}(\mathbf{r}', \mathbf{r}, \tau) \left(\delta V_{\varphi\mu,ml}(\mathbf{r}') - \langle V_{\gamma\mu,nt} \cdot \chi_{\gamma\varphi,nl} \rangle \right). \quad (10)$$

Усредненную по беспорядку функцию Грина в импульсном представлении представим стандартным образом:

$$\langle \mathcal{G} \rangle_{\alpha\beta,ij}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \tau) = \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \left[\langle \mathcal{G}^{(0)} \rangle_{\alpha\beta,ij}^{-1}(\mathbf{k}, \tau) - \Sigma_{\alpha\beta,ij}(\mathbf{k}, \tau) \right]^{-1}, \quad (11)$$

где $\Sigma_{\alpha\beta,ij}(\mathbf{k}, \tau)$ – собственно-энергетическая часть, которая определяется суммой ряда неприводимых диаграмм для рассматриваемой задачи. Далее воспользуемся известным соотношением, $\langle V_{\gamma\mu,nt} \cdot \chi_{\gamma\varphi,nl} \rangle = \Sigma_{\varphi\mu,lm}(0, \tau)$, откуда следует, что для решения поставленной задачи необходимо найти собственно-энергетическую часть функции Грина при нулевом волновом векторе.

3. Случай коррелированных примесей. Произведем вычисление собственно-энергетической части в случае слабого беспорядка, т.е. при условии, что $\xi_0/l_{tr} \ll 1$. Для этого рассмотрим выражение для $\Sigma_{\alpha\beta,ij}$ во втором порядке теории возмущений:

$$\delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \cdot \Sigma_{\alpha\beta,ij}^{(2)}(\mathbf{k}, \tau) = \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \langle \delta \mathcal{V}_{\alpha\mu,im}(\mathbf{q} - \mathbf{k}) \times \delta \mathcal{V}_{\nu\beta,nj}(\mathbf{k}' - \mathbf{q}) \rangle \mathcal{G}_{\mu\nu,mn}^{(0)}(\mathbf{q}, \tau), \quad (12)$$

где $\mathcal{V}_{\beta\alpha,ji}(\mathbf{k})$ – фурье образ тензора возмущений. Среднее значение коррелятора, входящее в написанный выше интеграл, запишем, используя представление потенциала, как суммы потенциалов отдельных примесей:

$$\langle \delta \mathcal{V}_{\alpha\mu,im}(\mathbf{k} - \mathbf{q}) \delta \mathcal{V}_{\nu\beta,nj}(\mathbf{q} - \mathbf{k}') \rangle = \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \times (2\pi)^3 n \langle \sum_b \delta v_{\alpha\mu,im}^{(0),(a)}(\mathbf{k} - \mathbf{q}) \delta v_{\nu\beta,nj}^{(0),(b)}(\mathbf{q} - \mathbf{k}) \times e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{q})\mathbf{r}_{ab}} \rangle, \quad (13)$$

где $\mathbf{r}_{ab} = \mathbf{r}_b - \mathbf{r}_a$, $\delta v_{\alpha\mu,im}^{(0),(a)}(\mathbf{k} - \mathbf{q})$ – фурье образ поля отдельной примеси за вычетом среднего значения, т.е. $\delta v_{\alpha\mu,im}^{(0),(a)}(0) = 0$. В написанной выше формуле усреднение подразумевает как усреднение по взаимному расположению примесей, так и по тензорным индексам коррелятора. Последнее соответствует усреднениям по направлению эффективного спина примеси и ориентации анизотропной примеси в пространстве. Для сферически симметричных примесей усреднение по орбитальным индексам становится тривиальным. В дальнейшем мы ограничимся именно этим простым случаем.

При усреднении по направлению спинов примесей необходимо рассмотреть два случая: в первом индексы a и b совпадают, а во втором – нет. Когда значения индексов совпадают, матрицу спиновой части коррелятора легко найти в предположении малости

