Журнал экспериментальной и теоретической физики

Т. 93 *1987* *Вып. 1(7)*

К ТЕОРИИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА He^3 В СВЕРХТЕКУЧЕЕ СОСТОЯНИЕ

В. И. Марченко

Найдены все 18 экстремумов энергии Ландау при фазовом переходе He^3 в сверхтекучее состояние.

Как известно, переход He^3 в сверхтекучее состояние удовлетворительно описывается в рамках общей теории фазовых переходов второго рода Ландау. Сверхтекучесть He^3 обусловлена бозе-эйнштейновской конденсацией куперовских пар со спином $S=1$ и моментом $L=1$. Поэтому параметром порядка является ψ-функция, имеющая векторные спиновые (греческие) и орбитальные (латинские) индексы $\psi_{i\alpha}$. В пренебрежении диполь-дипольным взаимодействием ядерных спинов энергия Ландау равна

$$F=-\tau\psi_{i\alpha}\psi_{i\alpha}^*+{}^1/_2\{\beta_1\psi_{i\alpha}\psi_{i\alpha}\psi_{j\beta}^*\psi_{j\beta}^*+\beta_2(\psi_{i\alpha}\psi_{i\alpha}^*)^2+\beta_3\psi_{i\alpha}\psi_{i\beta}^*\psi_{j\alpha}\psi_{j\beta}^*+ +\beta_4\psi_{i\alpha}\psi_{i\beta}^*\psi_{j\alpha}^*\psi_{j\beta}+\beta_5\psi_{i\alpha}\psi_{i\beta}\psi_{j\alpha}^*\psi_{j\beta}^*\} \tag{1}$$

(см. [1, 2]). Уравнения равновесия

$$\delta F/\delta\psi_{i\alpha}^*=0 \tag{2}$$

имеют решения с непрерывным вырождением относительно поворотов спинового и орбитального пространств и калибровочных преобразований. В конечном итоге с этим обстоятельством связаны трудности аналитического решения уравнений. Три решения, соответствующие A-, B-фазам He^3 и планарной фазе, были известны из микроскопической теории [3—5]. Еще три были найдены аналитически в работах [1, 2, 6]. Бартон и Мур [7], проведя численный анализ задачи, нашли шесть новых решений. Наконец, Джонс [8] обнаружил тринадцатое, наиболее сложное решение. Хотя сейчас уже не может быть никаких сомнений относительно структуры сверхтекучих фаз He^3, тем не менее для теории желательно знать все экстремумы энергии (1).

1. Введем новые переменные φ_{ij} и f_{ij}:

$$\varphi_{ij}=\psi_{i\alpha}\psi_{j\alpha},\quad f_{ij}=\psi_{i\alpha}\psi_{j\alpha}^*. \tag{3}$$

Энергия (1) в этих переменных равна

$$F=-\tau f+{}^1/_2\{\beta_1\varphi\varphi^*+\beta_2f^2+\beta_3\varphi_{ij}\varphi_{ij}^*+\beta_4f_{ij}f_{ji}+\beta_5f_{ij}f_{ij}\}, \tag{4}$$

где $f=f_{ii}$, $\varphi=\varphi_{ii}$. Умножая уравнение (2) на $\psi_{j\alpha}^*$ и суммируя по спиновому индексу, получим

$$\psi_{j\alpha}^*\delta F/\delta\psi_{i\alpha}^*=-\tau f_{ij}+\beta_1\varphi\varphi_{ij}^*+\beta_2ff_{ij}+\beta_3\varphi_{ik}\varphi_{kj}^*+\beta_4f_{ik}f_{kj}+\beta_5f_{ki}f_{kj}=0. \tag{5}$$

Повторяя эту же процедуру с функцией $\psi_{j\alpha}$, получим

$$\psi_{j\alpha}\delta F/\delta\psi_{i\alpha}^*=-\tau\varphi_{ij}+\beta_1\varphi f_{ji}+\beta_2f\varphi_{ij}+\beta_3\varphi_{ik}\varphi_{jk}+\beta_4f_{ik}\varphi_{kj}+\beta_5f_{ki}\varphi_{jk}=0. \tag{6}$$

