Физика низких температур, 1995, т. 21, № 1, с. 24–37 УДК 532:530.145

Уравнения для параметра порядка сверхтекучей ферми-жидкости с триплетным спариванием вблизи T_c в магнитном поле

А. Н. Тарасов

Национальный научный центр. Харьковский физико-технический институт, Украина, 310108, г. Харьков, ул. Академическая, 1

Статья поступила в редакцию 28 июля 1994 г., после переработки 13 сентября 1994 г.

В ферми-жидкостном подходе Ландау, обобщенном на сверхтекучие ферми-жидкости (СФЖ), получены уравнения для параметра порядка (ПП) электронейтральной парамагнитной СФЖ с триплетным спариванием (сверхтекучие фазы ^{3}He относятся к таким СФЖ) в умеренно сильном (УС) статическом однородном (СО) магнитном поле без учета эффектов сильной связи. В общем случае триплетного спаривания (спин пары $s = 1$, орбитальный момент пары l — любое нечетное число) выведено интегро-дифференциальное уравнение для ПП, справедливое в приближении малых пространственных неоднородностей СФЖ при наличии внешнего СО магнитного поля и температурах близких к температуре фазового перехода из нормального в сверхтекучее состояние T_c. В случае триплетного p-спаривания получено уравнение Гинзбурга—Ландау (ГЛ) для ПП $A_{\alpha j}$ (комплексная 3×3 матрица). Найдены поправки к коэффициентам в уравнении ГЛ в результате учета по теории возмущений влияния на СФЖ магнитного поля и обменного ферми-жидкостного взаимодействия. В УС полях эти поправки могут быть одного порядка величины и даже превышать так называемые «нетривиальные» поправки сильной связи к коэффициентам в уравнении ГЛ и представляют интерес при описании ^{3}He-B при низких давлениях.

В фермі-рідинному підході Ландау, узагальненому на надплинні фермі-рідини (НФР), отримано рівняння для параметра порядку (ПП) електронейтральної парамагнітної НФР з триплетним спарюванням (надплинні фази ^{3}He відносяться до таких НФР) у помірно сильному (ПС) статичному однорідному (СО) магнітному полі без урахування ефектів сильного зв'язку. У загальному випадку триплетного спарювання (спін пари $s = 1$, орбітальний момент l — будь-яке непарне число) виведено інтегро-диференціальне рівняння для ПП, яке справедливе у наближенні малих просторових неоднорідностей НФР при наявності зовнішнього СО магнітного поля і температурах близьких до температури фазового переходу з нормального у надплинний стан T_c. У випадку триплетного p-спарювання отримано рівняння Гінзбурга—Ландау (ГЛ) для ПП $A_{\alpha j}$ (комплексна 3×3 матриця). Знайдено поправки до коефіцієнтів у рівнянні ГЛ у результаті урахування по теорії збурень впливу на НФР магнітного поля та обмінної фермі-рідинної взаємодії. В ПС полях ці поправки можуть бути одного порядка величини і навіть перевищувати так звані «нетривіальні» поправки сильного зв'язку до коефіцієнтів у рівнянні ГЛ і становлять інтерес при опису ^{3}He-B при низьких тисках.

1. Введение

Предметом изучения данной статьи является сверхтекучая электронейтральная парамагнитная ферми-жидкость с триплетным спариванием фермионов при наличии постоянного однородного магнитного поля. Реальными объектами такого рода могут служить сверхтекучие фазы ^{3}He, а также нейтронная жидкость в сверхтекучем состоянии (например, внутри нейтронных звезд) [1,2]. Мы будем изучать главным образом сверхтекучий ^{3}He, хотя общая формулировка теории, излагаемая ниже, может иметь отношение и к нейтронной ферми-жидкости с триплетным спариванием. Ограничимся рассмотрением области температур T вблизи температуры фазового перехода (ФП) второго рода из нормального в сверхтекучее состояние T_c (в нулевом магнитном поле $H = 0$). То есть считаем, что $T_c - T \ll T_c$, с самого начала исключая из рассмотрения чрезвычайно узкую область температур $T_c - T \lesssim T_c(T_c/\varepsilon_F)^4$ аналогичные оценки в модели БКШ для сверхпроводников (см. в [3,4]), в которой становятся существенными флуктуации параметра порядка (в ^{3}He $T_c/\varepsilon_F \sim 10^{-3}$ [5], ε_F — энергия Ферми).

В ^{3}He при $H = 0$ и давлениях P меньших давления $P_{PCP} \simeq 21{,}2$ бар, соответствующего поликритической точке (см. [5–8]), термодинамически стабильна только сверхтекучая фаза ^{3}He-B (так называемая BW-фаза [9]), а при $P > P_{PCP}$ вблизи T_c более устойчива фаза ^{3}He-A (называемая иначе ABM-фаза [10–12]). Включение внешнего магнитного поля H приводит, как известно (см., например, [13–18]), к существенным изменениям фазо-

© А. Н. Тарасов, 1995

вой диаграммы ^{3}He. Поликритическая точка исчезает, а ФП из нормального ^{3}He в ^{3}He-A расщепляется на два перехода (A_1 и A_2) так, что между нормальной жидкостью и A-фазой возникает сверхтекучая фаза ^{3}He-A_1 [19]. Фаза ^{3}He-A_1 более стабильна, чем ^{3}He-A в очень узкой области температур $T_{A_1}(H) - T_{A_2}(H) \ll T_c$, которая линейно расширяется с ростом H (причем ^{3}He-A и ^{3}He-A_1 при $H \neq 0$ стабильны при давлениях $0 \leq P < P_{melt} \simeq$ $\simeq$34,4 бар, где P_{melt} — давление, при котором жидкий ^{3}He переходит в твердую фазу). Наряду с этими фазами теоретически предсказано существование в магнитном поле так называемой планарной (плоской) $2D$-фазы [14,20,21], а также ряда других сверхтекучих фаз (см. подробнее в [22,23]), которые могут быть стабильны. Однако эти предсказания требуют дополнительных экспериментальных подтверждений [24] и теоретических исследований [25] (про $2D$-фазу см. также в [26]).

Как известно, для анализа вопросов существования различных устойчивых фаз сверхтекучего ^{3}He вблизи T_c существенным является учет нелинейных по параметру порядка (ПП) слагаемых в разложении Гинзбурга—Ландау (ГЛ) выражения для свободной энергии ^{3}He [27–32]. В работах [11,27,33–35]) учитывалось усиление притягивающего взаимодействия при p-спаривании атомов в ^{3}He в модели спиновых флуктуаций (СФ). При этом было показано, что при увеличении давления в коэффициентах разложения ГЛ возрастают отличия от их значений, полученных в обычной теории БКШ (называемой в этом смысле теорией слабой связи (WC)). Учет этих отличий за счет так называемых эффектов сильной связи (SC) позволил качественно объяснить стабильность ^{3}He-A для $P > P_{PCP}$ (при $H = 0$), чего не удавалось сделать в рамках теории БКШ. Причиной такого различия может быть зависимость спаривающего взаимодействия от ПП. Из работ [11,27] следует (как отмечалось в [36]), что такие SC эффекты влияют только на члены четвертого и более высокого порядков (в разложении ГЛ функционала свободной энергии ^{3}He по степеням ПП), а члены второго порядка (в том числе и зависящие от магнитного поля) не меняются. Это утверждение в такой же мере справедливо и для пространственно неоднородной системы, и поэтому квадратичные по градиентам члены, согласно [36], можно вычислять в рамках WC теории.

Однако в работах Серена и Райнера [37–40] был развит другой полумикроскопический (квазиклассический) подход, в котором сформулирована так называемая «weak-coupling-plus» (WCP) модель сверхтекучего ^{3}He (учитывающая и WC, и SC эффекты). WCP модель как частные случаи включает в себя СФ модели сверхтекучего ^{3}He. В этом подходе в виде разложения по степеням $T_c / \varepsilon_F \sim 10^{-3}$ рассчитаны SC поправки, которые выражены через усредненную по угловым переменным амплитуду рассеяния квазичастиц (АРК) на поверхности Ферми в ^{3}He в нормальном состоянии. При этом кроме «тривиальных» SC поправок к коэффициентам при членах четвертого порядка [37] в [38] найдены и «нетривиальные» SC поправки (по терминологии авторов работы [38]) к квадратичным по ПП членам в функционале ГЛ (с учетом градиентов ПП и внешнего магнитного поля). «Нетривиальные» SC поправки, согласно расчетам [38], даже при высоких давлениях вблизи $P_{melt} \simeq 34{,}4$ бар составляют менее 10% от значений соответствующих коэффициентов в WC теории. Несмотря на сравнительную малость, такие поправки представляют интерес, так как дают дополнительную информацию о структуре АРК на поверхности Ферми в ^{3}He в нормальном состоянии. Эти сведения важны потому, что не удается выполнить детальный расчет АРК теоретически из первых принципов для такой многочастичной системы с сильным взаимодействием, как жидкий ^{3}He. Эксперименты также могут дать лишь ограниченную информацию об АРК. Поэтому в [38] для получения количественных оценок величин «нетривиальных» SC поправок использовалось так называемое s–p-приближение, в котором АРК выражается в терминах параметров Ландау $F_l^{(s,a)}$ [41] и предполагается, что $F_l^{(s,a)} = 0$ при $l \geq 2$. Однако, как отмечено в [37], s–p-приближение лучше согласуется с экспериментом при низких давлениях, а при увеличении давления оно приводит к возрастанию отличий от эксперимента [42].

Таким образом, хотя работы [37–39] (с учетом некоторых усовершенствований в расчетах АРК ^{3}He в [43–46], а также вводя соответствующим образом [43–44] обрезание при суммировании по частотам в формализме Серена и Райнера) улучшают согласие теории с экспериментом по сравнению с СФ теориями сверхтекучего ^{3}He [11,27,33–35], но все-таки несоответствие с экспериментом остается [18] (в том числе при высоких давлениях и вблизи T_c [8]).

