Письма в ЖЭТФ, том 124, вып. 7, с. 533 – 543 © 2026 г. 10 октября

Про устойчивость полярной фазы сверхтекучего ^{3}He в нематических аэрогелях[1)]

Е. В. Суровцев[2)]

Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, 119334 Москва, Россия

Поступила в редакцию 6 августа 2026 г.
После переработки 25 августа 2026 г.
Принята к публикации 25 августа 2026 г.

В работе рассматривается устойчивость решения, соответствующего полярной фазе сверхтекучего ^{3}He в нематических аэрогелях, относительно возмущений, обусловленных рассеянием на магнитных примесях. Показано, что в случае одновременного нарушения возмущением аксиальной симметрии и симметрии относительно обращения времени максимальную температуру перехода имеет полярно-искаженная A-фаза. В рамках предложенной модели p-волнового рассеивающего потенциала, учитывающей эффективное спин- орбитальное взаимодействие между орбитальным моментом рассеивающейся квазичастицы и текстурой магнитного момента рассеивателя, решена задача на собственные числа и собственные векторы уравнения самосогласования Горькова. Обсуждается связь полученных результатов с известными экспериментальными данными.

DOI: 10.7868/S3034576626100054

1. Введение. В чистом сверхтекучем ^{3}He реализуется триплетное спаривание с $L = 1$, а параметром порядка является комплексная матрица 3×3. В этом самом простом случае все компоненты параметра порядка имеют одинаковую температуру перехода, а реализуется та сверхтекучая фаза, энергия которой минимальна. Использование анизотропных аэрогелей позволяет снять данный тип вырождения (по температуре) и реализовать такие фазы, существование которых в чистом случае было невозможно. Это происходит за счет того, что температура сверхтекучего перехода у компонент параметра порядка, соответствующих разным проекциям орбитального момента, становится различной. Одним из типов аэрогелей, доступных для экспериментального использования, являются нематические аэрогели. Этот тип аэрогелей состоит из тонких сонаправленных нитей, образующих упругий каркас. Как было теоретически показано ранее, для аксиально симметричных нематических аэрогелей в случае, если рассеяние сохраняет продольную компоненту импульса (зеркальное рассеяние), максимальную температуру перехода имеет полярная фаза, т.е. сверхтекучее состояние с нулевой проекцией орбитального момента на ось анизотропии [1]. Более того, температура перехода при данном типе рассеяния не изменяется и равна температуре перехода в чистом ^{3}He, т.е. для полярной фазы сверхтекучего ^{3}He выполняется теорема Андерсона [2]. Теорема Андерсона нарушается, если рассеяние становится диффузным, но даже в этом случае температура перехода, хоть и подавляется, все равно остается максимальной именно для полярной фазы [3–5]. Другими словами, полярная фаза устойчива относительно возмущения такого типа. Это согласуется также с тем, что спектр возбуждений в импульсном пространстве имеет топологически защищенную линию нулей по экватору ферми-поверхности (изменение фазы Берри равно π при обходе вокруг кольцевой линии). Отметим, что линия нулей обладает аксиальной симметрией и инвариантна относительно операции обращения времени. В отличие от полярной фазы в A-фазе сверхтекучего ^{3}He имеются две особые точки в импульсном пространстве, в которых щель зануляется (вейлевские точки). Эти точечные особенности в импульсном пространстве являются топологически защищенными (киральность – ± 1). Подробный симметрийный анализ фаз, реализуемых в нематическом аэрогеле, можно найти в работе [6]. Процесс трансформации линии нулей в две точечные особенности при фазовом переходе второго рода был рассмотрен в статье [7]. Необходимо отметить, что при данном переходе спонтанным образом нарушается симметрия относительно обращения времени, так как проекция орбитального момента A-фазы может быть ± 1. Можно ожидать, что при наложении на систему возмущения, нарушающего аксиальную сим-

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

[2)] e-mail: e.v.surovtsev@gmail.com

метрию и симметрию относительно обращения времени, линия нулей полярной фазы также перестанет существовать и может перейти в две точечные особенности, расположенные на экваторе. Фаза, которая возникает при такого рода возмущениях, называется полярно-искаженной A-фазой. Изначально было предположено, что именно такое состояние наблюдалось в самых первых экспериментах с ^{3}He в нематических аэрогелях [8]. Параметр порядка полярно-искаженной A-фазы можно записать в виде:

$$A_{\mu j} = \Delta \cdot \hat{d}_\mu \Big[\cos\frac{\alpha}{2} \cdot \hat{m}_j + i \sin\frac{\alpha}{2} \cdot \hat{n}_j \Big], \qquad (1)$$

где $\alpha \in [0, \frac{\pi}{2}]$. Полярной фазе соответствует $\alpha = 0$, чистой A-фазе $\alpha = \frac{\pi}{2}$. В дальнейших экспериментах использовались высокосимметричные аэрогели: нафен и муллитовый аэрогель. Для данных типов аэрогеля при покрытии их нитей твердым ^{4}He с высокой экспериментальной точностью в окрестности сверхтекучего перехода наблюдалось состояние с $\alpha = 0$ при всех давлениях [9–11]. В частности, в работе [11] было продемонстрировано, что температурная зависимость щели при низких температурах напрямую указывает на линию нулей в спектре возбуждений. Во всех указанных работах [8–11] нематический аэрогель покрывался несколькими монослоями ^{4}He для экранировки ван-дер-ваальсова взаимодействия нитей аэрогеля с ^{3}He и предотвращения образования пленки твердого парамагнитного слоя на поверхности. Если этого не делать, то оказывается, что твердый парамагнитный ^{3}He, адсорбированный на поверхности нематического аэрогеля, полностью подавляет область устойчивости полярной фазы [12] относительно образования A-фазы. Но наиболее интересный результат, полученный в экспериментах [12] в нафене-72, а также в муллитовом аэрогеле [13], заключается в том, что при неполном покрытии нитей ^{4}He, т.е. когда на нитях присутствует лишь небольшое количество ^{3}He, есть указания на то, что с большой вероятностью переход из нормального состояния происходит в полярно-искаженную A-фазу с конечной степенью искажения. Ранее было теоретически показано, что обменное взаимодействие между твердым и жидким ^{3}He может уменьшить температурную область существования полярной фазы, т.е. сделать систему более изотропной [14]. Предложенный в указанной работе сценарий может объяснить описанный выше переход в неискаженную A-фазу, однако реализация полярно-искаженной A-фазы выходит за рамки предложенной модели. Цель настоящей работы – показать, что учет эффективного спин-орбитального взаимодействия при рассеянии квазичастиц жидкого ^{3}He на магнитной текстуре твердого ^{3}He позволяет объяснить неустойчивость полярной фазы по отношению к образованию полярно-искаженной A-фазы. В отличие от ранее рассмотренных моделей магнитного рассеяния, предлагаемый механизм рассеяния одновременно нарушает аксиальную симметрию и симметрию относительно обращения времени.

В данной работе будет рассмотрен микроскопический механизм, связанный с рассеянием квазичастиц на нитях аэрогеля, который приводит к неустойчивости полярной фазы относительно образования A-фазы с полярным искажением. Как уже упоминалось выше, для этого требуется, чтобы усредненный по ансамблю потенциал примесей нарушал аксиальную симметрию и симметрию относительно обращения времени. Для этого потенциал должен "смешивать" состояния с проекциями орбитального момента $m = 0$ и $m = \pm 1$, т.е. соответствовать p-волновому беспорядку. Недавно была рассмотрена задача о влиянии d-волнового беспорядка на термодинамические свойства $d_{x^2-y^2}$-волновых сверхпроводников [15]. В отличие от указанной статьи, где основной эффект связан с возникающей анизотропией плотности состояний, которая, однако, не приводит к изменению вида параметра порядка, цель данной работы – показать, что даже в случае изотропии плотности состояний нормальной фазы при p-волновом беспорядке возможна стабилизация новой сверхтекучей анизотропной (киральной) фазы.