Вычислив след уравнения (5) по орбитальному индексу $\psi_{i\alpha}^*\delta F/\delta\psi_{i\alpha}^*=0$, можно убедиться, что для решений уравнений (5), (6) энергия (4) равна

$$F=-\tau f/2. \tag{7}$$

Выделим в симметричной матрице φ_{ij} действительную и мнимую части

$$\varphi_{ij}=A_{ij}+iB_{ij}. \tag{8}$$

Используя свободу в выборе фазы ψ-функции, положим $B_{ii}=0$. Действительная часть χ_{ij} матрицы f_{ij} (см. (3)) симметрична, а мнимая — антисимметрична. Вводя соответствующий дуальный вектор b_k имеем

$$f_{ij}=\chi_{ij}+ie_{ijk}b_k. \tag{9}$$

Выделим в уравнения (5) и (6) действительную и мнимую, симметричную и антисимметричную части [1]:

$$\begin{gathered}
\mathrm{I}\ \ (\beta_2\chi-\tau)\chi_{ij}+\beta_1 AA_{ij}+\beta_3(A_{ik}A_{kj}+B_{ik}B_{kj})+\\
+(\beta_4+\beta_5)\chi_{ik}\chi_{kj}=(\beta_4-\beta_5)(b_ib_j-\delta_{ij}b^2),\\
\mathrm{II}\ \ \beta_1 AB_{ij}=\beta_5(\chi_{ki}e_{kjn}+\chi_{kj}e_{kin})b_n,\\
\mathrm{III}\ \ (\beta_2\chi-\tau)A_{ij}+\beta_1 A\chi_{ij}+\gamma(\chi_{ik}A_{kj}+\chi_{jk}A_{ki})=\mu(e_{ikn}B_{kj}+e_{jkn}B_{ki})b_n,\\
\mathrm{IV}\ \ (\beta_2\chi-\tau)B_{ij}+\gamma(\chi_{ik}B_{kj}+\chi_{jk}B_{ki})=\mu(e_{ink}A_{kj}+e_{jnk}A_{ki})b_n,\\
\mathrm{V}\ \ (\beta_2\chi-\tau)b_n+\beta_3 e_{ijn}B_{ik}A_{kj}=\beta_4(\chi_{ni}b_i-\chi b_n),\\
\mathrm{VI}\ \ \nu e_{ijn}\chi_{ik}A_{kj}+\eta b_jB_{jn}=0,\\
\mathrm{VII}\ \ \beta_1 Ab_n+\nu e_{ijn}\chi_{jk}B_{ki}=\eta(b_nA-b_jA_{nj}).
\end{gathered} \tag{10}$$

Здесь $\chi=\chi_{ii}$, $A=A_{ii}$, $b^2=b_ib_i$, $\gamma=(\beta_3+\beta_4+\beta_5)/2$, $\mu=(\beta_3+\beta_4-\beta_5)/2$, $\nu=(\beta_4+\beta_5-\beta_3)/2$, $\eta=(\beta_4-\beta_5-\beta_3)/2$. Выберем декартовы координаты в орбитальном пространстве x, y, z так, чтобы матрица χ_{ij} была диагональна. Таким образом, перейдя к новым переменным A_{ij}, B_{ij}, χ_{ij}, b_i, мы полностью избавились от непрерывного вырождения. Цена этого упрощения — лишние решения, которые могут появиться в связи с умножением, выполненным при переходе от (2) к (5), (6). Фактически лишние решения легко идентифицируются благодаря следующему обстоятельству. Аналогично проведенным преобразованиям можно вывести систему уравнений для свёрток по орбитальному индексу $\psi_{i\alpha}\psi_{i\beta}$, $\psi_{i\alpha}\psi_{i\beta}$. При этом соответствующая система уравнений отличается от (5), (6) лишь заменой $\beta_3\rightleftarrows\beta_5$. Поэтому ясно, что те решения системы (10), которые не имеют партнера с энергией, отличающейся заменой $\beta_3\rightleftarrows\beta_5$, следует отбросить.