Цель данной статьи — показать, что кроме «нетривиальных» SC поправок к коэффициентам при линейных по ПП членах в уравнении ГЛ для сверхтекучей ферми-жидкости типа ^{3}He существуют дополнительные поправки, обусловленные влиянием постоянного однородного магнитного поля, которое деформирует ПП. Причем в умеренно сильных магнитных полях величины этих поправок могут быть одного порядка и даже превосходить «нетривиальные» SC поправки работы [38]. При этом мы не учитывали SC эффекты,

роль которых, как отмечалось выше, убывает при уменьшении давления. Поэтому наши результаты могут иметь практическое значение для исследования сверхтекучих фаз ^{3}He (главным образом ^{3}He-B) в умеренно сильных магнитных полях при сравнительно низких давлениях. Под умеренно сильными мы подразумеваем магнитные поля, для которых выполняется неравенство $|\mu_n| H_{\text{eff}} / 2T_c \ll$ $\ll 1$ (в дальнейшем по этому малому параметру мы строим теорию возмущений; этот вопрос обсуждается более подробно в заключении, см. (51),(52)). Здесь μ_n — магнитный дипольный момент ядра атома ^{3}He; H_{eff} — эффективное поле, возникающее в ^{3}He за счет перенормировки внешнего магнитного поля H обменными ферми-жидкостными взаимодействиями (усиливающими в ^{3}He внешнее поле H). В отличие от работы [47], в которой в пренебрежении SC эффектами в ^{3}He-B при нулевом давлении получена система нелинейных уравнений для ПП (без учета его пространственных градиентов) и для H_{eff} в случае сильных магнитных полей (при учете $F_2^a \neq 0$) при температурах $0 < T < T_c$, мы учитываем градиенты ПП и находим поправки (за счет магнитного поля) к коэффициентам при них в уравнении ГЛ для ПП вблизи T_c ($T_c - T \ll T_c$). Кроме того, при выводе уравнений для ПП мы пренебрегаем влиянием слабого магнитно-дипольного взаимодействия между ядрами атомов ^{3}He [48], что является оправданным в достаточно сильных магнитных полях $H \gg 30$ Гс [14,15,49,50], а также при температурах, удовлетворяющих неравенству $10^{-3} \ll (T_c - T) / T_c$ [15,51]. Подчеркнем здесь, что, хотя вклад нелинейных по ПП членов в уравнение ГЛ является существенным в рассматриваемой области изменения температур, мы, однако, в дальнейшем явно выписываем только линейные по ПП члены в уравнении ГЛ (так как наша цель — сравнить поправки к ним в магнитном поле с «нетривиальными» SC поправками [38]).

Рассмотрение в настоящей статье основано на использовании ферми-жидкостного подхода Ландау, обобщенного в [52–54] на сверхтекучие системы. Этот подход применялся в [55] для вывода уравнений для ПП сверхтекучей ферми-жидкости с триплетным спариванием в случае пространственно однородного ПП, а в случае пространственно неоднородного ПП вблизи T_c — в наших работах [56,57] (в которых полученное уравнение ГЛ согласуется с известным линеаризованным уравнением ГЛ [58] и с нелинейными слагаемыми [14,15] без учета SC эффектов). В [55–57] не учитывали влияние внешнего магнитного поля и пренебрегали наличием в ^{3}He обменных ферми-жидкостных взаимодействий (в отличие от настоящей работы, где эти эффекты учитываются).

Отметим, что применение обобщенного на сверхтекучие системы ферми-жидкостного подхода позволяет при выводе уравнений для ПП использовать вместо формализма функций Грина более простые величины — нормальные и аномальные «функции распределения» квазичастиц.

Структура данной статьи такова. В разд. 2 приведены необходимые для дальнейшего использования основные уравнения для «функций распределения» квазичастиц (см. [52–54]) в электронейтральной парамагнитной сверхтекучей ферми-жидкости с триплетным спариванием во внешнем постоянном однородном магнитном поле H. В разд. 3 содержатся результаты расчетов по теории возмущений вблизи T_c (в нулевом и первом приближениях по степеням малого ПП) основных величин, которые нужны при выводе уравнения для ПП. В разд. 4 получено выражение для эффективного магнитного поля H_{eff} в системе типа ^{3}He с учетом обменного ферми-жидкостного взаимодействия Ландау. Раздел 5 посвящен выводу интегро-дифференциального (ИД) уравнения для пространственно неоднородного ПП при наличии однородных магнитного поля и скорости нормальной компоненты v_n сверхтекучей жидкости в общем случае триплетного спаривания фермионов (спин пары $s = 1$, орбитальный момент пары l — любое нечетное число [59]). В разд. 6 исходя из ИД уравнения для ПП получено (при $v_n = 0$) уравнение ГЛ для триплетного p-спаривания фермионов ($s = 1$, $l = 1$) в теории возмущений по параметру $|\mu_n| H_{\text{eff}} / 2T_c \ll 1$ в умеренно сильном магнитном поле, за счет которого возникают искомые поправки к коэффициентам в линейной части уравнения ГЛ. Из линеаризованного уравнения для пространственно однородного ПП в разд. 6 получены зависимости $T_{A_1}(H)$, $T_{A_2}(H)$, $T_B(H)$ температур ФП от магнитного поля H, характерные для сверхтекучих фаз ^{3}He-A_1, ^{3}He-A_2 и ^{3}He-B. В заключении обсуждаются вопросы применимости полученных результатов.

2. Основные уравнения при наличии магнитного поля

Для описания сверхтекучей электронейтральной ферми-жидкости с триплетным спариванием в постоянном пространственно однородном магнитном поле H используем выражение для ее энергии $E(f, g, g^+; H)$, которая является функционалом нормальной $f_{12} \equiv \text{Sp}\,\rho a_2^+ a_1$ и аномальных «функций распределения» (ФР) квазичастиц $g_{12} \equiv$ $\equiv \text{Sp}\,\rho a_2 a_1$, $g_{12}^+ \equiv \text{Sp}\,\rho a_2^+ a_1^+$ (ρ — неравновесный

статистический оператор; a_1^+ , a_1 — операторы рождения и уничтожения фермионов в состоянии $1 \equiv \mathrm{p}_1$, s_1 , где p_1 — импульс, s_1 — проекция спина на ось z ∥ H). Эти ФР удобно объединить в блочную матрицу [52, 53].

$$\hat{f} = \begin{pmatrix} f & g \\ g^+ & 1 - \tilde{f} \end{pmatrix}$$

(« ~ » — знак транспонирования матрицы). В дальнейшем предполагаем, что функционал энергии (ФЭ) взаимодействия фермионов инвариантен относительно локальных фазовых преобразований, а также вращений как в спиновом, так и в координатном пространствах. В случае сверхтекучих фаз ^{3}He такая вращательная инвариантность ФЭ взаимодействия означает пренебрежение влиянием слабого магнитно-дипольного взаимодействия между ядрами атомов ^{3}He, обладающих магнитным дипольным моментом μ_n.

В сверхтекучем состоянии при температурах T вблизи T_c аномальные ФР g_{12} и g_{12}^+ малы, и поэтому ФЭ $E(f, g, g^+; H) \equiv E(\hat{f}; H)$ с учетом отмеченных свойств инвариантности можно разложить в ряд по степеням g, g^+:

$$E(\hat{f}; H) = E_0(f; H) + E_1(f) + E_2(g, g^+) \ . \quad (1)$$

Здесь $E_0(f; H)$ — энергия невзаимодействующих фермионов в магнитном поле; $E_1(f)$ — ФЭ взаимодействия следующего вида:

$$E_1(f) = \frac{1}{2V} \sum_{\mathrm{p}_1\mathrm{p}_2\mathrm{p}_3\mathrm{p}_4} \Big[(f_0)_{\mathrm{p}_1\mathrm{p}_2} (F_1)_{\mathrm{p}_1\mathrm{p}_2;\,\mathrm{p}_3\mathrm{p}_4} (f_0)_{\mathrm{p}_3\mathrm{p}_4} +$$

$$+ (f_\alpha)_{\mathrm{p}_1\mathrm{p}_2} (F_2)_{\mathrm{p}_1\mathrm{p}_2;\,\mathrm{p}_3\mathrm{p}_4} (f_\alpha)_{\mathrm{p}_3\mathrm{p}_4} \Big] \ , \quad (2)$$

где V — объем системы и

$$(f_0)_{\mathrm{p}_1\mathrm{p}_2} = \frac{1}{2} (\mathrm{Sp}_s f)_{\mathrm{p}_1\mathrm{p}_2} \ ,$$

$$(f_\alpha)_{\mathrm{p}_1\mathrm{p}_2} = \frac{1}{2} (\mathrm{Sp}_s f \sigma_\alpha)_{\mathrm{p}_1\mathrm{p}_2} \ , \ \alpha = 1, 2, 3 \ , \quad (3)$$

σ_α — матрицы Паули (компоненты векторов в спиновом пространстве будем обозначать греческими буквами). Функционал энергии $E_1(f)$ зависит от нормальных ферми-жидкостных (НФЖ) функций взаимодействия F_1 и F_2 , которые ввел Ландау. Функционал энергии $E_2(g, g^+)$ зависит от аномальных ферми-жидкостных (АФЖ) амплитуд взаимодействия L_1 и L_2 , введенных в [52–54], согласно формуле

$$E_2(g, g^+) =$$

$$= \frac{1}{V^2} \sum_{\mathrm{p}_1\mathrm{p}_2\mathrm{p}_3\mathrm{p}_4} \Big\{ (g_0)^*_{\mathrm{p}_1\mathrm{p}_2} (L_1)_{\mathrm{p}_1\mathrm{p}_2;\,\mathrm{p}_3\mathrm{p}_4} (g_0)_{\mathrm{p}_3\mathrm{p}_4} +$$

$$+ (g_\alpha)^*_{\mathrm{p}_1\mathrm{p}_2} (L_2)_{\mathrm{p}_1\mathrm{p}_2;\,\mathrm{p}_3\mathrm{p}_4} (g_\alpha)_{\mathrm{p}_3\mathrm{p}_4} \Big\} , \quad (4)$$