Возмущение, которое представляет наибольший интерес, связано, с одной стороны, с неоднородностью аэрогеля, а с другой – с магнитным слоем твердого ^{3}He на поверхности аэрогеля. Основной физической причиной, лежащей в основе неоднородности аэрогеля, является тот факт, что в реальном аэрогеле нити не являются идеально сонаправленными, что приводит, в свою очередь, к их взаимным пересечениям. Помимо этого, сами нити обладают конечной кривизной и шероховатой поверхностью, что также усиливает неоднородность системы. Нарушение обращения времени связано с магнитным рассеянием на парамагнитном слое твердого ^{3}He. Чтобы связать два типа нарушения симметрии (пространственной и временной), необходимо предположить, что в магнитном слое существуют корреляции ферромагнитного типа, а также то, что слабое диполь-дипольное взаимодействие между спинами ^{3}He в твердом слое на поверхности приводит к упорядочению типа "легкая плоскость" (спины преимущественно лежат в плоскости поверхности аэрогеля). Ферромагнитный тип магнитного упорядочения наблюдался в двумер-

ном твердом слое ^{3}He на графитовой подложке при 2–3 адсорбированных монослоях [16]. Если перенести результаты на аэрогель, то можно предположить, что текстура намагниченности будет определяться неоднородностью аэрогеля (пересечениями нитей, их кривизной и шероховатостью поверхности). Как будет показано в дополнительных материалах к данной работе, рассеяние квазичастиц на пространственно-неоднородном магнитном слое приводит в адиабатическом приближении к возникновению эффективного спин-орбитального взаимодействия.

План статьи: в разделе (2) рассмотрен алгоритм поиска решения уравнения самосогласования Горькова для p-спаривания в присутствии анизотропных примесей; в разделе (3) рассмотрена модель аэрогеля, которая обладает указанными выше свойствами нарушения симметрии; в разделах (4)–(5) рассмотрены свойства функции Грина и вершинной части в присутствии p-волнового беспорядка; в разделе (6) найдены собственные числа и собственные векторы уравнения самосогласования; раздел (7) посвящен анализу полученных результатов; в дополнительных материалах произведен качественный вывод эффективного потенциала взаимодействия, включающего в себя спин-орбитальный член.

2. Уравнение самосогласования. Исходное матричное уравнение самосогласования для спин-триплетного куперовского спаривания в p-волновом канале записывается через аномальную функцию Грина частиц $\hat{F}_{\alpha\beta}(\mathbf{k},\omega_n)$ и эффективный притягивающий БКШ-потенциал $V_{\alpha\beta;\gamma\varphi}(\mathbf{k},\mathbf{k}_1) = 3\lambda\cdot(\hat{\mathbf{k}}\cdot\hat{\mathbf{k}}_1)\cdot\frac{1}{2}\left(\delta_{\alpha\gamma}\delta_{\beta\varphi}+\delta_{\alpha\varphi}\delta_{\beta\gamma}\right)$ [17]:

$$\Delta_{\alpha\beta}(\mathbf{k}) = -T\sum_{\omega_n}\int\frac{d^3k_1}{(2\pi)^3}V_{\beta\alpha;\gamma\varphi}(\mathbf{k},\mathbf{k}_1)F_{\gamma\varphi}(\mathbf{k}_1,\omega_n), \tag{2}$$

где $\Delta_{\alpha\beta}(\mathbf{k})$ – анизотропная триплетная щель, λ – константа взаимодействия, $\omega_n = \pi T(2n+1)$, $n = 0,\pm1,..$ – мацубаровские частоты, рассматривается пространственно-однородный случай. В линейном по Δ приближении аномальную функцию Грина можно выразить из уравнений Горькова в виде:

$$F_{\alpha\beta}(\mathbf{k},\omega_n) \approx G_{\alpha\mu}(\mathbf{k},\omega_n)\tilde{\Delta}_{\mu\nu}(\mathbf{k})G_{\beta\nu}(-\mathbf{k},-\omega_n), \tag{3}$$

где $G_{\alpha\beta}(\mathbf{k},\omega_n) = \delta_{\alpha\beta}\cdot G(\mathbf{k},\omega_n)$ – функция Грина нормального изотропного состояния (см. далее по тексту), а $\tilde{\Delta}_{\alpha\beta}(\mathbf{k})$ – перенормированная примесным рассеянием щель. Перейдем к стандартному представлению триплетной щели через макроскопический параметр порядка $A_{\mu j}$:

$$\Delta_{\alpha\beta}(\mathbf{k}) = A_{\mu j}\hat{k}_j(\sigma_\mu i\sigma_y)_{\alpha\beta}. \tag{4}$$

Аналогично запишем перенормированную щель, используя определение вершинной части:

$$\tilde{\Delta}_{\alpha\beta}(\mathbf{k}) = A_{\mu j}\Gamma_j^{\mu\nu}(\mathbf{k})(\sigma_\nu i\sigma_y)_{\alpha\beta}, \tag{5}$$

где верхние индексы в вершинной части введены исключительно для компактности записи.

Подставляя (3) и (5) в матричное уравнение (2) и выполняя проектирование на триплетный базис матриц Паули, получаем уравнение самосогласования для параметра порядка $A_{\mu j}$:

$$A_{\mu i}\hat{k}_i = -3\lambda T\sum_{\omega_n}\int\frac{d^3k_1}{(2\pi)^3}(\hat{\mathbf{k}}\cdot\hat{\mathbf{k}}_1)G(\mathbf{k}_1,\omega_n)\times \\ \times G(-\mathbf{k}_1,-\omega_n)A_{\nu j}\Gamma_j^{\mu\nu}(\mathbf{k}_1,\omega_n). \tag{6}$$

Наконец, проецируя уравнения на соответствующие орбитальные направления, приходим к системе линейных однородных уравнений на компоненты матрицы параметра порядка:

$$A_{\mu j} = \Lambda_{jl}^{\mu\nu}A_{\nu l}, \tag{7}$$

где матрица $\Lambda_{jl}^{\mu\nu}$ определяется выражением:

$$\Lambda_{jl}^{\mu\nu} = -3\lambda T\sum_{\omega_n}\int\frac{d^3k_1}{(2\pi)^3}(\hat{k}_1)_j\Gamma_l^{\mu\nu}(\mathbf{k}_1,\omega_n)\times \\ \times G(\mathbf{k}_1,\omega_n)G(-\mathbf{k}_1,-\omega_n). \tag{8}$$

Уравнение (7) является, по сути, уравнением на собственные числа и собственные векторы матрицы $\Lambda_{jl}^{\mu\nu}$ [18]. В чистом ^{3}He матрица $\Lambda_{jl}^{\mu\nu}$ тривиальна по всем индексам, откуда следует, что температура перехода одинакова для всех компонент параметра порядка. Потенциальное рассеяние в нематическом аэрогеле снимает вырождение в орбитальном подпространстве параметра порядка. В этом случае аксиальная симметрия потенциала рассеяния приводит к тому, что матрица $\Lambda_{jl}^{\mu\nu}$ становится диагональной в базисе с осью z, направленной вдоль оси анизотропии аэрогеля. Далее будет показано, что в присутствии магнитного рассеяния нарушается аксиальная симметрия и симметрия относительно обращения времени. Как следствие, матрица $\Lambda_{jl}^{\mu\nu}$ перестает быть диагональной в орбитальном подпространстве в указанном базисе, и необходимо искать правильные собственные функции (фазы) в этом случае. Таким образом, задача сводится к определению структуры матрицы $\Lambda_{jl}^{\mu\nu}$.

