Письма в ЖЭТФ, том 114, вып. 4, с. 269 – 272

Расщепление сверхтекучего перехода в жидком ^{3}He нематическим аэрогелем

И. А. Фомин[1)]

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

Поступила в редакцию 9 июля 2021 г.
После переработки 14 июля 2021 г.
Принята к публикации 14 июля 2021 г.

Рассмотрено влияние неоднородных возмущений, создаваемых нематическим аэрогелем в жидком ^{3}He на вид параметра порядка, возникающего при переходе жидкости в сверхтекучее состояние. Показано, что граница устойчивости полярно искаженной АБМ (Андерсон–Бринкман–Морела) фазы в зависимости от свойств нематического аэрогеля может начинаться непосредственно от линии сверхтекучего перехода. Приведен симметрийный аргумент для отбора аэрогелей, наиболее подходящих для стабилизации полярной фазы.

DOI: 10.31857/S1234567821160102

1. Введение. В последние годы в жидком ^{3}He были успешно стабилизированы новые сверхтекучие фазы [1] (см. также обзор [2]). Возможность образования разных фаз – это типичное проявление необычного куперовского спаривания. В случае ^{3}He – это спаривание в состоянии с орбитальным моментом $l = 1$ и спином $s = 1$. Соответствующий параметр порядка пропорционален комплексной $3{\times}3$ матрице $A_{\mu j}$, ее первый индекс нумерует одну из трех возможных проекций спина, а второй – из трех возможных проекций орбитального момента. Согласно теории Ландау фазовый переход происходит, когда меняет знак коэффициент при инварианте второго порядка в разложении выигрыша свободной энергии по степеням параметра порядка. В ^{3}He член второго порядка в этом разложении – $\delta f \sim a(P,T)A^*_{\mu j}A_{\mu j}$. Температура перехода T_c при заданном давлении P определяется из условия $a(P,T_c) = 0$. Найденная таким образом температура "вырождена" в том смысле, что при этой температуре нормальная фаза неустойчива по отношению к образованию куперовских пар с тремя возможными проекциями спина $s_z = 0$, $s_z = \pm 1$ и тремя проекциями орбитального момента: $l_z = 0$, $l_z = \pm 1$. Надлежащая комбинация этих базисных функций находится путем минимизации вклада инвариантов четвертого порядка в выигрыш энергии. В ^{3}He таких инвариантов 5: $I_1 = A_{\mu j}A_{\mu j}A^*_{\nu l}A^*_{\nu l}$, $I_2 = A_{\mu j}A^*_{\mu j}A_{\nu l}A^*_{\nu l}$, $I_3 = A_{\mu j}A_{\nu j}A^*_{\mu l}A^*_{\nu l}$, $I_4 = A_{\mu j}A^*_{\nu j}A_{\nu l}A^*_{\mu l}$, $I_5 = A_{\mu j}A^*_{\nu j}A_{\mu l}A^*_{\nu l}$. В свободную энергию они входят в виде комбинации $\sum_{s=1}^{5}\beta_s I_s$, где $\beta_1, ..., \beta_5$ – феноменологические коэффициенты. В общем случае у этой комбинации много экстремумов и среди них несколько минимумов [3, 4]. При тех значениях коэффициентов $\beta_1, ..., \beta_5$, которые реализуются в ^{3}He, фактически используются только два минимума. Они соответствуют фазам Андерсона–Бринкмана–Морела (АБМ) и Бальяна и Вертхаммера (БВ) [4].

Среди других минимумов имеется *полярная* фаза. Эта фаза соответствует куперовскому спариванию с проекцией орбитального момента $l_z = 0$ и ее параметр порядка имеет вид $A_{\mu j} = \Delta \exp(i\varphi) d_\mu m_j$, где Δ – общая амплитуда, d_μ – единичный спиновый вектор, а m_j – единичный вектор в пространстве волновых векторов. В свободном от примесей объеме жидкого ^{3}He этот минимум по энергии сильно проигрывает двум другим и не может реализоваться. Вместе с тем соответствующая ему фаза обладает интересными физическими свойствами, такими как топологически устойчивая линия нулей в спектре фермиевских возбуждений [5], возможность существования в этой фазе полуквантовых вихрей [6] (и ссылки в статье) и т.п.