где

$$(g_0)_{\mathrm{p}_1\mathrm{p}_2} = \frac{1}{2} (\mathrm{Sp}_s g \sigma_2)_{\mathrm{p}_1\mathrm{p}_2} \ ,$$

$$(g_\alpha)_{\mathrm{p}_1\mathrm{p}_2} = \frac{1}{2i} (\mathrm{Sp}_s g \sigma_2 \sigma_\alpha)_{\mathrm{p}_1\mathrm{p}_2} \ . \quad (5)$$

В координатном представлении при локальных фазовых преобразованиях справедлива следующая трансформационная формула для аномальной ФР:

$$g_{s_1 s_2}(\mathrm{x}_1 , \mathrm{x}_2) \to g'_{s_1 s_2}(\mathrm{x}_1 , \mathrm{x}_2) =$$

$$= g_{s_1 s_2}(\mathrm{x}_1 , \mathrm{x}_2) \exp [i(\varphi(\mathrm{x}_1) + \varphi(\mathrm{x}_2)] \ ,$$

и поэтому фазово инвариантный квадратичный по g функционал энергии $E_2(g, g^+)$ можно записать в виде

$$E_2(g, g^+) =$$

$$= \int d^3x_1 d^3x_2 \Big\{ g_0^*(\mathrm{x}_1 , \mathrm{x}_2) L_1(|\mathrm{x}_1 - \mathrm{x}_2|) g_0(\mathrm{x}_2 , \mathrm{x}_1) +$$

$$+ g_\alpha^*(\mathrm{x}_1 , \mathrm{x}_2) L_2(|\mathrm{x}_1 - \mathrm{x}_2|) g_\alpha(\mathrm{x}_2 , \mathrm{x}_1) \Big\} \ , \quad (6)$$

где

$$g_0(\mathrm{x}_1 , \mathrm{x}_2) = \frac{1}{2} \mathrm{Sp}_s g(\mathrm{x}_1 , \mathrm{x}_2) \sigma_2 \ ,$$

$$g_\alpha(\mathrm{x}_1 , \mathrm{x}_2) = \frac{1}{2i} \mathrm{Sp}_s g(\mathrm{x}_1 , \mathrm{x}_2) \sigma_2 \sigma_\alpha \ .$$

В общем случае триплетного спаривания фермионов (спин пары $s = 1$, орбитальный момент l — любое нечетное число) величины g_{12} имеют вид

$$g_{12} = i(g_\alpha)_{\mathrm{p}_1\mathrm{p}_2} (\sigma_\alpha \sigma_2)_{s_1 s_2} \ . \quad (7)$$

Заметим, что в случае сверхтекучих фаз ^{3}He обычно считают [14–17,21], что происходит p-спаривание ($l = 1$) атомов ^{3}He, хотя теоретически не исключено и наличие, например, f-спаривания ($l = 3$).

Из принципа максимума энтропии в состоянии статистического равновесия при дополнительных условиях постоянства энергии, импульса и числа частиц в [52–54] было получено так называемое

уравнение самосогласования, которое в магнитном поле H приобретает вид

$$\hat{f} = \left\{\exp\left[Y_0\hat{\varepsilon}(\hat{f}; H) + Y_i\hat{p}_i + Y_4\hat{\tau}_3\right] + 1\right\}^{-1}, \quad (8)$$

$$\hat{\varepsilon}(\hat{f}; H) = \begin{pmatrix} \varepsilon & \Delta \\ \Delta^+ & -\tilde{\varepsilon} \end{pmatrix} - \mu_n H \begin{pmatrix} \sigma_3 & 0 \\ 0 & -\sigma_3 \end{pmatrix},$$

$$\hat{p}_i = \begin{pmatrix} p_i & 0 \\ 0 & -\tilde{p}_i \end{pmatrix}, \qquad \hat{\tau}_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

($i = 1, 2, 3$; компоненты векторов в координатном пространстве будем обозначать латинскими буквами). Здесь энергия квазичастиц $\varepsilon_{12}(f; H)$ в магнитном поле представляет собой матрицу

$$\varepsilon_{12}(f; H) = \frac{\partial E(\hat{f}; H)}{\partial f_{21}} =$$

$$= \varepsilon_{p_1p_2}(f)\,\delta_{s_1s_2} + (\xi_\beta(f; H))_{p_1p_2}(\sigma_\beta)_{s_1s_2}, \quad (9)$$

$$(\xi_\beta(f; H))_{p_1p_2} = (\varepsilon_\beta(f))_{p_1p_2} - \mu_n H\delta_{\beta 3}\delta_{p_1p_2}$$

и, согласно (1), (6), (7),

$$\Delta_{12} = 2\frac{\partial E(\hat{f}; H)}{\partial g^+_{21}} = i(\Delta_\alpha)_{p_1p_2}(\sigma_\alpha\sigma_2)_{s_1s_2}. \quad (10)$$

В (8) входят следующие величины: p_i — оператор импульса; $Y_0 = T^{-1}$ — обратная температура; $-Y/Y_0 \equiv v_n$ — скорость нормальной компоненты сверхтекучей жидкости; $-Y_4/Y_0 \equiv \mu$ — химический потенциал.

Условие пространственной однородности сверхтекучей жидкости в однородном магнитном поле формулируется так же, как и в [52,53,60,61]:

$$\left[\hat{f}, \hat{p}_i - q_i\hat{\tau}_3\right] = 0, \quad (11)$$

где q_i — сверхтекучий импульс, являющийся термодинамическим параметром. Далее при решении уравнения самосогласования (8) будем предполагать, что справедливо условие (11), причем $\mathbf{q} = 0$. Обобщение на случай $\mathbf{q} \neq 0$ для триплетного спаривания аналогично описанному в [52–54]. При $\mathbf{q} = 0$ из (11) следует, что $[f, p_i] = 0$, $g\tilde{p}_i + p_i g = 0$ и поэтому

$$(f_0)_{p_1p_2} = f_0(\mathbf{p}_1)\,\delta_{p_1p_2}, \quad (f_\alpha)_{p_1p_2} = f_\alpha(\mathbf{p}_1)\,\delta_{p_1p_2},$$

$$(g_\alpha)_{p_1p_2} = g_\alpha(\mathbf{p}_1)\,\delta_{p_1,-p_2}, \quad (12)$$

где $g_\alpha(-\mathbf{p}) = -g_\alpha(\mathbf{p})$, так как $g_{12} = -g_{21}$ для фермионов.

Как показано в [52–54], уравнение самосогласования (8) эквивалентно системе уравнений

$$f = Kn + X(1 - \tilde{n})X^+K,$$

$$g = K\tilde{n}X + K(1 - n)X, \quad (13)$$

где

$$K = (1 + XX^+)^{-1},$$

$$n = \left\{\exp\left[Y_0(\xi - X\Delta^+)\right] + 1\right\}^{-1}, \quad (14)$$

матрица X удовлетворяет уравнению

$$\xi X + X\tilde{\xi} + \Delta - X\Delta^+X = 0, \quad \tilde{X} = -X, \quad (15)$$

а матрица ξ определяется формулой

$$\xi_{12}(f; H) = \varepsilon_{12}(f; H) - (v_n\cdot p_1 + \mu)\,\delta_{12}. \quad (16)$$

В пространственно однородном случае из (9), (12) и (16) следует, что

$$\xi_{12}(f; H) = \delta_{p_1p_2}\left[\xi_0(\mathbf{p}_1)\,\delta_{s_1s_2} + \xi_\beta(\mathbf{p}_1, H)(\sigma_\beta)_{s_1s_2}\right], \quad (17)$$

где

$$\xi_0(\mathbf{p}_1) = \varepsilon(\mathbf{p}_1) - (v_n\cdot p_1 + \mu),$$

$$\xi_\beta(\mathbf{p}_1, H) = \varepsilon_\beta(\mathbf{p}_1) - \mu_n H\delta_{\beta 3}. \quad (18)$$

В дальнейшем при выводе уравнений для ПП сверхтекучей ферми-жидкости с триплетным спариванием вблизи T_c во внешнем однородном магнитном поле, в отличие от наших предыдущих работ [56,57], мы учтем влияние обменных НФЖ амплитуд взаимодействия Ландау, которые определяют величину ε_β.

3. Теория возмущений вблизи T_c

В рассматриваемой области изменения температур вблизи T_c величины Δ_{12} малы и поэтому можно решать уравнения самосогласования (13), а также (15) в теории возмущений по степеням Δ. Ограничимся здесь рассмотрением только нулевого и первого порядков теории возмущений (в соответствии с целями этой статьи, о которых подробно сказано во введении). Заметим, что в пространственно однородном случае, согласно (10), (12), справедливы соотношения

$$(\Delta_\alpha)_{p_1p_2} = -(\Delta_\alpha)_{p_2p_1} = \Delta_\alpha(\mathbf{p}_1)\,\delta_{p_1,-p_2},$$

$$\Delta_\alpha(-\mathbf{p}_1) = -\Delta_\alpha(\mathbf{p}_1), \quad (19)$$

учитывая которые, а также (17), в результате решения уравнения (15), получаем, что X_{12} имеет следующий вид:

$$X_{12} \approx \delta_{\mathbf{p}_1,-\mathbf{p}_2} X_\alpha^{(1)}(\mathbf{p}_1)\, i(\sigma_\alpha\sigma_2)_{s_1s_2}\,, \qquad (20)$$

где

$$X_\alpha^{(1)}(\mathbf{p}_1) = \frac{\Delta_\beta(\mathbf{p}_1)\left[-\delta_{\alpha\beta}\,\xi_0^2(p_1) + \xi_\alpha(p_1, H)\xi_\beta(p_1, H) - i\xi_0(p_1)e_{\alpha\beta\gamma}\xi_\gamma(p_1, H)\right]}{2\xi_0(p_1)[\xi_0^2(p_1) - \vec{\xi}^{\,2}(p_1, H)]} \qquad (21)$$

($e_{\alpha\beta\gamma}$ — абсолютно антисимметричный тензор). При выводе этой формулы учтено, что в изотропной ферми-жидкости типа ^{3}He выполняются равенства $\varepsilon_\alpha(\mathbf{p}) = \varepsilon_\alpha(p)$ (где $p \equiv |\mathbf{p}|$), а также $\xi_0(\mathbf{p}) = \xi_0(p)$ (последнее справедливо при $v_n = 0$ и $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon(p)$, см. (18)).