Нетривиальность матрицы $\Lambda_{jl}^{\mu\nu}$ следует непосредственно из нетривиальности вершинной части. Тензор вершины $\Gamma_j^{\mu\nu}$ в лестничном приближении удовлетворяет уравнению:

$$\Gamma_j^{\mu\nu}(\mathbf{k}) = \delta^{\mu\nu}\hat{k}_j + n_s \int \frac{d^3k_1}{(2\pi)^3} G(\mathbf{k_1}, \omega_n) \times \\ \times G(-\mathbf{k_1}, -\omega_n)\mathcal{K}^{\nu\lambda}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1)\Gamma_j^{\mu\lambda}(\mathbf{k}_1), \quad (9)$$

где n_s – концентрация рассеивающих центров, а двухчастичное спиновое ядро рассеяния $\mathcal{K}^{\nu\lambda}$ в борновском приближении определяется выражением:

$$\mathcal{K}^{\nu\lambda}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1) = \frac{1}{2}\mathrm{Tr}\,[\,\langle(\hat{\sigma}_\nu i\hat{\sigma}_y)^\dagger \cdot \hat{u}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1) \times \\ \times (\hat{\sigma}_\lambda i\hat{\sigma}_y) \cdot \hat{u}^T(-\mathbf{k}, -\mathbf{k}_1)\rangle\,], \quad (10)$$

$\hat{u}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1)$ – матричный элемент потенциала рассеяния на одной примеси, обозначение $\langle ... \rangle$ относится к усреднению по направлению осей анизотропии единичной примеси. Матрицу потенциала рассеяния на одной примеси можно разложить по базису матриц Паули:

$$\hat{u}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1) = u_0(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1) \cdot \hat{\sigma}_0 + (m_\lambda \cdot \hat{\sigma}_\lambda)u_m(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1), \quad (11)$$

где $\mathbf{m}$ – единичный вектор в спиновом пространстве. После подстановки потенциала в выражение для ядра и усреднения по беспорядку, получим тривиальную по спиновым индексам структуру:

$$\mathcal{K}^{\mu\nu}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1) = \mathcal{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1) \cdot \delta^{\mu\nu} = \\ = \delta^{\mu\nu} \cdot \Big(u_0(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1) \cdot u_0(-\mathbf{k}, -\mathbf{k}_1) + \\ + \frac{1}{3}u_m(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1) \cdot u_m(-\mathbf{k}, -\mathbf{k}_1)\Big), \quad (12)$$

где при выводе мы учли изотропию распределения вектора $\mathbf{m}$, $\langle m_\mu m_\nu \rangle = \frac{1}{3}\delta^{\mu\nu}$. В итоге, спиновую структуру вершинной части можно опустить, оставив только орбитальный индекс:

$$\Gamma_j(\mathbf{k}) = \hat{k}_j + n_s \int \frac{d^3k_1}{(2\pi)^3} G(\mathbf{k_1}, \omega_n) \times \\ \times G(-\mathbf{k_1}, -\omega_n)\mathcal{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1)\Gamma_j(\mathbf{k}_1). \quad (13)$$

Если при рассеянии сохраняется инвариантность относительно обращения времени, то $u(-\mathbf{k}, -\mathbf{k}_1) = u^*(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1)$ и $G(-\mathbf{k_1}, -\omega_n) = \Big[G(\mathbf{k_1}, \omega_n)\Big]^*$. Таким образом, ядро уравнения (13) является действительной функцией. Поскольку матрица $\hat{\Lambda}$ определяет квадратичную по параметру порядка форму свободной энергии, она является эрмитовой. Исходя из этого, сразу можно сделать вывод о том, что в рассматриваемом случае матрица $\Lambda_{jl}^{\mu\nu}$ будет симметричной действительной матрицей. Собственные векторы такой матрицы могут быть выбраны действительными. Если состояние с максимальной температурой невырождено, то собственный вектор этого состояния будет соответствовать полярной фазе. В итоге, приходим к тому, что для того, чтобы получить эрмитову матрицу $\Lambda_{jl}^{\mu\nu}$ с комплексными недиагональными матричными элементами, необходимо, чтобы при рассеянии нарушалась симметрия относительно обращения времени. Только в этом случае решением для невырожденного собственного значения может быть комплексный вектор (например, полярно-искаженная A-фаза). Произведенное рассуждение строго справедливо только в борновском приближении, которое является наиболее подходящим для случая слабых примесей. В противном случае в уравнении на вершинную часть необходимо писать Т-матрицу вместо фурье-образа потенциала, которая не является в общем случае эрмитовой. Далее будет рассмотрено борновское приближение и случай нарушения Т-четности.

3. Микроскопическая модель потенциала рассеяния. Основной эффект, рассматриваемый в работе, возникает за счет эффективного спин-орбитального взаимодействия. Поэтому необходимо обсудить, что может являться микроскопической причиной такого взаимодействия. Как было указано во введении, нити, покрытые парамагнитным слоем твердого ^{3}He с ферромагнитными корреляциями внутри слоя, создают в непосредственной близости от себя сильное обменное магнитное поле. Кривизна нитей, их пересечение и шероховатость поверхности приводят к тому, что направление намагниченности плавно (на масштабах больших, чем межатомное расстояние) меняется в пространстве. В этом случае, помимо локального направления намагниченности $\mathbf{m}(\mathbf{r})$, в амплитуде рассеяния возникают члены, линейные по еще одному вектору, – вектору кривизны Берри, индуцированной магнитной текстурой, который по определению равен $H_i = e_{ijk}e_{lnp}m_l\nabla_j m_n \nabla_k m_p$ (см. дополнительные материалы). Другими словами, систему коррелированных магнитных примесей на пространственно-неоднородной поверхности нельзя охарактеризовать одной только средней намагниченностью. После усреднения по беспорядку свойства системы будут зависеть также от корреляторов высших порядков, одним из которых и является вектор кривизны Берри. В силу того, что намагниченность и кривизна Берри являются корреляторами разного порядка как по степени вектора локальной намагниченности, так и по пространственным производным от него, они являются линейно независимыми. Исходя из этого, средняя ненулевая кривизна Берри в рассматриваемой макроскопической области образца может строго реализоваться при нулевой средней макроскопической намагниченности той же области, за счет кривизны (киральности) текстуры

намагниченности в районах пересечений и других неоднородностей нитей.

В работе будет рассматриваться следующая модель аэрогеля, описывающая анизотропное рассеяние на его нитях с учетом одновременного нарушения аксиальной и $t \to -t$ симметрии. Представим нематический аэрогель как систему, состоящую из точечных нитей, направленных вдоль оси z, с навешанными на них анизотропно-рассеивающими бусинками, которые моделируют локальную кривизну поля магнитного рассеяния. По сути, мы рассматриваем возмущенную магнитным рассеянием модель сильно анизотропного аэрогеля, предложенную ранее в работе [1]. В координатном представлении оператор эффективного взаимодействия квазичастицы с системой нитей запишем в виде:

$$U_{\alpha\beta}(\mathbf{r}) = \sum_{a=1}^{N_s}\Big[\delta(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}_a)\cdot g_0\cdot(\sigma_0)_{\alpha\beta} + \\ + \sum_{b=1}^{N_b} v_{\alpha\beta}(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}_a, z-z_{ab})\Big], \qquad (14)$$

где N_s – число нитей (strands), N_b – число бусинок на одной нити (beads), $\mathbf{r} = (\boldsymbol{\rho}, z)$, g_0 – амплитуда рассеяния идеальной зеркально-рассеивающей нити, $v_{\alpha\beta}(\mathbf{r})$ – трехмерный анизотропный рассеивающий потенциал бусинки, $(\sigma_0)_{\alpha\beta}$ – единичная матрица 2×2. Для дальнейшего рассмотрения введем также концентрацию нитей – n_s и концентрацию бусинок на нити n_b. Ядро оператора взаимодействия с одной магнитной бусинкой с учетом эффективного спин-орбитального взаимодействия запишем так:

$$[v^{(1)}_{Iso+SO}]_{\alpha\beta}(\mathbf{r},\mathbf{r}') = \\ = \delta(\mathbf{r})\cdot\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\cdot[f_{0p}(\sigma_0)_{\alpha\beta} + f_{0e}\cdot m_\mu(\sigma_\mu)_{\alpha\beta}] + \\ + \frac{1}{2}\Big[i\hbar e_{ijk}H_i r_j\frac{\partial}{\partial r'_k}\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}') + h.c.\Big]\times \\ \times[f_{1e}\cdot m_\mu(\sigma_\mu)_{\alpha\beta} + f_{1p}(\sigma_0)_{\alpha\beta}], \qquad (15)$$