магнитного поля по сравнению с полем насыщения, т.е. пренебрегая квадратичными по магнитному полю членами:

$$\begin{aligned} & n \cdot \langle \delta v_{\alpha\mu,im}^{(0),(a)}(\mathbf{q}) \cdot \delta v_{\nu\beta,nj}^{(0),(a)}(-\mathbf{q}) \rangle = \\ & = n \cdot \{ f_0(\mathbf{q})\delta_{\alpha\mu}\delta_{\nu\beta} + f_1(\mathbf{q})(\delta_{\alpha\beta}\delta_{\mu\nu} - \delta_{\alpha\nu}\delta_{\beta\mu}) + \\ & + f_2(\mathbf{q})(\delta_{\alpha\beta}\delta_{\mu\nu} + \delta_{\alpha\nu}\delta_{\beta\mu}) \} \cdot \delta_{im}\delta_{jl} \equiv \\ & \equiv f_{\alpha\mu\nu\beta}(\mathbf{q}) \cdot \delta_{im}\delta_{jl}, \end{aligned} \quad (14)$$

где из общего вида $\delta v_{\alpha\mu,im}^{(0),(a)}(\mathbf{q})$ следует порядок коэффициентов при относительно малых \mathbf{q} : $f_0 \sim \sigma_{pp}^2$, $f_1 \sim \sigma_{ep}^2$, $f_2 \sim \sigma_{ee}^2$. Для усреднения в случае несопадающих индексов сделаем предположение, что в пленке твердого ${}^3\text{He}$ корреляции спадают на характерной длине, определяемой в теории Ландау как длина неоднородного обменного взаимодействия. На то, что в твердой фазе присутствуют магнитные корреляции (с близким порядком), указывает температурная зависимость соответствующего вклада в магнитную восприимчивость системы по типу закона Кюри–Вейса с эффективной температурой Кюри порядка $0.5T_c$. Экспериментальное наблюдение магнитного упорядочения (предположительно, антиферромагнитного) в пленке ${}^3\text{He}$ на поверхности кремниевого аэрогеля в относительно малых магнитных полях и низких давлениях описано в работе [21]. Температура перехода в упорядоченную фазу в данном эксперименте оказалась порядка $0.1T_c$. Исходя из этого, можно предположить, что радиус магнитных корреляций в пленке твердого ${}^3\text{He}$ при рассматриваемых температурах по крайней мере не меньше длины когерентности в сверхтекучей фазе ${}^3\text{He}$. Таким образом, представляется возможным написать нетривиальный двухчастичный коррелятор в виде, аналогичном (14):

$$\begin{aligned} & n \cdot \left\langle \sum_{b,b \neq a} \delta v_{\alpha\mu,im}^{(0),(a)}(\mathbf{q}) \cdot \delta v_{\nu\beta,nj}^{(0),(b)}(-\mathbf{q}) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}_{ab}} \right\rangle = \quad (15) \\ & = \{ \Phi_0(\mathbf{q})\delta_{\alpha\mu}\delta_{\nu\beta} + \Phi_1(\mathbf{q})(\delta_{\alpha\beta}\delta_{\mu\nu} - \delta_{\alpha\nu}\delta_{\beta\mu}) + \\ & + \Phi_2(\mathbf{q})(\delta_{\alpha\beta}\delta_{\mu\nu} + \delta_{\alpha\nu}\delta_{\beta\mu}) \} \cdot \delta_{im}\delta_{jn} \equiv \Phi_{\alpha\mu\nu\beta} \cdot \delta_{im}\delta_{jn}. \end{aligned}$$

Более детальный анализ свойств компонент коррелятора произведен в дополнительных материалах, пункт 3.

Используя сделанные предположения, можно переписать выражение для $\Sigma^{(2)}$ в виде:

$$\begin{aligned} \Sigma_{\alpha\beta,ij}^{(2)}(\mathbf{k} = 0, \tau) & = \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} (f_{\alpha\mu\nu\beta}(\mathbf{q}) + \Phi_{\alpha\mu\nu\beta}(\mathbf{q})) \times \\ & \times \mathcal{G}_{\mu\nu,ij}^{(0)}(\mathbf{q}, \tau). \end{aligned} \quad (16)$$

Поправка второго порядка к собственно-энергетической части очевидным образом связана с

флуктуациями плотности аэрогеля. Первый член, соответствующий рассмотренному выше случаю “а”=“b”, – это эффект флуктуаций однородного распределения примесей, а член с $\Phi_{\alpha\mu\nu\beta}(\mathbf{q})$ – это эффект, возникающий при отклонении от однородного распределения из-за наличия в системе пространственных корреляций в расположении примесей. Важно, что во втором случае нами также учитываются пространственные корреляции намагниченности в пленке ${}^3\text{He}$. Анализ выражения для собственно энергетической части показывает, что при учете корреляций возможно усиление эффекта флуктуаций в силу того, что второй вклад пропорционален числу пар примесей в объеме, определяемом радиусом корреляций аэрогеля, т.е. $N_R(N_R - 1)$, $N_R = nR^3$. В это же время первый член пропорционален квадрату флуктуаций числа частиц в объеме ξ_0^3 , т.е. $N_\xi = n\xi_0^3$. Далее мы будем рассматривать только вклад корреляций (отклонения от однородности распределения) в исследуемые эффекты.