Из (14), (17), (18) (и так как $X_{12}^{(0)} = 0$) для матрицы n_{12} имеем

$$n_{12} \approx n_{12}^{(0)} = n_{s_1s_2}^{(0)}(\mathbf{p}_1, H)\,\delta_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2}\,, \qquad n_{12}^{(1)} = 0\,, \qquad (22)$$

где

$$n_{s_1s_2}^{(0)}(\mathbf{p}, H) = N_{(+)}(\mathbf{p}, H)\,\delta_{s_1s_2} + N_{(-)}(\mathbf{p}, H)\frac{\xi_\alpha(\mathbf{p}, H)(\sigma_\alpha)_{s_1s_2}}{|\vec{\xi}(\mathbf{p}, H)|}\,, \qquad (23)$$

$$N_{(\pm)}(\mathbf{p}, H) \equiv \frac{1}{2}\left[n^{(0)}\left(\xi_0(\mathbf{p}) + |\vec{\xi}(\mathbf{p}, H)|\right) \pm n^{(0)}\left(\xi_0(\mathbf{p}) - |\vec{\xi}(\mathbf{p}, H)|\right)\right],$$

$$n^{(0)}(\xi) = \left[\exp(\xi/T) + 1\right]^{-1}.$$

Из уравнения (13) с учетом (7), (12), (20)–(23) для g_{12} в первом приближении по Δ получаем

$$g_{12} \approx \delta_{\mathbf{p}_1,-\mathbf{p}_2} g_\alpha^{(1)}(\mathbf{p}_1) i(\sigma_\alpha\sigma_2)_{s_1s_2}\,, \qquad (24)$$

где

$$g_\alpha^{(1)}(\mathbf{p}) = \frac{\Delta_\beta(\mathbf{p})}{2[\xi_0^2(p) - \vec{\xi}^{\,2}(p, H)]}\left\{-\delta_{\alpha\beta}\left[\xi_0(p)(1 - 2N_{(+)}(p, H)) + |\vec{\xi}(p, H)|\,2N_{(-)}(p, H)\right] + \right.$$

$$\left. + \frac{\xi_\alpha(p, H)\xi_\beta(p, H) - i\,\xi_0(p)e_{\alpha\beta\gamma}\xi_\gamma(p, H)}{\xi_0(p)|\vec{\xi}(p, H)|}\left[|\vec{\xi}(p, H)|(1 - 2N_{(+)}(p, H)) + \xi_0(p)2N_{(-)}(p, H)\right]\right\} \qquad (25)$$

(здесь $v_n = 0$). В формулу (25) для $g_\alpha^{(1)}(\mathbf{p})$ входят величины $\xi_\beta(p, H)$, которые зависят от обменных НФЖ амплитуд Ландау и от внешнего магнитного поля H. Нахождению этой зависимости $\xi_\beta(p, H)$ посвящен следующий раздел.

4. Уравнение для ξ_β и эффективное магнитное поле H_{eff}

Чтобы вывести уравнение для $\xi_\beta(p, H)$ заметим, что в (1) входит ФЭ невзаимодействующих фермионов (атомов ^{3}He) в магнитном поле, который с учетом (12) имеет вид

$$E_0(f; H) = \sum_{12}\left[\varepsilon_0(p_1)\delta_{s_1s_2} - \mu_n H(\sigma_3)_{s_1s_2}\right] f_{s_1s_2}(\mathbf{p}_1)\,\delta_{\mathbf{p}_1,\mathbf{p}_2}$$

($\varepsilon_0(p) = p^2/2m$, где m — «голая» масса свободного фермиона). Учитывая это, а также (2), (3), (16)–(18), из (9) получаем

$$\varepsilon_\beta(\mathbf{q}) = \frac{1}{2V}\sum_{\mathbf{p}} F_2(\mathbf{q}, \mathbf{p}) f_\beta(\mathbf{p}, H)\,. \qquad (26)$$

Согласно (13), (14), (22), в теории возмущений по Δ имеем $f_{12}^{(0)} = n_{12}^{(0)}$, $f_{12}^{(1)} = 0$, и тогда из (3), (23) следует, что

$$f_\beta^{(0)}(\mathrm{p}, H) = N_{(-)}(\mathrm{p}, H)\frac{\xi_\beta(\mathrm{p}, H)}{|\vec{\xi}(\mathrm{p}, H)|}\,. \qquad (27)$$

Теперь сделаем справедливое в теории изотропной ферми-жидкости предположение [3,62], согласно которому функция $F_2(\mathrm{q}, \mathrm{p})$, описывающая обменные взаимодействия квазичастиц, зависит только от угла θ между векторами импульсов q и p, но не от их величин, которые близки к импульсу Ферми p_F. Тогда удобно разложить функцию $F_2(\mathrm{q}, \mathrm{p}) = F_2(\theta)$ по полиномам Лежандра, т.е.

$$F_2(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)F_2^{(l)}P_l(\cos\theta)\,. \qquad (28)$$

Из (26)–(28) и (23), так как $\varepsilon(p) = p^2/2m^*$ (m^* — эффективная масса квазичастицы, которая определяется функцией взаимодействия F_1, см. (2) и [3,62]), получим нелинейное интегральное уравнение для ε_β (в пределе $V \to \infty$):

$$\varepsilon_\beta(\mathrm{q}) = \frac{1}{8(2\pi)^3}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)F_2^{(l)}\int d^3pP_l(\cos\theta)\frac{\xi_\beta(\mathrm{p}, H)}{|\vec{\xi}(\mathrm{p}, H)|}\times$$

$$\times\left[\mathrm{th}\left(\frac{\varepsilon(p) - \mathrm{pv}_n - \mu - |\vec{\xi}(\mathrm{p}, H)|}{2T}\right) - \mathrm{th}\left(\frac{\varepsilon(p) - \mathrm{pv}_n - \mu + |\vec{\xi}(\mathrm{p}, H)|}{2T}\right)\right],$$

которое упрощается при $v_n = 0$ для изотропной ферми-жидкости, так как $\xi_\beta(\mathrm{p}, H) = \xi_\beta(p, H)$, и приобретает следующий вид:

$$\varepsilon_\beta = \frac{F_2^{(0)}}{4(2\pi)^2}\frac{\xi_\beta(H)}{|\vec{\xi}(H)|}\int_0^\infty dpp^2\left[\mathrm{th}\left(\frac{\varepsilon(p) - \mu - |\vec{\xi}(H)|}{2T}\right) - \mathrm{th}\left(\frac{\varepsilon(p) - \mu + |\vec{\xi}(H)|}{2T}\right)\right]. \qquad (29)$$

Здесь учтено, что ε_β не зависит от p, так как это следует из интегрального уравнения.

Чтобы аналитически решить нелинейное уравнение (29), будем рассматривать такие магнитные поля H, для которых выполняется неравенство $|\vec{\xi}(H)|/2T = |\vec{\xi}(H)|/2T_c \ll 1$ (для температур T вблизи T_c ФП 2-го рода системы типа ^{3}He в сверхтекучее состояние). Тогда, раскладывая подынтегральное выражение в (29) в ряд Тейлора по степеням $|\vec{\xi}(H)|/2T$, получаем

$$\varepsilon_\beta = -\frac{F_2^{(0)}}{2(2\pi)^2}\frac{\xi_\beta(H)}{|\vec{\xi}(H)|}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{|\vec{\xi}(H)|^{2k+1}}{(2k+1)!}\int_0^\infty dpp^2\frac{d^{2k+1}}{d\varepsilon^{2k+1}}\mathrm{th}\left(\frac{\varepsilon(p) - \mu}{2T}\right). \qquad (30)$$

Сюда входит химический потенциал $\mu(T) \simeq \varepsilon_F[1 - (\pi^2/12)/(T/\varepsilon_F)^2]$ (см., аналогично [63]), который при $H = 0$ и температурах T вблизи T_c мало отличается от энергии Ферми $\varepsilon_F = p_F^2/2m^*$ (в ^{3}He $T_c/\varepsilon_F \sim 10^{-3}$). Удержим лишь два первых члена ряда ($k = 0, 1$) и тогда (30) сведется к кубическому уравнению

$$|A|x^3 + Bx - \delta = 0\,. \qquad (31)$$

Здесь $x \equiv |\vec{\xi}(H)|/T_c$, $\delta \equiv |\mu_n|H/2T_c$, а также

$$A \approx \frac{1}{3!}\left(\frac{T_c}{\varepsilon_F}\right)^2\frac{Z_0}{4}\,,$$

$$B(T) \approx 1 + \frac{Z_0}{4}\left[1 - \frac{\pi^2}{12}\left(\frac{T}{\varepsilon_F}\right)^2\right], \qquad (32)$$

где $Z_0 = F_2^{(0)}\nu(\varepsilon_F)$ — безразмерная обменная амплитуда Ландау ($\nu(\varepsilon_F) = m^*p_F/\pi^2$ — плотность состояний квазичастицы на поверхности Ферми). При выводе уравнения (31) из (30) мы учли, что в изотропной ферми-жидкости векторы $\vec{\xi}$ и H коллинеарны (считаем, что $\xi_3(H) = |\vec{\xi}(H)|$).

Для ^{3}He значения Z_0, зависящие от давления, отрицательны (см. [5]), так что $A = -|A|$, $0 < B < 1$. Для таких ферми-жидкостей (типа ^{3}He) решение уравнения (31) при условии $\delta \ll 1$ имеет вид

$$x \equiv \frac{|\vec{\xi}(H)|}{2T_c} \approx \frac{\delta}{B}\left(1 - \frac{|A|}{B^3}\delta^2\right) . \qquad (33)$$

Но для ^{3}He $|A| / B \ll 1$ и поэтому в дальнейшем можно считать, что $x \simeq \delta/B \ll 1$, так как нелинейная по H поправка пренебрежимо мала. Будем пренебрегать зависимостью B от температуры при $T_c - T \ll T_c$ полагая $B \simeq 1 + Z_0/4$.