где первое слагаемое описывает изотропный вклад в потенциальное рассеяние (амплитуда f_{0p}), второе – обычное изотропное обменное взаимодействие (амплитуда f_{0e}), третье и четвертое – анизотропный p-волновой канал, связанный с эффективным спин-орбитальным взаимодействием. Отметим, что в рамках предложенной модели бусинка считается точечным объектом, однако ее эффективная намагниченность и вектор кривизны Берри возникают из усреднения по поверхности рассеяния исходной области неоднородности на нити аэрогеля, поэтому взаимодействие получилось эффективно нелокальным. Причины возникновения, а также качественный вывод второго слагаемого в выражении (15) (пропорционального f_{1e}) рассмотрены в дополнительных материалах к данной статье. Член, пропорциональный f_{1p}, введен для общности рассмотрения. Фурье-образ полного потенциала будет:

$$u_{\alpha\beta}(\mathbf{k},\mathbf{k}') = 2\pi(\sigma_0)_{\alpha\beta}g_0\delta(k_z-k'_z)\sum_{a=1}^{N_s}e^{-i\boldsymbol{\rho}_a(\boldsymbol{\kappa}-\boldsymbol{\kappa}')} + \\ + \sum_{a=1}^{N_s}\sum_{b=1}^{N_b}\Big[f_{0p}(\sigma_0)_{\alpha\beta} + f_{0e}\cdot m^{(a,b)}_\mu(\sigma_\mu)_{\alpha\beta}\Big]\times \\ \times e^{-i\boldsymbol{\rho}_a(\boldsymbol{\kappa}-\boldsymbol{\kappa}')}e^{-iz_{ab}(k_z-k'_z)} + \\ + i\cdot(\hat{k}_l\hat{k}'_m - \hat{k}_m\hat{k}'_l)\cdot\sum_{a=1}^{N_s}\sum_{b=1}^{N_b}\Big[f_{1e}\cdot m_\mu(\sigma_\mu)_{\alpha\beta} + \\ + f_{1p}(\sigma_0)_{\alpha\beta}\Big]\cdot h^{(a,b)}_{lm}(k,k')\cdot e^{-i\boldsymbol{\rho}_a(\boldsymbol{\kappa}-\boldsymbol{\kappa}')}e^{-iz_{ab}(k_z-k'_z)}, \qquad (16)$$

где $h^{(a,b)}_{lm} = e_{lmn}\cdot\frac{H^{(a,b)}_n}{|H^{(a,b)}|}$ – тензор кривизны Берри b-й бусинки на a-й нити, т.е. антисимметричный тензор, меняющий знак при инверсии времени и инвариантный относительно инверсии координат. Третье слагаемое в (16) не инвариантно относительно поворотов вокруг оси z. Неинвариантность рассматриваемого потенциала относительно операции обращения времени происходит благодаря членам, пропорциональным амплитудам $f_{0,e}$, $f_{1,p}$. Как и должно быть, выражение для матрицы потенциала взаимодействия (16) удовлетворяет условию эрмитовости: $u_{\alpha\beta}(\mathbf{k},\mathbf{k}') = u^*_{\beta\alpha}(\mathbf{k}',\mathbf{k})$, а также условию $\mathrm{Im}[u_{\alpha\beta}(\mathbf{k},\mathbf{k})]$ (отсутствие поглощения). Далее будем считать, что анизотропная поправка мала по сравнению с изотропными членами, поэтому во всех последующих выражениях квадратичные по $f_{1,e}$, $f_{1,p}$ члены будут опущены.

4. Функция Грина для случая слабого p-беспорядка. В результате рассеяния квазичастиц на нитях аэрогеля усредненная по беспорядку функция Грина частиц в нормальном состоянии становится, вообще говоря, функцией от направления импульса квазичастицы. Однако поскольку анизотропная часть потенциала предполагается малой, в рассматриваемом пределе этой зависимостью можно пренебречь. Действительно,

$$G_{\alpha\beta}(\mathbf{k},\omega_n) = \big\{(i\omega_n-\xi_k)(\sigma_0)_{\alpha\beta} - \Sigma_{\alpha\beta}(\omega_n,\mathbf{k})\big\}^{-1}, \qquad (17)$$

где $\Sigma_{\alpha\beta}(\omega_n,\mathbf{k})$ – собственно-энергетическая часть, $\xi_{\mathbf{k}} = \frac{k^2-k_F^2}{2M}$ – энергия, отсчитанная от энергии Ферми, $\hbar = 1$, k_F – импульс Ферми, M – масса частицы. Поправка первого порядка по возмущающему потен-

циалу к собственно-энергетической части описывает сдвиг химического потенциала (энергии Ферми):

$$\Sigma^{(1)}_{\alpha\beta}\cdot(2\pi)^3\delta(\mathbf{k}^{'}-\mathbf{k})=\langle u(\mathbf{k}^{'},\mathbf{k})\rangle=(2\pi)^3\cdot n_s\times \\ \times\delta(\mathbf{k}-\mathbf{k}^{'})\Big[g_0+n_b\cdot f_{0,p}\Big](\sigma_0)_{\alpha\beta}, \qquad (18)$$

где учтено, что среднее по ансамблю $\langle\mathbf{m}\rangle=0$. Мнимую часть собственно-энергетической части найдем из самосогласованного уравнения:

$$\Sigma^{(2)}_{\alpha\beta}(\mathbf{k})\cdot(2\pi)^3\delta(\mathbf{k}^{'}-\mathbf{k})= \\ =\int\frac{d^3k_1}{(2\pi)^3}\frac{\langle u_{\alpha\gamma}(\mathbf{k}^{'},\mathbf{k}_1)u_{\gamma\beta}(\mathbf{k}_1,\mathbf{k})\rangle}{i\omega_n-\xi_{\mathbf{k}_1}-\Sigma(\mathbf{k}_1,\omega_n)}. \qquad (19)$$

Здесь мы учли тривиальность собственно-энергетической части и функции Грина по спиновым индексам, так как среднее значение квадрата потенциала тривиально и в линейном по анизотропной амплитуде приближении легко вычисляется из (16):

$$\langle u_{\alpha\gamma}(\mathbf{k}^{'},\mathbf{k}_1)u_{\gamma\beta}(\mathbf{k}_1,\mathbf{k})\rangle=(2\pi)^3\delta(\mathbf{k}-\mathbf{k}^{'})\cdot n_s\times \\ \times\Big[\Big(g_0^2+2n_b\cdot g_0\cdot f_{0,p}\Big)\cdot\delta(k_z-(k_1)_z)+ \\ +n_b\cdot\Big(f_{0,p}^2+\frac{1}{3}f_{0,e}^2\Big)\Big](\sigma_0)_{\alpha\beta}. \qquad (20)$$

Отметим, что парное среднее, входящее в уравнение Дайсона для функции Грина, отличается от среднего в уравнении для вершинной части и всегда действительно в силу эрмитовости потенциала. Таким образом, без учета корреляций в расположении примесей скалярная часть собственно-энергетической части, получающаяся из решения уравнения, имеет вид:

$$\Sigma^{(2)}(\omega_n,\mathbf{k})=-\frac{i}{2}Mn_s\Big[g_0^2+2n_b\cdot g_0\cdot f_{0,p}+ \\ +n_b\frac{k_F}{\pi}\Big(f_{0,p}^2+\frac{1}{3}f_{0,e}^2\Big)\Big]sgn(\omega_n). \qquad (21)$$