Аояма и Икеда [7] предложили теоретически метод, позволяющий стабилизировать полярную фазу в некотором интервале температур вблизи T_c. Идея метода состоит в том, чтобы понизить симметрию нормальной фазы от сферической до аксиальной. Тогда возможные сверхтекучие фазы и соответствующие им температуры переходов будут классифицироваться не по абсолютной величине орбитального момента l, а по его проекции l_z на ось симметрии. Если теперь добиться того, чтобы самой высокой была температура перехода для $l_z = 0$, то в некотором интервале

[1)]e-mail: fomin@kapitza.ras.ru

температур ниже этой T_c должна быть устойчивой полярная фаза. Для понижения орбитальной симметрии жидкого ^{3}He Аояма и Икеда предложили использовать ориентированные анизотропные примеси. Конкретно они рассмотрели ансамбль примесей, для которых среднее сечение рассеяния фермиевских квазичастиц имеет вид: $\sigma(\hat{k}) \sim [1 + \delta(\hat{k} \cdot \hat{z})^2]$. Здесь $\hat{z}$ – это направление анизотропии, а $\hat{k}$ – передача импульса при рассеянии. Следуя рассуждениям теории сверхпроводящих сплавов [8], Аояма и Икеда пришли к выводу, что температура перехода расщепится на две – T_{c0}, соответствующую проекции $l_z = 0$ и T_{c1} – проекциям $l_z = \pm 1$. Если $\delta < 0$, то $T_{c0} > T_{c1}$ и даже при небольших значениях δ для каждого давления существует конечный интервал температур, начинающийся от T_c, в котором куперовские пары имеют $l = 1$ и $l_z = 0$, т.е. в этом интервале температур должна реализовываться полярная фаза ^{3}He. Этот результат стимулировал эксперименты по стабилизации полярной фазы (см. обзор [2]). Глобальная анизотропия в этих экспериментах создавалась с помощью различных образцов так называемых *нематических* аэрогелей. Эти аэрогели образованы длинными и почти параллельными нитями. В первых экспериментах использовались образцы "обнинского" аэрогеля [9]. Нити этого аэрогеля имеют диаметры $d \approx 9$ нм, они состоят из аморфного AlOOH. Степень анизотропии этого аэрогеля, если судить по отношению длин свободных пробегов фермиевских квазичастиц вдоль и поперек нитей $l_\parallel / l_\perp \approx 1.4$, намного превышает ту, которую предполагали в своих расчетах Аояма и Икеда. Тем не менее при переходе гелия в сверхтекучее состояние возникала не полярная, а полярно-искаженная АБМ-фаза, которая содержит компоненты всех трех проекций орбитального момента. Когда в последующих экспериментах для создания анизотропии в ^{3}He был использован другой нематический аэрогель *нафен*, имеющий еще большую анизотропию, была успешно стабилизирована полярная фаза, которая впоследствии наблюдалась и в других экспериментах [10, 6].

Цель настоящей работы – попытаться понять, какие именно свойства и характеристики заданного нематического аэрогеля, погруженного в жидкий ^{3}He, определяют вид среднего параметра порядка той фазы, которая возникает при переходе ^{3}He в сверхтекучее состояние.

2. Локальная анизотропия. В большинстве теоретических работ, где обсуждается в рамках теории Ландау фазовая диаграмма сверхтекучего ^{3}He [11–13], аэрогель считается непрерывной средой, анизотропной, но не киральной, т.е. не различающей правую и левую ориентации. В этом случае член второго порядка в разложении выигрыша свободной энергии по степеням параметра порядка можно записать как $\delta f \sim \Lambda_{jl}(P,T) A^*_{\mu j} A_{\mu l}$, где $\Lambda_{jl}(P,T)$ – это *вещественная симметричная* матрица. Такую матрицу можно диагонализовать, причем ее диагональные элементы $\tau_x(P,T), \tau_y(P,T), \tau_z(P,T)$ вещественны. Направления ее собственных векторов, которые также вещественны и взаимно ортогональны, можно выбрать в качестве направлений координатных осей. Формально можно определить три температуры перехода, когда один из диагональных элементов меняет знак. Фактически переход происходит при наибольшей из трех температур. В цитированных выше статьях аэрогель считался аксиально симметричным, таким что z – ось симметрии, а $\tau_x(P,T) = \tau_y(P,T)$. Такое "среднеполевое" описание влияния аэрогеля не учитывает эффекты, связанные с дискретной структурой аэрогеля, в частности, возможное пространственное изменение параметра порядка на масштабах порядка расстояния между нитями.