В заключение этого раздела заметим, что в (33) входит величина $H_{\text{eff}} \equiv H/B \simeq H/(1 + Z_0/4)$, которую будем называть эффективным магнитным полем, т.е. H_{eff} — магнитное поле внутри ^{3}He, усиленное ферми-жидкостными обменными взаимодействиями. Таким образом, полученный для величины $|\vec{\xi}(H)|$ результат, согласно (33), можно приближенно представить в виде

$$\vec{\xi}(H) \approx |\mu_n| H_{\text{eff}} . \qquad (34)$$

5. Интегро-дифференциальное уравнение для параметра порядка

Теперь получим ИД уравнение для пространственно неоднородного ПП рассматриваемой сверхтекучей ферми-жидкости (типа ^{3}He) в однородном магнитном поле. Для этого заметим, что, согласно (1) и (4), из (10) следует уравнение

$$\Delta_\alpha(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) = \frac{1}{2i}\,\mathrm{Sp}_s\,\Delta(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)\,\sigma_2\sigma_\alpha =$$

$$= L_2(|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|) g_\alpha(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) . \qquad (35)$$

Чтобы отсюда вывести ИД уравнение для Δ_α, перейдем для удобства от переменных $\mathbf{x}_1$, $\mathbf{x}_2$ к переменным $\mathbf{R} = (\mathbf{x}_1 + \mathbf{x}_2)/2$, $\mathbf{r} = \mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2$, т.е. $g_\alpha(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) = g_\alpha(\mathbf{R}, \mathbf{r})$ и $\Delta_\alpha(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) = \Delta_\alpha(\mathbf{R}, \mathbf{r})$. Введем вигнеровское представление для величин $(g_\alpha)_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2}$:

$$g_\alpha(\mathbf{R}, \mathbf{k}) = \frac{V}{(2\pi)^3}\int d^3\wp\, e^{i\vec{\wp}\mathbf{R}}(g_\alpha)_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2} , \qquad (36)$$

$$\mathbf{k} \equiv \frac{1}{2}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2) , \qquad \vec{\wp} \equiv \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 ,$$

преобразование Фурье

$$g_\alpha(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3}\int d^3q\, e^{i\mathbf{r}\mathbf{q}} q_\alpha(\mathbf{R}, \mathbf{q}) , \qquad (37)$$

и заметим, что

$$\Delta_\alpha(\mathbf{R}, \mathbf{k}) = \int_V d^3r\, e^{-i\mathbf{r}\mathbf{k}}\Delta_\alpha(\mathbf{R}, \mathbf{r}) ,$$

$$(\Delta_\alpha)_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2} = \frac{1}{V}\int_V d^3y\, e^{-i\mathbf{y}\vec{\wp}}\Delta_\alpha(\mathbf{y}, \mathbf{k}) . \qquad (38)$$

Из (35), учитывая (36)–(38), имеем

$$(\Delta_\alpha)(\mathbf{R}, \mathbf{k}) =$$

$$= \frac{V}{(2\pi)^6}\int d^3q L_2(|\mathbf{k} - \mathbf{q}|)\int d^3\wp\, e^{i\vec{\wp}\mathbf{R}}(g_\alpha)_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2} . \qquad (39)$$

Будем считать, что величины $\Delta_\alpha(\mathbf{y}, \mathbf{k})$ мало меняются на расстояниях порядка размеров куперовской пары $\xi_c \sim \hbar v_F/\pi k_B T_c$ ($v_F = p_F/m^*$; в этой работе $\hbar = 1$, $k_B = 1$), на которых, однако, резко изменяется величина $L_2(|\mathbf{r}|)$ (имеет максимум при $r = 0$). Поэтому, раскладывая Δ_α в ряд по малым градиентам до второго порядка, из (39) получаем справедливое при $(T_c - T)/T_c \ll 1$ ИД уравнение для Δ_α, которое в пределе $V \to \infty$ имеет следующий вид:

$$\Delta_\alpha(\mathbf{R}, \mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3}\int d^3q L_2(|\mathbf{k} - \mathbf{q}|) \times$$

$$\times\left\{\Delta_\beta(\mathbf{R}, \mathbf{q})\frac{\Phi_{\alpha\beta}(\mathbf{q}, -\mathbf{q})}{D(\mathbf{q}, -\mathbf{q})} - i\frac{\partial\Delta_\beta(\mathbf{R}, \mathbf{q})}{\partial R_l}\int d^3\wp\,\delta(\vec{\wp})\frac{\partial}{\partial\wp_l}\left[\Phi_{\alpha\beta}\left(\frac{\vec{\wp}}{2} + \mathbf{q}, \frac{\vec{\wp}}{2} - \mathbf{q}\right)D^{-1}\left(\frac{\vec{\wp}}{2} + \mathbf{q}, \frac{\vec{\wp}}{2} - \mathbf{q}\right)\right] -\right.$$

$$\left. - \frac{1}{2}\frac{\partial^2\Delta_\beta(\mathbf{R}, \mathbf{q})}{\partial R_l\,\partial R_i}\int d^3\wp\,\delta(\vec{\wp})\frac{\partial^2}{\partial\wp_l\,\partial\wp_i}\left[\Phi_{\alpha\beta}\left(\frac{\vec{\wp}}{2} + \mathbf{q}, \frac{\vec{\wp}}{2} - \mathbf{q}\right)D^{-1}\left(\frac{\vec{\wp}}{2} + \mathbf{q}, \frac{\vec{\wp}}{2} - \mathbf{q}\right)\right] + g_\alpha^{(3)}(\mathbf{R}, \mathbf{q})\right\} , \qquad (40)$$

где $\delta(\vec{\wp})$ — дельта-функция Дирака. Последним в (40) записано нелинейное слагаемое (без учета градиентов Δ_α, см. (39) и (12)) в неявном виде, так как мы интересуемся только линейной частью ИД уравнения (см. подробнее об этом во введении). Подчеркнем, что ИД уравнение (40) справедливо в общем случае триплетного спаривания фермионов (для пары $s = 1$, l — любое нечетное число), а

также при $v_n \neq 0$. При выводе (40) использовано следующее из (13)–(15) выражение для функции $(g_\alpha)^{(1)}_{p_1 p_2}$ (более общее по сравнению с (25)), в котором учтено, что $v_n \neq 0$ и $\vec{\xi}(p) = \vec{\xi}$ (см. (29)):

$$(g_\alpha)^{(1)}_{p_1 p_2} = \frac{\Phi_{\alpha\beta}(p_1, p_2)}{D(p_1, p_2)} (\Delta_\beta)_{p_1 p_2}, \qquad (41)$$

где

$$D(p_1, p_2) = \left[\xi_0(p_1) + \xi_0(p_2)\right]^2 - 4\xi^2,$$

$$\Phi_{\alpha\beta}(p_1, p_2) = \Phi_{\alpha\beta}(p_2, p_1) = \left[1 - N_{(+)}(p_1) - N_{(+)}(p_2)\right]\varphi_{\alpha\beta}(p_1, p_2) - \left[N_{(-)}(p_1) + N_{(-)}(p_2)\right]\chi_{\alpha\beta}(p_1, p_2),$$

$$\varphi_{\alpha\beta}(p_1, p_2) = -\delta_{\alpha\beta}\left[\xi_0(p_1) + \xi_0(p_2)\right] + \frac{4\xi_\alpha\xi_\beta}{\xi_0(p_1) + \xi_0(p_2)} - i\,2e_{\alpha\beta\gamma}\xi_\gamma,$$

$$\chi_{\alpha\beta}(p_1, p_2) = 2\xi\left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{\xi_\alpha\xi_\beta}{\xi^2}\right) + ie_{\alpha\beta\gamma}\frac{\xi_\gamma}{\xi}\left[\xi_0(p_1) + \xi_0(p_2)\right]$$

($\xi = |\vec{\xi}|$). Функции $N_{(\pm)}(p)$ определяются формулами (23).

Чтобы упростить дальнейшее рассмотрение, ниже будем предполагать, что $v_n = 0$. Поскольку для изотропной ферми-жидкости $\xi_0(q) = q^2/2m^* - \mu$ и $\xi_\alpha(q) = \xi_\alpha$, в этом случае (40) сводится к ИД уравнению вида

$$\Delta_\alpha(R, k) = -\frac{1}{2(2\pi)^3}\int d^3q L_2(|k - q|)\Delta_\beta(R, q)G_{\alpha\beta}(q) + \frac{1}{2m^*(4\pi)^3}\int d^3q L_2(|k - q|)\frac{\partial^2\Delta_\beta(R, q)}{\partial R_l\,\partial R_i}\left\{\delta_{il}\frac{dG_{\alpha\beta}(q)}{d\xi_0} + \right.$$

$$+ \frac{q_i q_l}{m^*}\left[\delta_{\alpha\beta}\left(\frac{d^2\kappa(q)}{d\xi_0^2} + 2\left(\xi_0(q)\frac{d\kappa(q)}{d\xi_0} - \xi\frac{d\lambda(q)}{d\xi_0}\right)(\xi_0^2(q) - \xi^2)^{-1}\right) + \frac{\xi_\alpha\xi_\beta - i\xi_0(q)e_{\alpha\beta\gamma}\xi_\gamma}{\xi\xi_0(q)} \times\right.$$

$$\left.\left.\times\left(\frac{d^2\lambda(q)}{d\xi_0^2} + 2\left(\xi_0(q)\frac{d\lambda(q)}{d\xi_0} - \xi\frac{d\kappa(q)}{d\xi_0}\right)(\xi_0^2(q) - \xi^2)^{-1}\right)\right]\right\} + \frac{1}{(2\pi)^3}\int d^3q L_2(|k - q|)g_\alpha^{(3)}(R, q). \qquad (42)$$

Здесь введены обозначения

$$\kappa(q) \equiv \frac{1}{2}\left[(\xi_0(q) + \xi)^{-1}\,\mathrm{th}\left(\frac{\xi_0(q) + \xi}{2T}\right) + (\xi_0(q) - \xi)^{-1}\,\mathrm{th}\left(\frac{\xi_0(q) - \xi}{2T}\right)\right],$$

$$\lambda(q) \equiv \frac{1}{2}\left[(\xi_0(q) + \xi)^{-1}\,\mathrm{th}\left(\frac{\xi_0(q) + \xi}{2T}\right) - (\xi_0(q) - \xi)^{-1}\,\mathrm{th}\left(\frac{\xi_0(q) - \xi}{2T}\right)\right],$$

$$G_{\alpha\beta}(q) \equiv \delta_{\alpha\beta}\kappa(q) + \frac{\xi_\alpha\xi_\beta - i\xi_0(q)e_{\alpha\beta\gamma}\xi_\gamma}{\xi\xi_0(q)}\lambda(q).$$

Найденное ИД уравнение (42) в отсутствие магнитного поля (при этом $\xi = 0$, см. (33), (34)) переходит в уравнение, полученное в [56,57]. В следующем разделе исходя из общего ИД уравнения (42) получено уравнение ГЛ для случая триплетного p-спаривания ($s = 1$, $l = 1$) в магнитном поле.