Выражение (16) написано во втором порядке теории возмущений, однако в нем можно частично учесть вклады диаграмм высших порядков, заменив гриновскую функцию нулевого порядка на ее более точное значение, получающееся при суммировании части ее ряда, состоящей из диаграмм без самопересечений. Отметим при этом, что диаграммы с самопересечениями, возникающие в четвертом порядке теории возмущений, имеют в рассматриваемом подходе тот же порядок малости (в отличие от теории Абрикосова–Горькова, где ими можно пренебречь благодаря малому параметру $(kFl)^{-1}$), однако рассматриваться не будет. Поэтому, по сути, точность нашего приближения все равно будет ограничена вторым порядком теории возмущений. Тем не менее предлагаемое приближение позволяет продемонстрировать возможность интерполяционной формулы между флуктуационной областью и областью среднего поля, т.е. более точно описать переходную область.

4. Температура перехода в A_1 -фазу. После подстановки выражения (11) в (16) получается система интегральных уравнений, из которой можно найти компоненты тензора $\Sigma_{\mu\nu,ij}$. Из свойств симметрии системы следует, что тензор собственно-энергетической части можно параметризовать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Sigma_{\alpha\beta,ij}(k = 0, \tau_{\max}) & = \left(\Sigma^{(1)}[\delta_{\alpha\beta} - \right. \\ & \left. - h_\alpha h_\beta] - i\Sigma^{(2)}e_{\alpha\beta\gamma}h_\gamma + \Sigma^{(3)}h_\alpha h_\beta \right) \delta_{ij}. \end{aligned} \quad (17)$$

Температура перехода в A_1 -фазу находится из наибольшего из решений секулярного уравнения на τ :

$$\det [(\mathcal{G}^T)^{-1}]_{\alpha\beta}(k=0, \tau_{\max}) = 0, \quad (18)$$

т.е.

$$\frac{T_c^{A_1}}{T_c^{(0)}} = 1 - \kappa_0 + \Sigma^{(1)} + |\tilde{\eta}H - \Sigma^{(2)}|. \quad (19)$$

После подстановки решения (19) матрица функции Грина принимает тот же вид, что собственно-энергетическая часть:

$$\langle \mathcal{G} \rangle_{\alpha\beta}(k, \tau_{\max}) = \mathcal{G}^{(1)}(\delta_{\alpha\beta} - h_\alpha h_\beta) + i\mathcal{G}^{(2)}e_{\alpha\beta\gamma}h_\gamma + \mathcal{G}^{(3)}h_\alpha h_\beta, \quad (20)$$

см. дополнительные материалы, раздел 2. В результате можно написать систему трех интегральных уравнений на $\Sigma^{(1)}$, $\Sigma^{(2)}$, $\Sigma^{(3)}$:

$$\Sigma^{(1)} = \int d^3q \left(\mathcal{G}^{(1)}[\Phi_0 + \Phi_1 + 3\Phi_2] + \mathcal{G}^{(3)}[\Phi_1 + \Phi_2] \right), \quad (21)$$

$$\tilde{\eta}H - \Sigma^{(2)} = \tilde{\eta}H + \int d^3q [\Phi_0 + \Phi_1 - \Phi_2]\mathcal{G}^{(2)}, \quad (22)$$

$$\Sigma^{(1)} - \Sigma^{(3)} = \int d^3q (\mathcal{G}^{(1)} - \mathcal{G}^{(3)})(\Phi_0 - \Phi_1 + \Phi_2). \quad (23)$$

В нулевом магнитном поле решением второго уравнения будет $\Sigma^{(2)} = 0$ (нет расщепления), откуда следует, что $\mathcal{G}^{(2)} = 0$. Далее введем обозначение $\mathcal{G}^{(0)} \equiv \mathcal{G}^{(1)}(H=0) = \mathcal{G}^{(3)}(H=0)$, с помощью которого можно написать решение уравнений в нулевом магнитном поле:

$$\Sigma^{(1)} = \Sigma^{(3)} = \int d^3q [\Phi_0 + 2\Phi_1 + 4\Phi_2]\mathcal{G}^{(0)}. \quad (24)$$