В соответствии с результатами работы [14] нити аэрогеля возмущают конденсат вблизи себя на расстояниях порядка длины корреляции ξ_0. В сверхтекучем ^{3}He в зависимости от давления эта длина изменяется в интервале $20 \div 80$ нм. Конденсат реагирует на это возмущение на расстояниях порядка зависящей от температуры длины когерентности, которая вблизи T_c удовлетворяет условию $\xi(T) \gg \xi_0$. При таком условии произведенное нитью возмущение можно считать локальным и описывать дополнительным членом в разложении свободной энергии вида $f_{ag} = N(0)\Lambda_{jl}(\mathbf{r}) A^*_{\mu j} A_{\mu l}$. Здесь $N(0)$ – плотность состояний на уровне Ферми. Матрица $\Lambda_{jl}(\mathbf{r})$ зависит от координаты $\mathbf{r}$ и должна быть *эрмитовой*, поскольку плотность свободной энергии – вещественна. Предполагается, что нити аэрогеля не взаимодействуют непосредственно со спинами квазичастиц. В эксперименах [2] такое взаимодействие исключалось путем покрытия нитей тонкой пленкой ^{4}He. Удобно представить матрицу $\Lambda_{jl}(\mathbf{r})$ в виде суммы ее среднего по ансамблю $\tau_{jl} = \langle \Lambda_{jl} \rangle$ и флуктуирующей локальной анизотропии $\eta_{jl}(\mathbf{r}) = \Lambda_{jl}(\mathbf{r}) - \tau_{jl}$ так, что $\langle \eta_{jl} \rangle = 0$. В дальнейшем будет считаться, что рассматриваемые аэрогели в среднем не обладают киральностью, т.е. не различают правую и левую ориентации. В этом случае матрица τ_{jl} – симметричная и вещественная, ее главные значения τ_x, τ_y, τ_z – вещественные функции температуры, а главные направления, как было объяснено выше, можно принять за направления координатных осей (x, y, z): $\tau_{jl} = \tau_x \hat{x}_j \hat{x}_l + \tau_y \hat{y}_j \hat{y}_l + \tau_z \hat{z}_j \hat{z}_l$.

В этих обозначениях разложение плотности свободной энергии в окрестности температуры неустойчивости нормальной фазы можно записать как:

$$\frac{f_S - f_N}{N(0)} = [\tau_{jl} + \eta_{jl}(\mathbf{r})]A^*_{\mu j}A_{\mu l} + $$
$$+ \xi_s^2 \left(\frac{\partial A^*_{\mu l}}{\partial x_n}\frac{\partial A_{\mu l}}{\partial x_n}\right) + \frac{1}{2}\sum_{s=1}^{5}\beta_s I_s. \quad (1)$$

Чтобы избежать несущественных усложнений для вклада градиентных членов, здесь принято модельное изотропное выражение. Равновесный параметр порядка находится из уравнений

$$[\tau_{jl}+\eta_{jl}(\mathbf{r})]A_{\mu l} - \xi_s^2\left(\frac{\partial^2 A_{\mu j}}{\partial x_n^2}\right) + \frac{1}{2}\sum_{s=1}^{5}\beta_s\frac{\partial I_s}{\partial A^*_{\mu j}} = 0. \quad (2)$$

При решении системы уравнений (2) ограничимся случаем, когда случайную анизотропию $\eta_{jl}(\mathbf{r})$ можно считать возмущением. Решение уравнения (2) будем искать в виде $A_{\mu j}(\mathbf{r}) = \bar{A}_{\mu j} + a_{\mu j}(\mathbf{r})$, где $\bar{A}_{\mu j}$ – это усредненный по ансамблю параметр порядка. Это среднее значение следует рассматривать как параметр порядка рассматриваемой фазы ^{3}He в аэрогеле, оно описывает термодинамические свойства жидкости. Флуктуирующая часть параметра порядка $a_{\mu j}(\mathbf{r})$ при усреднении исчезает. Условие неустойчивости нормальной фазы ^{3}He следует выразить непосредственно через $\bar{A}_{\mu j}$. Для этого надо подставить $A_{\mu j} = \bar{A}_{\mu j} + a_{\mu j}(\mathbf{r})$ в уравнение (2) и усреднить его, удерживая члены не выше второго порядка по $a_{\mu j}$ и $\eta_{jl}(\mathbf{r})$ и линейные по $\bar{A}_{\mu j}$. В результате получится:

$$\tau_{jl}\bar{A}_{\mu l} + \langle\eta_{jl}(\mathbf{r})a_{\mu l}(\mathbf{r})\rangle = 0. \quad (3)$$