6. Уравнение Гинзбурга—Ландау для сверхтекучей ферми-жидкости с p-спариванием в магнитном поле

Для сверхтекучей ферми-жидкости с триплетным p-спариванием введем параметр порядка —

комплексную 3x3 матрицу $A_{\alpha j}(\mathbf{R})$ — согласно формуле [14,15,17]

$$\Delta_\alpha(\mathbf{R}, \mathbf{k}) = A_{\alpha j}(\mathbf{R}) \frac{k_j}{k} . \qquad (43)$$

Заметим также, что справедливо приближенное равенство вида

$$L_2(|\mathbf{k} - \mathbf{q}|) \approx a - b|\mathbf{k} - \mathbf{q}|^2 , \qquad (44)$$

где

$$a = 4\pi \int_0^\infty drr^2 L_2(r) , \quad b = \frac{2\pi}{3} \int_0^\infty drr^4 L_2(r) ,$$

и тогда из (42) следует уравнение для матрицы $A_{\alpha j}(\mathbf{R})$:

$$A_{\alpha j}(\mathbf{R}) \frac{k_j}{k} = -\frac{bk_j}{6\pi^2} \int_0^\infty dqq^3 \left[G_{\alpha\beta}(q) A_{\beta j}(\mathbf{R}) - \frac{1}{2^3 m^*} \frac{\partial^2 A_{\beta j}(\mathbf{R})}{\partial \mathbf{R}^2} \frac{dG_{\alpha\beta}(q)}{d\xi_0} \right] + \frac{bk_s}{15(2\pi)^2 (2m^*)^2} \frac{\partial^2 A_{\beta j}(\mathbf{R})}{\partial R_l \partial R_i} \times$$

$$\times \left(\delta_{js}\delta_{il} + \delta_{ji}\delta_{sl} + \delta_{jl}\delta_{si} \right) \int_o^\infty dqq^5 \left\{ \delta_{\alpha\beta} \left[\frac{d^2\kappa(q)}{d\xi_0^2} + 2\left(\xi_0^2(q) - \xi^2\right)^{-1} \left(\xi_0(q) \frac{d\kappa(q)}{d\xi_0} - \xi \frac{d\lambda(q)}{d\xi_0} \right) \right] + \right.$$

$$\left. + \frac{\xi_\alpha \xi_\beta - i\xi_0(q) e_{\alpha\beta\gamma} \xi_\gamma}{\xi\xi_0(q)} \left[\frac{d^2\lambda(q)}{d\xi_0^2} + 2\left(\xi_0^2(q) - \xi^2\right)^{-1} \left(\xi_0(q) \frac{d\lambda(q)}{d\xi_0} - \xi \frac{d\kappa(q)}{d\xi_0} \right) \right] \right\} + \left[O(A^3(\mathbf{R})) \right]_\alpha . \qquad (45)$$

При температурах вблизи T_c справедливо разложение функции $G_{\alpha\beta}(q) = G_{\alpha\beta}(q, T)$ в ряд по степеням $T - T_c$:

$$G_{\alpha\beta}(q, T) \approx G_{\alpha\beta}(q, T_c) + (T - T_c) \frac{\partial G_{\alpha\beta}(q, T)}{\partial T}\Big|_{T=T_c} +$$

$$+ \frac{(T - T_c)^2}{2} \frac{\partial^2 G_{\alpha\beta}(q, T)}{\partial T^2}\Big|_{T=T_c} . \qquad (46)$$

Величина T_c зависит от b (см. (44)) и определяется из уравнения

$$1 + b\frac{p_F}{6\pi^2} \int_0^{q_{\max}} dqq^3 \xi_0(q)^{-1} \operatorname{th}\left(\frac{\xi_0(q)}{2T_c} \right) = 0 . \qquad (47)$$

Здесь учтено, что в отсутствие магнитного поля $G_{\alpha\beta}(q, T_c) = \delta_{\alpha\beta} \ln\left[\xi_0(q)/2T_c\right] / \xi_0(q)$ и заменено в (45) $k = p_F$. Верхний предел интегрирования по импульсам в (47) обрезан из физических соображений, чтобы исключить появление расходящихся членов. Причем будем считать, что для параметра обрезания $z_{\max} = [q_{\max}^2 / 2m^* - \varepsilon_F] / 2T_c$ справедливы неравенства $1 << z_{\max} << \varepsilon_F / 2T_c$.

Для того чтобы аналитически найти искомые поправки к коэффициентам в уравнении ГЛ (обусловленные влиянием внешнего магнитного поля и обменных ферми-жидкостных взаимодействия, т.е. при $\xi \simeq |\mu_n| H_{\text{eff}} \neq 0$, см. (34)), используем теорию возмущений по малому параметру $\xi / 2T_c << 1$. Тогда после выполнения расчетов с учетом (46) из (45) окончательно получим уравнение ГЛ следующего вида:

$$A_{\beta j} \left\{ \delta_{\alpha\beta} \left[\frac{T_c - T}{T_c} + \frac{1}{2} \left(\frac{T_c - T}{T_c} \right)^2 \right] - \frac{\xi_\alpha \xi_\beta}{\xi^2} \left(\frac{\xi}{2T_c} \right)^2 \frac{7\zeta(3)}{\pi^2} \left[1 + 2\frac{T_c - T}{T_c} - \frac{31\zeta(5)}{7\zeta(3)\pi^2} \left(\frac{\xi}{2T_c} \right)^2 \right] + \right.$$

$$\left. + ie_{\alpha\beta\gamma} \frac{\xi_\gamma}{2\varepsilon_F} \left[\ln\left(\frac{\varepsilon_F z_{\max}}{2T_c e} \left(\frac{4\gamma}{\pi} \right)^2 \right) + 2\frac{T_c - T}{T_c} \right] \right\} + \frac{7\zeta(3) v_F^2}{80\pi^2 T_c^2} \left[\frac{\partial^2 A_{\beta j}}{\partial \mathbf{R}^2} + 2\frac{\partial^2 A_{\beta l}}{\partial R_j \partial R_l} \right] \times$$

$$\times \left[\delta_{\alpha\beta} - \frac{\xi_\alpha \xi_\beta}{\xi^2} \left(\frac{\xi}{2T_c} \right)^2 \frac{186\zeta(5)}{7\zeta(3)\pi^2} + i\,2e_{\alpha\beta\gamma} \frac{\xi_\gamma}{\varepsilon_F} \right] + \left[O(A^3) \right]_{\alpha j} = 0 . \qquad (48)$$

Здесь $\zeta(x)$ — дзета-функция Римана; $\gamma \equiv e^C \approx 1{,}781$, $C \approx 0{,}577$ — постоянная Эйлера. (При $\xi = 0$ (48) совпадает с уравнением ГЛ из [14,15,56–58]). В (48) не учтены SC эффекты, но содержатся дополнительные поправки к коэффициентам при линейных по ПП членах по сравнению с работой [38]. Из (48) очевидно, что наибольший вклад в умеренно сильных полях вносят поправки, квадратичные по малому параметру $\xi/2T_c$, что подробнее обсуждается в конце этого раздела и в заключении. В то же время дополнительный вклад линейных по $\xi/2T_c$ поправок пренебрежимо мал, так как они содержат множители T_c/ε_F. Это связано с малым по величине линейным расщеплением $T_c(\xi)$ в магнитном поле, которое характерно для ^{3}He и соответствует возникновению ^{3}He-A_1 (в [38] таким эффектом пренебрегали).

Исходя из линеаризованного уравнения ГЛ (48) для пространственно однородного параметра порядка найдем зависимость от магнитного поля температуры ФП $T_c(\xi)$ в сверхтекучее состояние. Введем поперечные и продольные по отношению к $\vec{\xi} \parallel \mathbf{H}$ (см. (34)) компоненты ПП:

$$\left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{\xi_\alpha \xi_\beta}{\xi^2}\right) A_{\beta j} \equiv A_{\alpha j}^{\perp(1)}\,, \quad e_{\beta\alpha\gamma}\frac{\xi_\gamma}{\xi} A_{\beta j} \equiv A_{\alpha j}^{\perp(2)}\,,$$

$$\frac{\xi_\alpha \xi_\beta}{\xi^2} A_{\beta j} \equiv A_{\alpha j}^{\parallel}\,.$$

Тогда из (48) легко видеть, что поперечные компоненты $A_{\alpha j}^{\perp(1,2)}$ удовлетворяют системе двух линейных однородных алгебраических уравнений, которая имеет решение при

$$T_c^{(\pm)}(\xi) \approx T_c \left\{1 \pm \frac{\xi}{2\varepsilon_F} \ln\left[\frac{\varepsilon_F z_{\max}}{2T_c e}\left(\frac{4\gamma}{\pi}\right)^2\right]\right\} \quad (49)$$

Эти выражения согласуются с формулами WC теории [13] для $T_{A_1}(H)$ и $T_{A_2}(H)$, являющимися температурами ФП из нормального ^{3}He в ^{3}He-A_1 и из ^{3}He-A_1 в ^{3}He-A в магнитном поле (заметим, что $1/2\varepsilon_F = \nu'(\varepsilon_F)/\nu(\varepsilon_F)$, где $\nu'(\varepsilon_F)$ — производная по энергии от плотности состояний $\nu(\varepsilon_F)$ на поверхности Ферми). Однако, как известно, соответствие формул WC теории типа (49) эксперименту лишь качественное, так как реально наблюдается (см., например, обзор [16]) некоторая асимметрия относительно T_c в линейном по магнитному полю расщепления температуры ФП в ^{3}He. Эту асимметрию удается объяснить в рамках SC теории [64,65].