Из полученных выражений делаем окончательный вывод об изотропии собственно-энергетической части и функции Грина. Введем обратное время жизни согласно определению:

$$\frac{1}{2\tau(\omega_n,\mathbf{k})}=i\cdot Im\big[\Sigma(\omega_n,\mathbf{k})\big], \qquad (22)$$

тогда функцию Грина можно переписать в стандартных обозначениях:

$$G_{\alpha\beta}(\omega_n,\mathbf{k})=\frac{1}{i\Big[|\omega_n|+\frac{1}{2\tau}\Big]sgn(\omega_n)-\xi_k}\cdot(\sigma_0)_{\alpha\beta}. \qquad (23)$$

Таким образом, в рассматриваемом приближении плотность состояний остается изотропной, несмотря на анизотропию рассеяния модельного потенциала. Учет анизотропии плотности состояний, который заложен в моделях слабо-анизотропного беспорядка (s-волновой беспорядок) [3, 5, 14], не влияет на рассмотренный далее эффект, однако усложняет промежуточные вычисления. Исходя из этого, члены, линейные по k_z в разложении потенциала, были изначально опущены.

5. Вершинная часть Γ_m и матрица Λ_{ij}. Для того, чтобы найти вид матрицы Λ_{jk} (тривиальная спиновая структура далее опущена), необходимо найти поправки к вершинной части. Уравнение (9) в случае анизотропного рассеяния является интегральным уравнением, решением которого уже не является чистая p-волна. Тем не менее, его можно решить аналитически, в рамках сделанных выше предположений о малости анизотропного вклада. После интегрирования по модулю промежуточного волнового вектора уравнение на вершинную часть в рассматриваемом приближении сводится к виду:

$$\Gamma_m(\theta,\varphi)=\hat{k}_m(\theta,\varphi)+K_1(\omega_n)\int\frac{d\Omega^{'}}{4\pi}\Gamma_m(\theta^{'},\varphi^{'})\Big\{g_0^2+ \\ +2n_bg_0\Big[f_{0,p}+if_{1,p}h_{lv}(\hat{k}_l\hat{k}_v^{'}-\hat{k}_v\hat{k}_l^{'})\Big]\Big\}\delta(\theta-\theta^{'})+ \\ +K_2(\omega_n)\int\frac{d\Omega^{'}}{4\pi}\Gamma_m(\theta^{'},\varphi^{'})\times \qquad (24) \\ \times\Big[f_{0,p}^2+\frac{1}{3}f_{0,e}^2+ \\ +\frac{2}{3}i\Big(f_{0,e}f_{1,e}+3f_{0,p}f_{1,p}\Big)\cdot h_{lv}\cdot(\hat{k}_l\hat{k}_v^{'}-\hat{k}_v\hat{k}_l^{'})\Big],$$

$$K_1(\omega_n)=\frac{\frac{1}{2}n_sM}{|\omega_n|+\frac{1}{2\tau}}, \qquad (25)$$

$$K_2(\omega_n)=\frac{\frac{1}{2}n_sM\cdot\frac{n_bk_F}{\pi}}{|\omega_n|+\frac{1}{2\tau}}, \qquad (26)$$

$h_{lm}=\langle h_{l,m}^{a,b}\rangle$ – усредненный по беспорядку тензор кривизны Берри, который по предположению не равен нулю для конечной макроскопической области пространства. В линейном по анизотропной поправке приближении можно искать решение, отбросив более высокие степени тригонометрических функций (высшие гармоники):

$$\Gamma_z(\theta,\varphi)=\gamma_{zz}^{(0)}\hat{k}_z+\gamma_{zm}^{(1)}\hat{k}_m+\hat{k}_z^2\cdot\gamma_{zm}^{(2)}\hat{k}_m, \qquad (27)$$

$$\Gamma_x(\theta,\varphi)=\gamma_{xx}^{(0)}\hat{k}_x+\gamma_{xm}^{(1)}\hat{k}_m+\hat{k}_\perp^2\cdot\gamma_{xm}^{(2)}\hat{k}_m, \qquad (28)$$

$$\Gamma_y(\theta,\varphi)=\gamma_{yy}^{(0)}\hat{k}_y+\gamma_{ym}^{(1)}\hat{k}_m+\hat{k}_\perp^2\cdot\gamma_{ym}^{(2)}\hat{k}_m, \qquad (29)$$

где γ_{ij} – независящие от углов функции, $k_z^2=\cos^2\theta$, $k_\perp^2=\sin^2\theta$. В результате решения системы получим:

$$\gamma_{zz}^{(0)} = \frac{1}{1 - K_1(g_0^2 + 2n_b g_0 f_{0,p})},\ \gamma_{xx}^{(0)} = \gamma_{yy}^{(0)} = 1, \quad (30)$$

$$\gamma_{zz}^{(1)} = \gamma_{xx}^{(1)} = \gamma_{yy}^{(1)} = 0,\ \gamma_{zx}^{(1)} = -\gamma_{xz}^{(1)} = \\ = \frac{2K_2[f_{0,e}f_{1,e} + 3f_{0,p}f_{1,p}]h_{zx}}{9\left[1 - K_1(g_0^2 + 2n_b g_0 f_{0,p})\right]} \times i, \quad (31)$$

$$\gamma_{xy}^{(1)} = -\gamma_{yx}^{(1)} = -i \times \frac{2}{9} K_2[f_{0,e}f_{1,e} + 3f_{0,p}f_{1,p}]h_{xy},$$

$$\gamma_{zz}^{(2)} = \gamma_{xx}^{(2)} = \gamma_{yy}^{(2)} = 0,\ \gamma_{zx}^{(2)} = -2\gamma_{xz}^{(2)} = \\ = \frac{2K_1 n_b g_0 f_{1,p} h_{zx}}{1 - K_1(g_0^2 + 2n_b g_0 f_{0,p})} \times i, \quad (32)$$

$$\gamma_{xy}^{(2)} = -\gamma_{yx}^{(2)} = -i \times K_1 n_b g_0 f_{1,p} h_{xy}.$$

Таким образом, коэффициенты $\gamma^{(1,2)}$ не равны нулю, только если не равны нулю элементы матрицы h_{lm}, которая задает одновременное нарушение вращательной и $t \to -t$ симметрии. Основным результатом данного раздела является то, что рассматриваемый тип рассеяния (p-волновой) "подмешивает" к собственной функции гармоники, орбитальные проекции которых на ось z отличаются на единицу. При этом одна из индуцированных добавок относится к гармонике с $l = 3$ (коэффициенты $\gamma_{ij}^{(2)}$). Особо отметим, что возникновение недиагональных матричных элементов происходит за счет интерференционных членов между обычными потенциальным (амплитуды g_0, $f_{0,p}$) и обменным (амплитуда $f_{0,e}$) вкладами в потенциал рассеяния, с одной стороны и дополнительным эффективным спин-орбитальным вкладом (амплитуды $f_{1,e}$, $f_{1,p}$) – с другой. Интересно также, что в двумерной системе электронов, движущихся в матрице ферромагнитных столбцов, аналогичный член с полем Берри приводит к аномальному эффекту Холла [19].