Греческий индекс μ входит в написанное уравнение как параметр. Для фаз, обсуждавшихся в связи с экспериментами [2] параметр порядка факторизуется на спиновую и орбитальную части. Спиновая часть – это вещественный вектор d_μ. Орбитальная анизотропия влияет на ориентацию d_μ только через слабое дипольное взаимодействие, которое здесь не учитывается. В дальнейшем будет рассматриваться только орбитальная часть $A_{\mu j}$ и индекс μ будет опускаться:

$$\tau_{jl}\bar{A}_l + \langle\eta_{jl}a_l\rangle = 0. \quad (4)$$

Флуктуирующая часть a_l находится из линейного уравнения

$$\tau_{jl}a_l - \xi_s^2\left(\frac{\partial^2 a_j}{\partial x_n^2}\right) = -\eta_{jl}\bar{A}_l, \quad (5)$$

оно решается переходом к фурье-образам

$$a_l(\mathbf{k}) = -(\tau_{ln} + \delta_{ln}\xi^2k^2)^{-1}\eta_{nm}(\mathbf{k})\bar{A}_m. \quad (6)$$

Подстановка этого решения в

$$\langle\eta_{jl}a_l\rangle = \int\eta_{jl}(-\mathbf{k})a_l(\mathbf{k})\frac{d^3k}{(2\pi)^3} \quad (7)$$

дает линейное уравнение для параметра порядка в точке неустойчивости нормальной фазы:

$$(\tau_{jl} - V_{jl})\,\bar{A}_l = 0, \quad (8)$$

где

$$V_{jl} = \left\langle\int\frac{d^3k}{(2\pi)^3}\eta^*_{mj}(\mathbf{k})(\tau_{mn} + \delta_{mn}\xi^2k^2)^{-1}\eta_{nl}(\mathbf{k})\right\rangle. \quad (9)$$

Здесь было использовано соотношение $\eta_{jl}(-\mathbf{k}) = \eta^*_{lj}(\mathbf{k})$. Уравнение (8) имеет решение, если

$$\det(\tau_{jl} - V_{jl}) = 0. \quad (10)$$

Таким образом, это – задача на собственные значения по отношению к температуре перехода $T = T_c$, от которой зависит τ_{jl}. Для решения задачи можно использовать стандартную теорию возмущений (см., например, [15]). В нулевом приближении $\tau_{jl}\bar{A}_l = 0$ имеются три собственных значения $\tau_x = 0$, $\tau_y = 0$, $\tau_z = 0$ с соответствующими им собственными векторами $(1,0,0)$, $(0,1,0)$ и $(0,0,1)$. Допустим, что $\tau_x \geq \tau_y > \tau_z$ и при понижении температуры первым происходит переход в точке $\tau_z(T = T_c) = 0$. В духе теории Ландау $\tau_z(T)$ можно разложить в окрестности T_c. Можно выбрать нормировку так, что $\tau_z = (T - T_c)/T_c$. Поправка первого порядка к температуре перехода имеет вид $(T - T_c) = T_cV_{zz}$. Возникающий при переходе параметр порядка в этом приближении имеет следующие компоненты $\bar{A}_x = \frac{V_{13}}{\tau_x}$, $\bar{A}_y = \frac{V_{23}}{\tau_y}$ и $\bar{A}_z = 1$. Согласно определению (9) матрица V_{jl} эрмитова. Это значит, что ее симметричная часть $(V_{jl} + V_{lj})/2$ вещественна, а антисимметричная – $(V_{jl} - V_{lj})/2$ – чисто мнимая. Если элементы V_{13} и V_{23} вещественны, то их возникновение можно рассматривать как изменение направления $\bar{A}_l$. Возникающая фаза – полярная, но с измененной ориентацией. Мнимые добавки к поперечным компонентам нельзя включить в параметр порядка полярной фазы. Вместе с z-компонентой $\bar{A}_z = 1$ они образуют параметр порядка полярно-искаженной АБМ-фазы, которая при дальнейшем понижении температуры переходит в АБМ-фазу непрерывно, без дальнейших фазовых переходов. Чисто полярная фаза образуется, если $V_{13} = V_{31}$ и $V_{23} = V_{32}$. Это условие выполняется для обсуждавшихся в литературе [7, 16] модельных выражений $\eta_{jl}(\mathbf{k})$. Рассмотренные модели основаны на обобщениях теории сверхпроводящих сплавов [8], где аэрогель считается ансамблем независимых примесей, причем тензор $\eta_{jl}(\mathbf{r})$ в них – вещественный симметричный. Это требование обеспечивает отсутствие мнимой части V_{jl}, но ему трудно найти физическое обоснование. Симметрийные аргументы позволяют понять, каким должен быть идеальный для стабилизации полярной фазы аэрогель. Это – нематический аэрогель с бесконечно длинными и гладкими нитями. Такой аэрогель обладает симметрией по отношению к отражению в плоскости, ортогональной нитям. В этом случае при преобразовании $z \to (-z)$ компоненты V_{xz} и V_{yz} тензора V_{jl} должны изменить знак, но в силу предположенной симметрии они не могут измениться, т.е. эти компоненты должны быть равными нулю. Согласно обзору [2] аэрогели нафен и муллит имеют структуру более близкую к идеальной, чем обнинский аэрогель. Этим может объясняться то, что полярную фазу наблюдают в двух первых случаях и не наблюдали в последнем. Полезно также иметь в виду, что идеальный нематический аэрогель не должен понижать температуру перехода ^{3}He в сверхтекучее состояние [17] и величина понижения T_c в аэрогеле может служить индикатором качества образца.