Вместе с тем отметим, что в (49) входит неопределенный параметр обрезания $1 \ll z_{\max} \ll \varepsilon_F/T_c$, и поэтому можно оценить величину $z_{\max}$, если потребовать, чтобы разность $T_c^{(+)} - T_c^{(-)}$ при каком-либо давлении совпадала по величине с наблюдаемым расщеплением $T_{A_1}(H) - T_{A_2}(H)$ в магнитном поле. Например, при $P_{\text{melt}} \approx 34$ бар используем $T_c/\varepsilon_F \approx 2{,}55 \cdot 10^{-3}$ [45], а также $T_c \approx 2{,}75 \cdot 10^{-3}$ K [42], величину магнитного дипольного момента ядра атома ^{3}He $|\mu_n| \approx 2{,}13\,\mu_N$ [66,67] (μ_N — ядерный магнетон), $Z_0 \approx -2{,}95$ [5]. Тогда, учитывая, что, согласно (34), $\xi \approx |\mu_n| \times H/(1 + Z_0/4)$, и приравнивая отношение $(T_c^{(+)} - T_c^{(-)})/H$ экспериментальному значению $6{,}4 \cdot 10^{-6}$ К/кГс [16], приближенно получаем, что $z_{\max} \approx 13 \approx 33 \cdot 10^{-3}\varepsilon_F/T_c$. Можно предположить (подобно [43]), что это соотношение между $z_{\max}$ и ε_F/T_c остается справедливым при всех давлениях $P < P_{\text{melt}}$.

Теперь заметим, что из линеаризованного уравнения ГЛ (48) для $A_{\alpha j}^{\parallel}$ следует выражение для $T_{c_3}(\xi) \equiv T_B(\xi)$ вида

$$T_B(\xi) \approx T_c \left\{1 - \left(\frac{\xi}{2T_c}\right)^2 \frac{7\zeta(3)}{\pi^2}\left[1 + 0{,}89\left(\frac{\xi}{2T_c}\right)^2\right]\right\}, \quad (50)$$

где учтено, что $21\zeta(3)/2\pi^2 - 31\zeta(5)/7\zeta(3)\pi^2 \approx 0{,}89$. Квадратичная зависимость T_B от магнитного поля качественно согласуется с поведением температуры ФП в фазу ^{3}He-B (см. статьи 2 и 6 в сборнике [17], а также [18,21,38,49]), для которой $A_{\alpha j}^{\parallel} \neq 0$ при $T < T_B(\xi)$. Однако количественное согласие с экспериментом [18] ухудшается с ростом давления, что соответствует возрастанию при этом роли SC эффектов.

Отметим, что учтенная в (50) дополнительная поправка в магнитном поле мала в пределах применимости теории возмущений, хотя может достигать нескольких процентов в умеренно сильных полях. А именно, при давлении $P = 0$ в магнитных полях 0,83 кГс $\leq H \leq$ 2,0 кГс эта поправка изменяется в пределах $1\% \leq 0{,}89(\xi/2T_c)^2 \leq 5{,}8\%$ (здесь учтено, что $Z_0 \approx -2{,}69$ [5]; при увеличении давления эти неравенства будут справедливы в более сильных полях H). Такая добавка к $T_B(\xi)$ для ^{3}He-B мала по сравнению с «тривиаль-

ными» SC поправками к квадратичному по полю члену в (50) (см., например, [18,37]).

В отличие от этого, найденная нами квадратичная по магнитному полю поправка $(\xi / 2T_c)^2 186\zeta(5) / [7\zeta(3)\pi^2]$ к коэффициенту при вторых производных от ПП $A^{\parallel}_{\beta j}(\mathrm{R})$ в уравнении ГЛ (48) достигает значений ~ 10% в умеренно сильных полях и может быть одного порядка и даже превышать величину «нетривиальных» SC поправок [38]. Поэтому по сравнению с последними этой поправкой нельзя пренебрегать в умеренно сильных магнитных полях. Это утверждение представляет собой главный вывод данной работы. А так как роль SC эффектов (не учтенных здесь) с понижением давления убывает, то полученный результат справедлив для ^{3}He-*B* при сравнительно низких давлениях. Отметим, что найденной здесь квадратичной по полю поправке соответствует деформация ПП ^{3}He-*B* в умеренно сильном магнитном поле (о важности влияния деформации ПП в ^{3}He-*B* в достаточно сильных магнитных полях, например на коллективные моды, особенно при низких давлениях и $T \to T_c$, указывалось как в теоретических, так и в экспериментальных работах [68,69], а также в гл. 9 в [21] и ссылках там).

7. Заключение

Кроме отмеченного в конце разд. 6 главного результата подчеркнем, что полученные ИД уравнения (40) (при $v_n \neq 0$ и равной нулю сверхтекучей скорости $v_s = 0$) и (42) (при $v_n = v_s = 0$) представляют самостоятельный интерес, так как они справедливы в общем случае триплетного спаривания и поэтому могут служить основной для вывода уравнения ГЛ сверхтекучей ферми-жидкости типа ^{3}He при $(T_c - T) / T_c \ll 1$ в магнитном поле при более сложном типе спаривания — *f*-спаривании ($l = 3$), которое теоретически возможно в таких ферми-жидкостях.

Несколько замечаний и количественных оценок, касающихся пределов применимости общего уравнения ГЛ (48) и следующего из него уравнения ГЛ для $A^{\parallel}_{\alpha j}(\mathrm{R})$. При выводе (48) были отброшены не зависящие от магнитного поля слагаемые, которые содержат малый множитель $(T_c/\varepsilon_F)^2$ (и умножаются на $\xi_\alpha \xi_\beta / \xi^2$). Сравнивая наибольший по порядку величины член из отброшенных с удержанной в (48) квадратичной по полю поправкой к коэффициенту при градиентах от $A^{\parallel}_{\alpha j}(\mathrm{R})$, получим, что при этом должно выполняться неравенство

$$\left(\frac{\xi}{2T_c}\right)^2 \gg \left(\frac{T_c}{\varepsilon_F}\right)^2 \ln\left[\frac{\varepsilon_F z_{\max}}{2T_c}\left(\frac{4\gamma}{\pi}\right)^2\right] . \quad (51)$$

В правой части (51) опущен численный множитель больше или порядка единицы. Фигурирующая в (51) справа величина с точностью до постоянного множителя определяет разность коэффициентов при градиентах ПП в уравнении ГЛ, обусловленную учетом малой асимметрии частица — дырка в распределении квазичастиц в окрестности поверхности Ферми [70].

Отметим, что при выводе из (42) уравнения ГЛ (48) мы пренебрегали также малым вкладом, возникающим при учете зависимости химического потенциала $\mu(T, \xi)$ ферми-жидкости типа ^{3}He от T и H (ξ выражается через H (34)), заменив $\mu \simeq \varepsilon_F$. Соответствующие количественные расчеты показывают, что это справедливо при условии (51), если в (48) учитывать только главные (квадратичные и линейные) по полю поправки, а малой добавкой $\sim\xi^4$ пренебречь. Однако в более сильных полях

$$1 \gg \left(\frac{\xi}{2T_c}\right)^2 \gg \frac{T_c}{\varepsilon_F} \sim 10^{-3} \quad (52)$$

поправка $\sim\xi^4$ превосходит по порядку величины вклад от учета зависимости $\mu(T,\xi)$.

Таким образом, с учетом сделанных замечаний из анализа вывода общего уравнения ГЛ (48) следует, что уравнение ГЛ для $A^{\parallel}_{\alpha j}(\mathrm{R})$ ($A^{\parallel}_{\alpha j} \neq 0$ в ^{3}He-*B*) справедливо в умеренно сильных полях, удовлетворяющих неравенству (51) при одновременном соблюдении условия применимости теории возмущений $\xi/2T_c \ll 1$. При давлении $P = 0$ этому соответствуют поля

$$50\ \text{Гс} \ll H \ll 7{,}83 \cdot 10^3\ \text{Гс} . \quad (53)$$

Здесь использованы экспериментальные данные для ^{3}He из [5,8,45] (а именно, $Z_0 \simeq -2{,}69$, $T_c \simeq 0{,}93 \cdot 10^{-3}$ K, $T_c/\varepsilon_F \simeq 0{,}61 \cdot 10^{-3}$), а также учтено, что $z_{\max} > 10$ (см. оценку величины $z_{\max}$ в разд. 6).

Для найденной в (48) квадратичной по полю поправки к коэффициенту при градиентах $A^{\parallel}_{\alpha j}(\mathrm{R})$ справедливы следующие неравенства:

$$0{,}01 \leq \left(\frac{\xi}{2T_c}\right)^2 \frac{186\zeta(5)}{7\zeta(3)\pi^2} \leq 0{,}1 , \quad (54)$$

которые выполняются, если при $P = 0$ магнитное поле H изменяется в пределах

$$0{,}51 \cdot 10^3\ \text{Гс} \leq H \leq 1{,}62 \cdot 10^3\ \text{Гс}$$

(т.е. поля из области (52)). С ростом давления условия (54) выполняются в более сильных полях (однако при этом нужно учитывать и возрастающую роль SC поправок при увеличении P).