В отсутствие магнитных корреляций выражение (24) совпадает с полученным ранее в [19] результатом. Вклад магнитных корреляций в увеличение температуры перехода в A_1 -фазу дается суммой интегралов в следующем выражении:

$$\frac{T_c^{A_1}}{T_c^{(0)}} = 1 - \kappa_0 + \tilde{\eta}H + \int d^3q [\Phi_0 + \Phi_1 + \Phi_2]\mathcal{G}^{(0)} + 2 \int d^3q (\mathcal{G}^{(1)} - \mathcal{G}^{(2)})\Phi_2 + \int d^3q [\Phi_1 + \Phi_2]\mathcal{G}^{(3)}, \quad (25)$$

причем первый интеграл не зависит от магнитного поля, а последние два уменьшаются с ростом магнитного поля. Таким образом, сдвиг T_c в нулевом магнитном поле дается выражением:

$$\frac{T_c^{A_1}(H=0)}{T_c^{(0)}} = 1 - \kappa_0 + \int d^3q [\Phi_0 + 2\Phi_1 + 4\Phi_2]\mathcal{G}^{(0)}, \quad (26)$$

а в сильных магнитных полях стремится к выражению:

$$\frac{T_c^{A_1}}{T_c^{(0)}} \approx 1 - \kappa_0 + \tilde{\eta}H + \int d^3q [\Phi_0 + \Phi_1 + \Phi_2]\mathcal{G}^{(0)}. \quad (27)$$

Критерием применимости рассматриваемого решения с точки зрения теории возмущений должна являться малость поправки второго порядка к температуре перехода по отношению к поправке первого порядка, что в нашем случае сводится к неравенству $|\Sigma^{(1)}(H) - \Sigma^{(1)}(H=0) - \Sigma^{(2)}(H)| \ll \tilde{\eta}H$.

5. Модельные вычисления. Для более детального анализа полученного результата предположим простейшую модель коррелятора поля примесей. Будем считать, что каждая компонента коррелятора имеет максимум на некотором волновом векторе, определяемом радиусом корреляций аэрогеля и радиусом магнитных корреляций $q_i \sim \frac{1}{R_i}$, а при нулевом волновом векторе равна нулю. Между компонентами коррелятора существует неравенство, следующее из малости обменного взаимодействия по сравнению с потенциальным: $\Phi_0 \gg \Phi_{1,2}$. При этом отметим, что несмотря на то, что формфактор в Φ_1 гораздо больше, чем формфактор в Φ_2 , точное соотношение между ними зависит так же от характера магнитных корреляций в твердом ^3He (см. дополнительные материалы, раздел 3). Исходя из всего вышесказанного, примем следующие модельные функции для компонент Φ_i :

$$\Phi_i = \frac{a_i}{4\pi} \frac{\xi_0^2}{(q_i l_i)^2} \delta(q - q_i), \quad (28)$$

где a_i – нормировочные константы, $l_i \sim \frac{1}{\pi\sigma_i}$ имеет смысл длины пробега для соответствующего типа взаимодействия: $l_0 = l_{pp}$ – потенциальное взаимодействие, $l_1 = l_{ep}$ – интерференционный вклад в взаимодействие, $l_2 = l_{ee}$ – обменное взаимодействие, $l_0 \ll l_{1,2}$. Так как параметры a_i входят в выражения для Φ_i в комбинации с l_i , то далее вместо a_i и l_i удобно рассматривать величину $\tilde{l}_i = l_i/\sqrt{a_i}$. Заметим также, что при решении уравнений (22), (23) можно пренебречь $\Phi_{1,2}$ относительно Φ_0 , что значительно упрощает аналитический вид выражений. В результате решения уравнений (22), (23) получим, что зависящий от магнитного поля вклад в расщепление T_c описывается выражением, содержащим три члена:

$$\frac{T_c^{A_1}(H) - T_c(H=0)}{T_c^{(0)}} = \delta\tau_0(H) + \delta\tau_1(H) + \delta\tau_2(H), \quad (29)$$

где $\delta\tau_0(H) = \tilde{\eta}H$ – нулевое приближение с учетом результата среднего поля, а $\delta\tau_{1,2}(H)$ – вклады, свя-