Вычислим теперь матрицу Λ_{jl} из уравнения самосогласования Горькова:

$$\Lambda_{jl} = -\frac{3\lambda T_c}{2\pi} \times \\ \times \sum_n \int \frac{d\Omega'}{4\pi} \cdot \hat{k}'_j(\theta', \varphi') \frac{Mk_F}{|\omega_n| + \frac{1}{2\tau(\theta')}} \Gamma_l(\theta', \varphi'). \quad (33)$$

Используя данное выражение и найденную вершинную часть, выпишем отдельные элементы матрицы:

$$\Lambda_{zz} = -\frac{3\lambda \cdot T_c M k_F}{2\pi} \sum_n \int \frac{d\Omega'}{4\pi} \times \\ \times \frac{\hat{k}_z^2}{|\omega_n| + \frac{1}{2\tau(\theta')} - \frac{1}{2} M n_s \cdot \left(g_0^2 + 2n_b g_0 f_{0,p}\right)}, \quad (34)$$

$$\Lambda_{xx} = \Lambda_{yy} = -\frac{3\lambda \cdot T_c M k_F}{2\pi} \sum_n \int \frac{d\Omega'}{4\pi} \frac{\hat{k}_x^2}{|\omega_n| + \frac{1}{2\tau(\theta')}}, \quad (35)$$

$$\Lambda_{xz} = -\frac{3\lambda \cdot T_c M k_F}{2\pi} \sum_n \int \frac{d\Omega'}{4\pi} \times \\ \times \frac{\hat{k}'_x \cdot 2i \cdot n_b \cdot h_{zx}}{|\omega_n| + \frac{1}{2\tau(\theta')} - \frac{1}{2} M n_s \cdot \left(g_0^2 + 2n_b g_0 f_{0,p}\right)} \times \\ \frac{\left[g_0 f_{1,p} \cdot (\hat{k}'_z)^2 \hat{k}'_x + \frac{[f_{0,e}f_{1,e} + 3f_{0,p}f_{1,p}]k_F}{9\pi} \hat{k}'_x\right]}{|\omega_n| + \frac{1}{2\tau(\theta')}}, \quad (36)$$

$$\Lambda_{zx} = -\frac{3\lambda \cdot T_c M k_F}{2\pi} \sum_n \int \frac{d\Omega'}{4\pi} \times \\ \frac{\hat{k}'_z \cdot 2i \cdot n_b \cdot h_{xz}}{|\omega_n| + \frac{1}{2\tau(\theta')} - \frac{1}{2} M n_s \cdot \left(g_0^2 + 2n_b g_0 f_{0,p}\right)} \times \\ \times \frac{\left[\frac{1}{2} g_0 f_{1,p} \cdot (\hat{k}'_\perp)^2\ hat k'_z + \frac{[f_{0,e}f_{1,e} + 3f_{0,p}f_{1,p}]k_F}{9\pi} \hat{k}'_z\right]}{|\omega_n| + \frac{1}{2\tau(\theta')}}. \quad (37)$$

Далее для простоты рассмотрим чистый предел, т.е. будем считать, что $2\pi T_c^{(0)} \gg \frac{\hbar}{\tau}$. После интегрирования по углам, суммирования по n и разложения дигамма функции, получим:

$$\Lambda_{zz} \approx -\lambda \cdot N_F \Big[\ln \frac{\gamma_E \cdot \omega_D}{\pi T} - \frac{M n_s n_b k_F \left(f_{0,p}^2 + \frac{1}{3} f_{0,e}^2\right)}{8T}\Big], \quad (38)$$

где $N_F = \frac{Mk_F}{2\pi^2}$, γ_E – константа Эйлера. Так как по предположению поправка к невозмущенной температуре перехода $T_c^{(0)}$ мала, разложим данное выражение по малому отклонению $\delta\tau = \frac{T - T_c^{(0)}}{T_c^{(0)}}$:

$$\Lambda_{zz} \approx 1 + \lambda \cdot N_F \Big[\delta\tau + \frac{M n_s n_b k_F \left(f_{0,p}^2 + \frac{1}{3} f_{0,e}^2\right)}{8T_c^{(0)}}\Big], \quad (39)$$

где учтено, что $-\lambda \cdot N_F \ln \frac{\gamma_E \cdot \omega_D}{\pi T_c^{(0)}} = 1$. Аналогично для двух других диагональных элементов:

$$\Lambda_{xx} = \Lambda_{yy} = 1 + \lambda \cdot N_F \Bigg[\delta\tau + \\ + \frac{M n_s \left\{\pi g_0^2 + 2\pi n_b \cdot g_0 \cdot f_{0,p} + n_b k_F \left(f_{0,p}^2 + \frac{1}{3} f_{0,e}^2\right)\right\}}{8T_c^{(0)}}\Bigg]. \quad (40)$$

Для недиагональных элементов в чистом пределе в знаменателях выражений можно пренебречь добавками, связанными с затуханием, и в итоге получить

выражение линейное по амплитуде анизотропного рассеяния:

$$\Lambda_{lm} = -\Lambda_{ml} = -i \times \lambda N_F \frac{M n_s n_b}{4T_c^{(0)}} \left[\frac{2\pi g_0 f_{1,p}}{5} + \right.$$
$$\left. + \frac{[f_{0,e} f_{1,e} + 3 f_{0,p} f_{1,p}] k_F}{9} \right] \times h_{lm}. \qquad (41)$$

Таким образом, благодаря нарушению симметрии, недиагональная часть матрицы Λ_{jl} является чисто мнимой и антисимметричной, что соответствует эрмитовости полной матрицы. Следующим шагом является решение задачи на собственные числа и собственные векторы возмущенной матрицы.

6. Расщепление температуры сверхтекучего перехода и полярно-искаженная *A*-фаза. По определению матрица возмущения – это матрица:

$$\delta\Lambda_{ij} = \Lambda_{ij} - \delta_{ij}. \qquad (42)$$

Условие совместимости уравнений (7) – $\det \delta\Lambda_{ij} = 0$, приводит к уравнению на собственные числа, имеющие смысл сдвига температуры перехода для различных компонент параметра порядка. Выберем систему координат так, что $h_{zy} = 0$. Будем считать, что анизотропия системы велика, т.е. расстояние между уровнями с $m = 0$ и $m = \pm 1$ велико. Рассматриваемое спин-орбитальное возмущение снимает вырождение в подпространстве $m = \pm 1$, однако мы предполагаем, что поправка к энергии мала по сравнению с изначальным расстоянием между уровнями. В этом случае можно пользоваться теорией возмущений. Для записи ответа введем стандартные обозначения через длины пробега:

$$\frac{\pi^2}{4}\frac{\xi_0}{l_\parallel} = \frac{M n_s n_b k_F \left(f_{0,p}^2 + \frac{1}{3} f_{0,e}^2 \right)}{8T_c^{(0)}}, \qquad (43)$$

$$\frac{\pi^2}{4}\frac{\xi_0}{l_\perp} = \qquad (44)$$

$$= \frac{M n_s \left\{ \pi g_0^2 + 2\pi n_b \cdot g_0 \cdot f_{0,p} + n_b k_F \left(f_{0,p}^2 + \frac{1}{3} f_{0,e}^2 \right) \right\}}{8T_c^{(0)}},$$

$$\frac{\pi^2}{4}\frac{\xi_0}{l_{xi}} = \frac{M n_s n_b |h_{xi}|}{4T_c^{(0)}} \left[\frac{2\pi g_0 f_{1,p}}{5} + \right.$$
$$\left. + \frac{[f_{0,e} f_{1,e} + 3 f_{0,p} f_{1,p}] k_F}{9} \right], \; i = y, z, \qquad (45)$$

где $\xi_0 = \frac{\hbar v_F}{2\pi T_c}$ – длина когерентности сверхтекучего ^{3}He. Тогда, с предполагаемой точностью поправки к температуре перехода будут:

$$\delta\tau_1 = -\frac{\pi^2 \xi_0}{4 l_\parallel}, \qquad (46)$$

$$\delta\tau_2 = -\frac{\pi^2 \xi_0}{4 l_\perp} + \frac{\pi^2 \xi_0}{4 l_{xy}}, \qquad (47)$$

$$\delta\tau_3 = -\frac{\pi^2 \xi_0}{4 l_\perp} - \frac{\pi^2 \xi_0}{4 l_{xy}}. \qquad (48)$$

Собственные векторы в рассматриваемом базисе имеют вид:

$$\mathbf{A}_1 = \begin{pmatrix} -i \frac{\frac{1}{l_{xz}}}{\frac{1}{l_\perp} - \frac{1}{l_\parallel}} \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ -i \frac{\frac{1}{l_{xz}}}{\frac{1}{l_\perp} - \frac{1}{l_\parallel}} \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{A}_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ -i \frac{\frac{1}{l_{xz}}}{\frac{1}{l_\perp} - \frac{1}{l_\parallel}} \end{pmatrix}. \qquad (49)$$

Условие применимости написанных выражений: $\frac{1}{l_{xy}}, \frac{1}{l_{xz}} \ll \frac{1}{l\perp} - \frac{1}{l_\parallel}$.