Заметим, наконец, что (как отмечалось выше во введении и в начале разд. 2) мы пренебрегали влиянием слабого магнитно-дипольного взаимодействия между фермионами. Это справедливо для ^{3}He в магнитных полях $H >> 30$ Гс (ср. с (53)), а также при температурах $(T_c - T)/T_c >> 10^{-3}$ [14,15,49,50].

В заключение выражаю благодарность С. В. Пелетминскому за внимание к работе и ее обсуждение.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантом фонда Сороса, присужденным Американским Физическим Обществом.

1. D. R. Tilley and J. Tilley, *Superfluidity and Superconductivity*, Adam Hilger Ltd, Bristol and Boston (1986).
2. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, *УФН* **161**, 3 (1991).
3. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Статистическая физика, Часть 2. Теория конденсированного состояния*, Наука, Москва (1978).
4. А. З. Паташинский, В. Л. Покровский, *Флуктуационная теория фазовых переходов*, Наука, Москва (1982).
5. J. C. Wheatley, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 415 (1975).
6. D. N. Paulson, H. Kojima, and J. C. Wheatley, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 1098 (1974).
7. D. N. Paulson, M. Krusius, and J. C. Wheatley, *J. Low Temp. Phys.* **25**, 699 (1976).
8. D. S. Greywall, *Phys. Rev.* **B33**, 7520 (1986).
9. R. Balian and N. R. Werthamer, *Phys. Rev.* **131**, 1553 (1963).
10. P. W. Anderson and P. Morel, *Phys. Rev.* **123**, 1911 (1961).
11. P. W. Anderson and W. F. Brinkman, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1108 (1973).
12. W. F. Brinkman and P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **A8**, 2732 (1973).
13. V. Ambegaokar and N. D. Mermin, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 81 (1973).
14. A. J. Leggett, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 331 (1975).
15. В. П. Минеев, *УФН* **139**, 303 (1983).
16. J. C. Wheatley, in: *Progress in Low Temperature Physics* 7A, D. F. Brewer (ed.), North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1978).
17. Сверхтекучесть гелия-3, *Сб. статей*, И. М. Халатников (ред.) Мир, Москва (1977).
18. Y. H. Tang, I. Hahn, H. M. Bozler, and C. M. Gould, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1775 (1991).
19. W. J. Gully, D. D. Osheroff, D. T. Lawson, R. C. Richardson, and D. M. Lee, *Phys. Rev.* **A8**, 1633 (1973).
20. В. Алонсо, В. Н. Попов, *ЖЭТФ* **73**, 1445 (1977).
21. П. Н. Брусов, В. Н. Попов, *Сверхтекучесть и коллективные свойства квантовых жидкостей*, Наука, Москва (1988).
22. H. W. Capel, в кн.: *IV Международный симпозиум по избранным проблемам статистической механики*, ОИЯИ Д17-88-95, Дубна (1988), с. 194.
23. H. W. Capel, F. W. Nijhoff, and A. den Breems, *Physica* **A139**, 256 (1986); **A130**, 375 (1985); **A135**, 295 (1986).
24. G. Frossati, S. A. J. Wiegers, T. Tata, R. Jochemsen, P. G. van de Haar, and L. P. Roobol, *Czechoslovak J. Phys.* **40**, 909 (1990).
25. М. А. Баранов, Д. В. Ефремов, М. Ю. Каган, Х. В. Капэл, М. С. Марьенко, *Письма в ЖЭТФ* **59**, 268 (1994).
26. П. Н. Брусов, М. В. Ломаков, *ЖЭТФ* **100**, 849 (1991).
27. W. F. Brinkman, J. W. Serene, and P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **A10**, 2386 (1974).
28. N. D. Mermin and G. Stare, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1135 (1973). (см. перевод — статья 7 в сб. [17]).
29. N. D. Mermin and G. Stare, *Report № 2186, Materials Science Center*, Cornell University (1974) (см. перевод — статья 9 в сб. [17]).
30. G. Barton and M. A. Moore, *J. Phys.* **C7**, 4220 (1974) (см. перевод — статья 13 в сб. [17]).
31. R. B. Jones, *J. Phys.* **C10**, 657 (1977).
32. В. И. Марченко, *ЖЭТФ* **93**, 141 (1987).
33. Y. Kuroda, *Progr. Theor. Phys.* **53**, 349 (1975).
34. L. Tewordt, D. Fay, P. Dorre, and D. Einzel, *Phys. Rev.* **B11**,1914 (1975).
35. L. Tewordt, D. Fay, and N. Schopohl, J. *Low Temp. Phys.* **30**, 177 (1978).
36. P. Wolfle, *Phys. Lett.* **A47**, 224 (1974) (см. перевод — статья 14 в сб. [17]).
37. D. Rainer and J. W. Serene, *Phys. Rev.* **B13**, 4745 (1976).
38. I. W. Serene and D. Rainer, *Phys. Rev.* **B17**, 2901 (1978).
39. I. W. Serene and D. Rainer, *J. Low Temp. Phys.* **34**, 589 (1979).
40. I. W. Serene and D. Rainer, *Phys. Rev.* **101**, 221 (1983).
41. Л. Д. Ландау, *ЖЭТФ* **35**, 97 (1958).
42. W. P. Halperin, C. N. Archie, F. B. Rasmussen, T. A. Alvesalo, and R. C. Richardson, *Phys. Rev.* **B13**, 2124 (1976).
43. J. A. Sauls and J. W. Serene, *Phys. Rev.* **B24**, 183 (1981).
44. J. A. Sauls and J. W. Serene, *Physica* **B108**, 1137 (1981).
45. K. Levin and O. T. Valls, *Phys. Rev.* **B20**, 105 (1979); **B20**, 120 (1979).
46. K. Levin and O. T. Valls, *Phys. Rev.* **98**, 1 (1983).
47. N. Schopohl, *J. Low Temp. Phys.* **49**, 347 (1982).
48. А. Абрагам, М. Гольдман, *Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок*, т. 1, Мир, Москва (19[illegible]).
49. A. L. Fetter, *J. Low Temp. Phys.* **23**, [illegible]5 (1976).
50. W. F. Brinkman and M. C. Cross, in: *Progress in Low Temperature Physica* 7A, D. F. Brewer (ed.), North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1978), p. 105.
51. Э. Б. Сонин, *Письма в ЖЭТФ* **27**, 703 (1978).
52. В. В. Красильников, С. В. Пелетминский, А. А. Яценко, А. А. Рожков, *Физ. ЭЧАЯ* **19**, 1440 (1988).
53. V. V. Krasil'nikov, S. V. Peletminskij, and A. A. Yatsenko, *Physica* **A162**, 513 (1990).
54. А. И. Ахиезер, В. В. Красильников, С. В. Пелетминский, А. А. Яценко, *УФН* **163**, 1 (1993).
55. А. А. Исаев, С. В. Пелетминский, *УФЖ* **37**, 952 (1992).
56. А. Н. Тарасов, *Препринт ХФТИ 92-29*, Харьков (1992).
57. А. Н. Тарасов, *ВАНТ, серия: Ядерно-физические исследования (Теория и эксперимент)*, вып. 3 (24), 176 (1992).
58. V. Ambegaokar, P. G. de Gennes, and D. Rainer, *Phys. Rev.* **A9**, 2676 (1974).
59. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, Наука, Москва (1974).
60. Н. Н. Боголюбов(мл.), М. Ю. Ковалевский, С. В. Пелетминский, А. Н. Тарасов, А. М. Курбатов, *Физ. ЭЧАЯ* **16**, 875 (1985).
61. Н. Н. Боголюбов(мл.), М. Ю. Ковалевский, А. М. Курбатов, С. В. Пелетминский, А. Н. Тарасов, *УФН* **159**, 585 (1989).
62. Д. Пайнс, Ф. Нозьер, *Теория квантовых жидкостей*, Мир, Москва (1967).
63. В. В. Толмачев, *Теория ферми-газа*, Изд-во МГУ, Москва (1973).
64. S. Takagi, *Progr. Theor. Phys.* **51**, 1998 (1974).
65. S. Takagi, *J. Low. Temp. Phys.* **18**, 309 (1975).
66. М. П. Авотина, А. В. Золотавин, *Моменты основных и возбужденных состояний ядер, Часть 1*, Атомиздат, Москва (1979).
67. А. А. Радциг, Б. М. Смирнов, *Параметры атомов и атомных ионов*, Справочник, Энергоатомиздат, Москва (1986).
68. N. Schopohl, M. Warnke, and L. Tewordt, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1066 (1983).
69. B. S. Shivaram, M. W. Meisel, Bimal. K. Sarma, W. P. Halperin, and J. B. Ketterson, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1070 (1983).
70. Г. Е. Воловик, В. П. Минеев, *ЖЭТФ* **86**, 1667 (1984).

The order parameter equations of superfluid Fermi-liquid with spin-triplet pairing near T_c in magnetic field

A. N. Tarasov

The article is devoted to description of equilibrium properties of superfluid phases of ^{3}He in magnetic field at temperatures near the normal-superfluid point T_c. The Landau Fermi-liquid (F–L) approach generalized to superfluid Fermi-liquids (SFLs) is used. Equations for the order parameter paramagnetic SFL with spin-triplet pairing in static and uniform (DC) moderately strong magnetic field are derived without taking into account strong-coupling (SC) effects. An integro-differential equation is deduced for the order parameter in the general case of spin-triplet pairing (spin of a pair is $s = 1$, orbital moment l of a pair is any odd number). It is valid in the approximation of small space inhomogeneities of the SFL for external DC magnetic field at temperatures near T_c. In the case of spin-triplet p- wave pairing a Ginzburg–Landau (GL) equation is derived for the order parameter $A_{\alpha j}$ (complex 3x3 matrix). Corrections to the coefficients in the GL eq. are resulted from taking into account the influence of moderately strong DC magnetic field and spin-exchange F–L interaction by the theory of permutations. In such fields these corrections can be of the same order of magnitude as the so-called «nontrivial» SC corrections to the GL eq. (or even exceed them) and are much higher than the particle-hole asymmetric contribution. The above corrections are connected with deformation of the order parameter in moderate magnetic fields and are of interest at description of ^{3}He-B at low pressures.