занные с эффектом магнитных корреляций (определяются корреляторами $\Phi_{1,2}$ соответственно). Выражения для $\delta\tau_{1,2}(H)$ имеют следующие асимптоты:

$$\delta\tau_1(H) \approx -(\tilde{\eta}H + \alpha H^2) \frac{R_1^2}{R_0^2} \frac{\frac{R_1^2}{l_1^2}}{\frac{\xi_0^2}{R_0^2} - \frac{R_0^2}{l_0^2}}, \quad (30)$$

$$\delta\tau_2(H) \approx -(\tilde{\eta}H + \alpha H^2) \frac{R_2^2}{R_0^2} \frac{\frac{R_2^2}{l_2^2}}{\frac{\xi_0^2}{R_0^2} - \frac{R_0^2}{l_0^2}}, \quad (31)$$

$$\delta\tau_1(H) + \delta\tau_2(H) \approx -\frac{R_1^2}{l_1^2} - 3\frac{R_2^2}{l_2^2}, \quad (32)$$

а интерполяция происходит в полях

$$\alpha H^2 + \tilde{\eta}H \sim \frac{1}{2} \frac{(\frac{\xi_0^2}{R_0^2} - \frac{R_0^2}{l_0^2})^2}{\frac{\xi_0^2}{R_0^2} + \frac{R_0^2}{l_0^2}}, \frac{\xi_0^2}{R_{1,2}^2}. \quad (33)$$

Отметим, что полученные выражения имеют смысл лишь при условии, что $\frac{\xi_0^2}{R_0^2} > \frac{R_0^2}{l_0^2}$ (выполняется для кремниевых аэрогелей). Как видно из асимптотик, при больших магнитных полях происходит подавление флуктуационного вклада в сдвиг T_c , что эквивалентно эффективному сдвигу кривой вниз, а при малых магнитных полях уменьшается эффективный наклон, определяемый линейной частью зависимости. Количественное сравнение двух вкладов ($\delta\tau_1$ и $\delta\tau_2$) провести сложно, так как какие-либо данные, описывающие магнитные корреляции в пленке твердого ${}^3\text{He}$, отсутствуют. Согласно нашему предположению о связи магнитных корреляций и корреляций в расположении примесей можно предположить, что $R_{1,2} \leq R_0$, а соотношение между R_1 и R_2 может быть произвольным. В качестве иллюстрации полученной функциональной зависимости температуры перехода от магнитного поля рассмотрим случай, когда $R_1 \ll R_2 \sim R_0$. На рисунке 1 построено увеличение температуры перехода в A_1 -фазу с ростом магнитного поля для нескольких наборов параметров. Во всех наборах фиксированы радиусы корреляций аэрогеля $R_0 = 85$ нм и $R_2 = 80$ нм, а также эффективная длина пробега, следующая из сечения потенциального рассеяния, т.е. $\tilde{l}_0 = 350$ нм. Заметим, что последняя величина, вообще говоря, может отличаться от транспортной длины пробега l_{tr} , так как содержит неизвестный коэффициент a_0 , введенный нами в модели коррелятора. Сплошная линия (см. рис. 1) соответствует случаю отсутствия магнитных корреляций, т.е. $l_2 \rightarrow \infty$. Данная кривая построена для давления 15 бар, т.е. $\xi_s = 25$ нм, $\alpha = 0.1$ Тл $^{-2}$, $\tilde{\eta} = 0.012$ Тл $^{-1}$. Кривая, обозначенная точками (см.