Максимальная температура перехода соответствует первому решению. Если $h_{xz} = 0$, то получается чистая полярная фаза. В противном случае решение – это полярно-искаженная A-фаза. Параметр искажения, введенный в начале статьи, выражается через параметры потенциала как:

$$\alpha \approx \frac{\frac{2}{l_{xz}}}{\frac{1}{l_\perp} - \frac{1}{l_\parallel}} =$$
$$= \frac{2 n_b |h_{xz}| \cdot \left[\frac{2 g_0 f_{1,p}}{5} + \frac{[f_{0,e} f_{1,e} + 3 f_{0,p} f_{1,p}] k_F}{9\pi} \right]}{g_0^2 + 2 n_b \cdot g_0 \cdot f_{0,p}}. \qquad (50)$$

В настоящем разделе решение задачи произведено в рамках теории возмущений для того, чтобы наиболее просто продемонстрировать возникновение дополнительной амплитуды параметра порядка. Однако решение может быть обобщено и на случай, когда расстояние между уровнями мало по сравнению с недиагональными матричными элементами $|\Lambda_{xz}|, |\Lambda_{yz}| \gg \Lambda_{zz} - \Lambda_{xx}$. Дело в том, что в силу преимущественной ориентации нитей вдоль оси z, нормаль к рассеивающей поверхности лежит в плоскости xy. Согласно определению поля Берри, оно должно быть перпендикулярно рассеивающей поверхности (см. дополнительные материалы или [19]). Отсюда следует, что после усреднения по беспорядку матричным элементом $\langle h_{xy} \rangle$ можно пренебречь, и задача сводится к описанию обычной двухуровневой системы. В этом случае параметр искажения определяется выражением:

$$\tan\alpha = \frac{\frac{2}{l_{xz}}}{\frac{1}{l_\perp} - \frac{1}{l_\parallel}}, \qquad (51)$$

которое описывает непрерывный переход между полярной фазой и A-фазой через полярно-искаженную A-фазу, как функцию от параметров рассеяния.

7. Анализ результатов. Анализ полученных выражений показывает, что добавление на зеркальные нити аэрогеля дополнительных центров магнитного рассеяния приводит к двум основным эффектам. Во-первых, рассеяние перестает быть зеркальным (нарушается закон сохранения проекции импульса вдоль оси z), что вызывает дополнительное подавление температур перехода для всех компонент параметра порядка и, как следствие, нарушение теоремы Андерсона для полярной фазы. По-сути, этот результат уже был получен в модели слабо-анизотропных немагнитных примесей ранее. Во-вторых, и это является главным результатом работы, если рассеяние одновременно нарушает сразу две симметрии – аксиальную и симметрию по отношению к обращению времени, то полярная фаза перестает быть решением с максимальной температурой сверхтекучего перехода. К примеру, в работе [14] потенциал рассеяния нарушал только симметрию по отношению к обращению времени. Хотя само рассеяние было анизотропным в k-пространстве, оно сохраняло симметрию по отношению к поворотам вокруг оси z. Как следствие, в этом случае полярная фаза оставалась решением с максимальной T_c, однако температура перехода уменьшалась. Если аксиальная симметрия нарушена так, что при рассеянии возникают переходы между состояниями с $m = \pm 1$ и $m = 0$ (p-волновой беспорядок), то чистая полярная фаза, как собственный вектор уравнения самосогласования, перестает существовать. Вместо данного состояния возникает фаза с небольшим поперечным искажением, соответствующим полярно-искаженной A-фазе. Отметим также известный экспериментальный факт, что поперечное сжатие аэрогеля также не приводит к исчезновению области существования полярной фазы [20], т.е. одного лишь нарушения аксиальной симметрии также недостаточно.

С точки зрения теории Ландау появление поперечного искажения можно описать, записав члены второго порядка в виде:

$$\tau A_{\mu i}A^*_{\mu i} + \eta_{\parallel}A_{\mu z}A^*_{\mu z} + \eta_{\perp}\Big(A_{\mu x}A^*_{\mu x} + A_{\mu y}A^*_{\mu y}\Big) + \\ + i\delta\eta_{ij}(\mathbf{r})(A_{\mu i}A^*_{\mu j} - A^*_{\mu i}A_{\mu j}), \qquad (52)$$

где $\delta\eta_{ij}$ – антисимметричная действительная матрица. В настоящей работе был рассмотрен случай глобальной анизотропии аэрогеля, т.е. когда $\langle\delta\eta_{ij}(\mathbf{r})\rangle \neq 0$ (при условии, что $\langle\mathbf{m}\rangle = 0$). В результате максимальная температура перехода соответствует полярно-искаженной A-фазе с заданным направлением орбитального вектора $\mathbf{l}$ во всем рассматриваемом объеме, занимаемом аэрогелем. В реальном аэрогеле поле $\delta\eta_{ij}(\mathbf{r})$ – флуктуирует, и среднее значение по всему образцу равно нулю. Однако в этом случае необходимо использовать аргументацию Ларкина–Имри–Ма, согласно которой локальное решение соответствует полярно-искаженной A-фазе, однако направление $\mathbf{l}$ медленно меняется в пространстве на длине Ларкина–Имри–Ма [21, 22].

С экспериментальной точки зрения главное отличие предложенного механизма образования полярно-искаженной A-фазы сразу из нормального состояния заключается в том, что в области применимости теории Гинзбурга–Ландау величина искажения должна быть конечной и слабо зависеть от температуры. Если же есть маленькая область существования полярной фазы, то в интервале температур порядка этой области должен происходить рост параметра искажения до его значений, соответствующих объемной A-фазе. В экспериментах [12, 13] в случае слабого недопокрытия поверхности ^{4}He в нафене-72 и муллитовом аэрогеле, т.е. в присутствии слабого магнитного рассеяния, наблюдалось состояние, которое, вероятно, является полярно-искаженной A-фазой с конечным значением параметра искажения в исследуемом температурном интервале. Если ^{4}He на поверхности аэрогеля отсутствует, то всегда наблюдается неискаженная A-фаза. Этот случай, по всей видимости, соответствует пределу, когда магнитное рассеяние так велико, что реализуется обратный к рассмотренному в задаче случай: недиагональные элементы гораздо больше расстояния между уровнями (энергии состояний с $m = 0$ и $m = \pm 1$ близки). Данный факт согласуется с результатами работы [14], в которой показано, что система может становиться более изотропной в случае дополнительного магнитного рассеяния в системе.

Основным предположением, используемым в работе, является наличие в системе спин-орбитального взаимодействия, возникающего при рассеянии квазичастиц на магнитных нитях аэрогеля. Как было указано ранее, данный тип взаимодействия определяется кривизной Берри текстуры намагниченности твердого слоя ^{3}He. Качественный вывод данного вклада в эффективный гамильтониан представлен в дополнительных материалах. Однако задача о магнитных свойствах твердого слоя на поверхности аэрогеля требует особого рассмотрения как с экспериментальной точки зрения, так и с теоретической. На настоящий момент существуют лишь косвенные указания на то, что магнитная структура слоя не может

быть описана в рамках простой модели независимых парамагнитных центров [23, 24].