В заключение, средняя одноосная анизотропия, наведенная в жидком ^{3}He погруженным в него аэрогелем еще не гарантирует стабилизации полярной фазы. Пространственные флуктуации локальной анизотропии в зависимости от структуры аэрогеля могут способствовать возникновению мнимых компонент параметра порядка и образованию вблизи T_c полярно-искаженной АБМ фазы. Наиболее надежным для стабилизации чисто полярной фазы является использование идеального нематического аэрогеля.

Автор благодарен В. В. Дмитриеву, А. А. Солдатову и А. Н. Юдину за полезные дискуссии и конструктивную критику.

1. V. V. Dmitriev, A. A. Senin, A. A. Soldatov, and A. N. Yudin, Phys. Rev. Lett. **115**, 165304 (2015).
2. V. V. Dmitriev, A. A. Soldatov, and A. N. Yudin, ЖЭТФ **158**, 6 (2020).
3. В. И. Марченко, ЖЭТФ **93**, 141 (1987) [JETP **66**, 79 (1987)].
4. D. Vollhardt and P. Woelfle, *The superfluid Phases of Helium 3*, London, N.Y., Taylor and Francis (1990).
5. V. B. Eltsov, T. Kamppinen, J. Rysti, and G. E. Volovik, arXiv:1908.01645.
6. S. Autti, V. V. Dmitriev, J. T. Mäkinen, A. A. Soldatov, G. E. Volovik, A. N. Yudin, V. V. Zavjalov, and V. B. Eltsov, Phys. Rev. Lett. **117**, 255301 (2016).
7. K. Aoyama and R. Ikeda, Phys. Rev. B **73**, 060504 (2006).
8. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, ЖЭТФ **35**, 1558 (1958) [Sov. Phys. JETP **9**, 220 (1959)].
9. R. Sh. Askhadullin, V. V. Dmitriev, D. A. Krasnikhin, P. N. Martynov, A. A. Osipov, A. A. Senin, and A. N. Yudin, Письма в ЖЭТФ **95**, 355 (2012).
10. N. Zhelev, M. Reichl, T. S. Abhilash, E. N. Smith, K. X. Nguen, E. J. Mueller, and J. M. Parpia, Nat. Commun. **7**, 12975 (2016).
11. J. A. Sauls, Phys. Rev. B **88**, 214503 (2013).
12. I. A. Fomin and E. V. Surovtsev, Письма в ЖЭТФ **97**, 742 (2013).
13. И. А. Фомин, ЖЭТФ **145**, 871 (2014).
14. D. Rainer and M. Vuorio, J. Phys. C: Solid State Phys. **10**, 3093 (1977).
15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, М. (1963), гл. VI.
16. R. C. Regan, J. J. Wiman, and J. A. Sauls, arXiv: 2105.01257 v1.
17. И. А. Фомин, ЖЭТФ **154**, 1034 (2018) [JETP **127**, 933 (2018)].