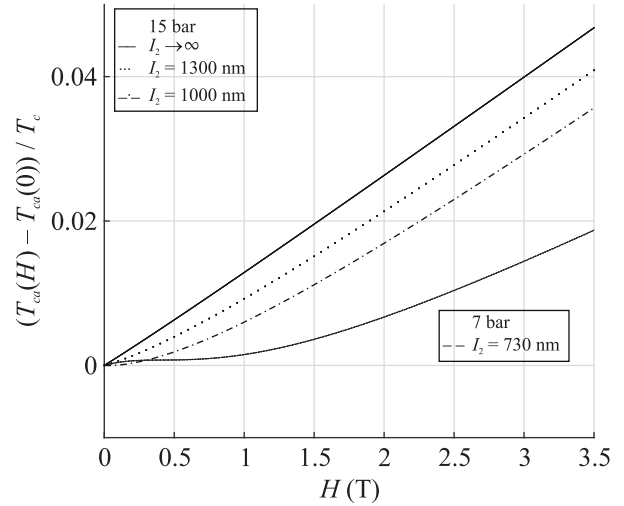


Рис. 1. Зависимость температуры перехода в A_1 -фазу от магнитного поля для разных амплитуд обменного взаимодействия и двух давлений. 15 бар: $\xi_s = 25$ нм, $\alpha = 0.1$ Тл $^{-2}$, $\tilde{\eta} = 0.012$ Тл $^{-1}$, 7 бар: $\xi_s = 35$ нм, $\alpha = 0.15$ Тл $^{-2}$, $\tilde{\eta} = 0.0094$ Тл $^{-1}$. Параметры аэрогеля и пленки твердого ${}^3\text{He}$: $\tilde{l}_0 = 350$ нм, $R_0 = 85$ нм, $R_2 = 80$ нм, $R_1 \rightarrow 0$. Кружки соответствуют экспериментальным точкам из работы [9]

рис. 1), соответствует случаю $l_2 = 1300$ нм и демонстрирует основной эффект, который для рассматриваемого набора параметров применим при всех значениях напряженности магнитного поля. Кривая, нарисованная пунктиром с точкой (см. рис. 1), является результатом подгонки данных для немагнитического аэрогеля из работы [9]. Несмотря на очевидную разницу между изотропным аэрогелем, для которого решалась задача, и немагнитическим, построенная кривая показывает принципиальную возможность объяснить наблюдаемую в относительно малых магнитных полях нелинейность. Заметим также, что область применимости построенной кривой ограничена магнитным полем $\tilde{\eta}H \sim \frac{R_2^2}{l_2^2}$, т.е. $H > 0.5$ Тл. Для рассмотренных выше кривых основную роль в нелинейном поведении играет член $\tilde{\eta}H$ в исследуемых выражениях. Можно, однако, предположить, что при понижении давления, в силу того, что коэффициент α растет как $1/T_c^2(P)$, а коэффициент η уменьшается пропорционально $T_c(P)$, член αH^2 становится более существенным и будет определять область нелинейности. К примеру, для давления 7 бар ($\xi = 35$ нм, $\alpha = 0.15$ Тл $^{-2}$, $\tilde{\eta} = 0.0094$ Тл $^{-1}$), если положить $\tilde{l}_2 = 750$ нм, то получится зависимость, показанная на рис. 1 пунктирной линией (все остальные параметры не изменены). Существенным отличием от результата теории среднего поля является то, что

характерная величина магнитного поля, в котором происходит интерполяция между двумя асимптотическими зависимостями, не связана с полем насыщения, а определяется соотношением между тремя параметрами: длиной когерентности сверхтекучего ^3He , длиной корреляции аэрогеля и длиной пробега, связанной с чисто магнитным рассеянием.

6. Анализ результатов. Основным результатом работы является то, что наблюдаемая в экспериментах с различными типами аэрогелей нелинейная зависимость температуры перехода в A_1 -фазу от магнитного поля может быть связана не только с эффектом насыщения намагниченности пленки твердого ^3He , но и с эффектом увеличения температуры перехода за счет скоррелированных флуктуаций поля параметра порядка, наведенных намагниченностью аэрогеля. Суть последнего эффекта заключается в том, что при увеличении магнитного поля флуктуационный вклад в T_c подавляется в силу увеличения эффективной жесткости соответствующей флуктуационной моды. В этом смысле магнитное поле играет роль температуры, которая создает щель в длинноволновой части спектра продольных колебаний параметра порядка, уменьшая вклад флуктуаций в термодинамические свойства системы вдали от T_c . В связи с этим полученная в работе асимптотическая формула имеет существенные ограничения в области малых магнитных полей, где эффект флуктуаций превалирует.

Далее исследуем вопрос о применимости полученных результатов в контексте величины флуктуаций, вызванных вмороженным беспорядком. До настоящего момента мы рассматривали только такое ограничение, что флуктуационный вклад в сдвиг T_c , связанный с магнитным рассеянием, должен быть меньше величины расщепления температуры перехода в магнитном поле в отсутствие примесей. Однако, помимо этого, необходимо сравнить полученный сдвиг с величиной дополнительного флуктуационного размытия температуры перехода, связанного с беспорядком. Для оценки ширины данной области температур рассмотрим среднее по беспорядку значение квадрата флуктуаций. Опуская сложную матричную структуру функции Грина, можем написать, что:

$$\begin{aligned} \langle \chi^2 \rangle &\sim \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \Phi(k) G_0(k, \tau)^2 \sim \\ &\sim \frac{\xi_0^2}{nl^2} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1 + S(\mathbf{k})}{(-2\tau + \xi_0^2 k^2)^2}, \end{aligned} \quad (34)$$