Еще одним несущественным, но интересным результатом является то, что полученное выражение для вершинной части содержит в себе член с гармоникой $L = 3$, $m = 0, \pm 1$. Это приводит в свою очередь к тому, что возникающая фаза содержит небольшую примесь f-волны. При этом количество нулей в спектре возбуждений сохраняется. Интересно что, если добавить в задачу потенциал, который разрешает переходы с изменением проекции $\Delta m = \pm 2$ (d-волновой беспорядок), то можно ожидать появления у системы четырех вейлевских точек на экваторе.

В заключение отметим, что рассматриваемый физический механизм является лишь одной из попыток интерпретации экспериментальных результатов [12, 13]. Однако описанный в работе сценарий стабилизации киральных фаз может быть реализован в других сверхтекучих системах с нетривиальным спариванием и коррелированным магнитным беспорядком.

Автор признателен В. В. Дмитриеву, И. А. Фомину, А. А. Солдатову и А. Н. Юдину за полезные комментарии и конструктивную критику.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Государственного задания Института физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук.

Конфликт интересов. Автор данной работы заявляет, что у него нет конфликта интересов.

1. И. А. Фомин, "Аналог теоремы Андерсона для полярной фазы жидкого ^{3}He в нематическом аэрогеле", ЖЭТФ **154**, 1034 (2018) [I. A. Fomin, "Analogue of the Anderson's theorem for the polar phase of liquid ^{3}He in a nematic aerogel", JETP **127**, 933 (2018)].
2. P. W. Anderson, "Theory of dirty superconductors", J. Phys. Chem. Solids, **11**, 26 (1959).
3. K. Aoyama and R. Ikeda, "Pairing states of superfluid ^{3}He in uniaxially anisotropic aerogel", Phys. Rev. B **73**, 060504(R) (2006).
4. T. Hisamitsu, M. Tange, and R. Ikeda, "Impact of strong anisotropy on the phase diagram of superfluid ^{3}He in aerogels", Phys. Rev. B **101**, 100502(R) (2020).
5. R. C. Regan, J. J. Wiman, and J. A. Sauls, "Half-quantum vortices in nematic and chiral phases of ^{3}He", Phys. Rev. B **104**, 024513 (2021).
6. J. T. Mäkinen, K. Zhang, and V. B. Eltsov, "Topological defects in nematic and chiral phases of ^{3}He", J. Phys.: Condens. Matter **35**, 214001 (2023).
7. J. Nissinen and G. E. Volovik, "Dimensional crossover of effective orbital dynamics in polar distorted ^{3}He-A: Transitions to antispacetime", Phys. Rev. D **97**, 025018 (2018).
8. Р. Ш. Асхадуллин, В. В. Дмитриев, Д. А. Краснихин, П. Н. Мартынов, А. А. Осипов, А. А. Сенин, А. Н. Юдин, "Фазовая диаграмма сверхтекучего ^{3}He в "нематически упорядоченном" аэрогеле", Письма в ЖЭТФ **95**, 355 (2012) [R. Sh. Askhadullin, V. V. Dmitriev, D. A. Krasnikhin, P. N. Martynov, A. A. Osipov, A. A. Senin, and A. N. Yudin, "Phase diagram of superfluid ^{3}He in "nematically ordered" aerogel", JETP Lett. **95**, 326 (2012)].
9. V. V. Dmitriev, A. A. Senin, A. A. Soldatov, and A. N. Yudin, "Polar phase of superfluid ^{3}He in anisotropic aerogel", Phys. Rev. Lett. **115**, 165304 (2015).
10. В. В. Дмитриев, А. А. Солдатов, А. Н. Юдин, "Сверхтекучий ^{3}He в нематическом аэрогеле", ЖЭТФ **158**, 6 (2020) [V. V. Dmitriev, A. A. Soldatov, and A. N. Yudin, "Superfluid ^{3}He in Nematic Aerogel", JETP **131**, 1 (2020)].
11. T. Kamppinen, J. Rysti, M. M. Volard, G. E. Volovik, and V. B. Eltsov, "Topological nodal line in superfluid ^{3}He and the Anderson theorem", Nat. Commun. **14**, 4276 (2023).
12. V. V. Dmitriev, A. A. Soldatov, and A. N. Yudin, "Effect of Magnetic Boundary Conditions on Superfluid ^{3}He in Nematic Aerogel", Phys. Rev. Lett. **120**, 075301 (2018).
13. V. V. Dmitriev, V. B. Eltsov, J. Rysti, A. A. Soldatov, and A. N. Yudin, "Polar Phase of ^{3}He in Nematic Aerogel and Quartz Tuning Fork as Sensitive Detectors of Surface Boundary Conditions", J. Low Temp. Phys. **208**, 3 (2022).
14. V. P. Mineev, "Influence of exchange scattering on superfluid ^{3}He states in nematic aerogel", Phys. Rev. B **98**, 014501 (2018).
15. Z. L. Wang, R. Y. Mao, D. Wang, and Q. H. Wang, "Effect of Anisotropic Impurity Scattering in D-Wave Superconductors", Chin. Phys. Lett. **40**, 057402 (2023).
16. H. M. Bozler, J. Zhang, and C. M. Gould, "Evidence for ferromagnetic ordering of ^{3}He films on graphite", Physica B **129**, 329 (2003).
17. В. П. Минеев, К. В. Самохин, *Введение в теорию необычной сверхпроводимости* (Издательство МФТИ, М., 1998) [V. P. Mineev and K. V. Samokhin, *Introduction to Unconventional Superconductivity* (Gordon and Breach Science Publishers, Amsterdam, 1999)].
18. И. А. Фомин, "Расщепление сверхтекучего перехода в жидком ^{3}He нематическим аэрогелем", Письма в ЖЭТФ **114**, 269 (2021) [I. A. Fomin, "Splitting of the Superfluid Transition in Liquid ^{3}He by a Nematic Aerogel", JETP Lett. **114**, 231 (2021)].
19. P. Bruno, V. K. Dugaev, and M. Taillefumier, "Topological Hall Effect and Berry Phase in Magnetic Nanostructures", Phys. Rev. Lett., **93**, 096806 (2004).

20. В. В. Дмитриев, М. С. Кутузов, А. А. Солдатов, А. Н. Юдин, "Сверхтекучий ^{3}He в сжатом нематическом аэрогеле", Письма в ЖЭТФ **110**, 731 (2019) [V. V. Dmitriev, M. S. Kutuzov, A. A. Soldatov, and A. N. Yudin, "Superfluid ^{3}He in Squeezed Nematic Aerogel", JETP Lett. **110**, 748 (2019)].
21. G. E. Volovik, "On Larkin–Imry–Ma State of ^{3}He-A in Aerogel", J. Low Temp. Phys. **150**, 453 (2008).
22. I. A. Fomin and E. V. Surovtsev, "Local structure of ordered and disordered states of ^{3}He-A in aerogel", Phys. Rev. B **96**, 134203 (2017).
23. V. V. Dmitriev, M. S. Kutuzov, A. A. Soldatov, and A. N. Yudin, "Effect of magnetic scattering on the superfluid transition of ^{3}He in nematic aerogel", Phys. Rev. B **107**, 024507 (2023).
24. V. V. Dmitriev, D. V. Petrova, A. A. Soldatov, and A. N. Yudin, "The effect of pressure on the splitting of the superfluid transition in ^{3}He in nematic aerogel", Письма в ЖЭТФ **124**, 216 (2026) [V. V. Dmitriev, D. V. Petrova, A. A. Soldatov, and A. N. Yudin, "Effect of the Pressure on the Splitting of the Superfluid Transition in ^{3}He in Nematic Aerogel", JETP Lett. **124**, 197 (2026)].