здесь $S(k)$ – структурный фактор аэрогеля (см. дополнительные материалы, раздел 3). Значение интеграла в отсутствие корреляций ($S(k) = 0$) бу-

дет $\sim \frac{1}{nl^2 \xi_0 |\tau|^{1/2}}$, откуда легко оценить уширение перехода для некоррелированного беспорядка $\delta\tau \sim (nl^2 \xi_0)^{-2}$ (для кремниевых аэрогелей эта величина порядка 10^{-4} и находится за пределами экспериментальной точности). Второй вклад в интеграл, который содержит структурный фактор, обезразмеривается следующим образом:

$$\langle \chi_{\text{cor}}^2 \rangle \sim \frac{nR^3}{nl^2 \xi_0 \sqrt{-\tau}} \int \frac{d^3x}{(2\pi)^3} \frac{s(\mathbf{x}, \xi(\tau)/R)}{(1+x^2)^2}, \quad (35)$$

где s – безразмерная функция, зависящая как от параметра от отношения $\xi(\tau)/R$, а $\xi_\tau = \frac{\xi_0}{\sqrt{-\tau}}$ имеет смысл радиуса корреляций флуктуаций в чистом пределе. В предыдущем пункте мы использовали модель коррелятора, которая приводится к функции $s(x)$ вида $\sim \frac{\xi(\tau)}{R} \cdot \delta\left(x - \frac{\xi(\tau)}{R}\right)$. Данная модель дает следующую оценку для среднего квадрата флуктуаций, возникающих за счет эффекта корреляций примесей вблизи T_c (т.е. при $\xi(\tau) \gg R$):

$$\langle \chi_{\text{cor}}^2 \rangle \sim \frac{R^4}{l^2 \xi_0^2}. \quad (36)$$

То, что получившаяся величина не зависит от температуры, является, безусловно, артефактом модели. Однако именно это позволяет получить решение задачи практически во всем диапазоне температур, если выполнено условие

$$\frac{R^4}{l^2 \xi_0^2} \ll 1. \quad (37)$$

Более реалистичной функцией, описывающей пространственные корреляции аэрогеля, которую можно использовать при вычислениях в случае $\xi(\tau) \gg R$, является [22]:

$$S(k) = AnR^3 \cdot \theta\left(k - \frac{1}{R}\right). \quad (38)$$

Отметим, что в отличие от ранее использованной функции, данная функция имеет конечную ширину. Покажем, что и в этом случае условие применимости рассмотренного подхода совпадает с (37). Используя данную модель, можно получить оценку для среднего квадрата флуктуаций:

$$\langle \chi_{\text{cor}}^2 \rangle \sim \frac{R^3}{l^2 \xi_0 \sqrt{-\tau}}, \quad (39)$$

откуда уширение температуры перехода будет $\delta\tau_{\text{cor}} \sim (nl^2 \xi_0)^{-2} (AnR^3)^2$. Таким образом, как и предполагалось, происходит увеличение флуктуационной области в $(nR^3)^2$ раз по сравнению с

некоррелированным случаем. Полученная оценка справедлива только при выполнении условия, что $\xi(\delta\tau_{\text{кор}}) \gg R$, откуда снова получим неравенство: $\frac{R^4}{\xi_0^2 l^2} \ll 1$. Из найденной температурной зависимости квадрата флуктуаций, в частности, следует, что при выполнении последнего условия свойства коррелированного беспорядка в критической области по всей видимости, лишь количественно отличаются от некоррелированного. Легко проверить, что вклад корреляций примесей в сдвиг T_c для последней модели оказывается таким же, как и посчитанный в статье, т.е. оценивается по порядку величины как $\Delta T/T_c \sim \frac{R^2}{l^2}$. Из сравнения полученного сдвига T_c с шириной флуктуационной области снова следует условие применимости полученного результата в виде неравенства $\frac{R^4}{l^2 \xi_0^2} \ll 1$. Заметим, что наиболее приближенная к эксперименту зависимость T_c от магнитного поля соответствует случаю, когда максимальное значение параметра, обусловленное немагнитным каналом рассеяния, имеет порядок $\frac{R^4}{l^2 \xi_0^2} \sim \frac{1}{2}$. Поэтому, скорее всего, экстраполяция линейного приближения в область взаимодействующих флуктуаций в нашем случае дает качественно правильное описание, но количественного согласия требовать вряд ли возможно. Отметим, что представленный выше анализ показывает, что полученные оценки для области размытия перехода согласуются с критерием Харриса о том, что в теории Гинзбурга–Ландау для размерности 3 слабый беспорядок является доминирующим эффектом в флуктуационной области [23]. Однако, вопрос о влиянии беспорядка на критические индексы системы является достаточно сложным и выходит за рамки данной работы.

Крайне существенным предположением, влияющим на полученный результат, является предположение о том, что длина магнитных корреляций в пленке ^3He , определяющая ближний порядок, сопоставима с длиной когерентности в жидкой сверхтекучей фазе. К сожалению, на настоящий момент напрямую как либо подтвердить или опровергнуть данный факт на основе имеющихся экспериментальных данных не представляется возможным. Поэтому наблюдение в аэрогеле рассмотренного в статье эффекта может являться косвенным подтверждением существования ближнего магнитного порядка в пленке твердого ^3He .

Е. В. Суровцев признателен В. В. Дмитриеву, И. А. Фомину, Л. А. Мельниковскому, А. А. Солдатову и А. Н. Юдину за полезные комментарии и конструктивную критику.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Института физических проблем имени П. Л. Капицы. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, ЖЭТФ **39**, 1781 (1961) [Sov. Phys. JETP **12**, 1243 (1961)].
2. А. И. Ларкин, ЖЭТФ **58**, 1466 (1970) [Sov. Phys. JETP **31**, 784 (1970)].
3. К. Aoyama and R. Ikeda, Phys. Rev. B **73**, 060504(R) (2006).
4. V. Dmitriev, A. Senin, A. Soldatov, and A. Yudin, Phys. Rev. Lett. **115**, 165304 (2015).
5. P. W. Anderson, J. Phys. Chem. Solids, **11**, 26 (1959).
6. И. А. Фомин, ЖЭТФ **154**, 1034 (2018).
7. В. В. Дмитриев, А. А. Солдатов, А. Н. Юдин, ЖЭТФ **158**, 6 (2020).
8. V. Dmitriev, M. Kutuzov, A. Soldatov, and A. Yudin, Phys. Rev. Lett. **127**, 265301 (2021).
9. V. V. Dmitriev, M. S. Kutuzov, A. A. Soldatov, and A. N. Yudin, Phys. Rev. B **107**, 024507 (2023).
10. V. V. Dmitriev, A. A. Soldatov, and A. N. Yudin, Phys. Rev. Lett. **120**, 075301 (2018).
11. G. E. Volovik, J. Low Temp. Phys. **150**, 453 (2008).
12. V. V. Dmitriev, D. A. Krasnikhin, N. Mulders, A. A. Senin, G. E. Volovik, and A. N. Yudin, Письма в ЖЭТФ **91**, 669 (2010).
13. V. P. Mineev, Phys. Rev. B **98**, 014501 (2018).
14. V. Ambegaokar and N. D. Mermin, Phys. Rev. Lett. **30**, 81 (1973).
15. E. V. Surovtsev, ЖЭТФ **155**, 554 (2019).
16. H. C. Choi, A. J. Gray, C. L. Vicente, J. S. Xia, G. Gervais, W. P. Halperin, N. Mulders, and Y. Lee, Phys. Rev. Lett. **93**, 145302 (2004).
17. J. A. Sauls and P. Sharma, Phys. Rev. B **68**, 224502 (2003).
18. G. A. Baramidze and G. A. Kharadze, J. Low Temp. Phys. **135**, 399 (2004).
19. I. A. Fomin and E. V. Surovtsev, Phys. Rev. B **86**, 144523 (2012).
20. И. А. Фомин, Письма в ЖЭТФ **88**, 65 (2008).
21. D. I. Bradley, S. N. Fisher, A. M. Guenault, R. P. Haley, N. Mulders, G. R. Pickett, D. Potts, P. Skyba, J. Smith, V. Tsepelin, and R. C. V. Whitehead, Phys. Rev. Lett. **105**, 125303 (2010).
22. J. V. Porto and J. M. Parpia, Phys. Rev. B **59**, 14583 (1999).
23. В. С. Доценко, УФН **165**, 481 (1995).