Имея в виду это правило отбора, найдем вначале все возможные значения величины χ. Это удается сделать даже без полного анализа всех уравнений системы (10). После отбрасывания заведомо лишних значений χ, останется 18 решений. Из них 13 соответствуют известным ранее экстремумам; остальные 5 будем анализировать более подробно — все они, как мы увидим, являются экстремумами энергии (1).

Пусть $A\neq 0$, тогда из II (10) следует, что $B_{xx}=B_{yy}=B_{zz}=0$ и

$$B_{xy}=\frac{\beta_5 b_z}{\beta_1 A}(\chi_{xx}-\chi_{yy}),\quad B_{yz}=\frac{\beta_5 b_x}{\beta_1 A}(\chi_{yy}-\chi_{zz}),\quad B_{zx}=\frac{\beta_5 b_y}{\beta_1 A}(\chi_{zz}-\chi_{xx}). \tag{11}$$

Подставляя эти значения компонент B_{ik} в VI (10), найдем

$$\begin{gathered}
(\chi_{xx}-\chi_{yy})(\nu A_{xy}-\eta\beta_5 b_xb_y/\beta_1 A)=0,\\
(\chi_{yy}-\chi_{zz})(\nu A_{yz}-\eta\beta_5 b_yb_z/\beta_1 A)=0,\\
(\chi_{zz}-\chi_{xx})(\nu A_{zx}-\eta\beta_5 b_xb_z/\beta_1 A)=0.
\end{gathered} \tag{12}$$

Откуда следует три случая:

1) $\chi_{xx}=\chi_{yy}=\chi_{zz}$,

2) $\chi_{xx}=\chi_{yy}$, $\quad A_{yz}=\dfrac{\eta\beta_5}{\nu\beta_1 A}b_yb_z$, $\quad A_{zx}=\dfrac{\eta\beta_5}{\nu\beta_1 A}b_xb_z$,

[1] Уравнение (5) не имеет антисимметричной действительной части

3) $\chi_{xx}\neq\chi_{yy}\neq\chi_{zz}\neq\chi_{xx}$,

$$A_{ij}=\frac{\eta\beta_5}{\nu\beta_1 A}b_i b_j,\quad i\neq j. \tag{13}$$

В случае 1), воспользовавшись свободой поворота в орбитальном пространстве, выберем $b_x=b_y=0$, далее при $b_z\neq0$ поворотом вокруг оси z добиваемся $A_{xy}=0$. Из компонент x, y уравнения (10.VII) видим, что и $A_{xz}=A_{yz}=0$. При $b_z=0$ матрицу A_{ik} можно диагонализовать. В случае 2) за счет свободы поворота вокруг оси z положим $b_y=0$. Тогда, если $b_x\neq0$, то из y-компоненты уравнения (10) следует $A_{xy}=0$, если же $b_x=0$, то поворотом вокруг оси z можно добиться $A_{xy}=0$. Таким образом, можно считать, что уравнения (13) верны и в случае 1) и в случае 2) и поэтому их можно рассматривать одновременно со случаем 3). Подставляя выражения (11) и (13) в уравнения III (10) (при $i\neq j$), найдем

$$\begin{aligned}
&b_x b_y\{\beta_2\chi-\tau+\gamma(\chi-\chi_{zz})-\mu\nu(3\chi_{zz}-\chi)/\eta\}=0,\\
&b_y b_z\{\beta_2\chi-\tau+\gamma(\chi-\chi_{xx})-\mu\nu(3\chi_{xx}-\chi)/\eta\}=0,\\
&b_x b_z\{\beta_2\chi-\tau+\gamma(\chi-\chi_{yy})-\mu\nu(3\chi_{yy}-\chi)/\eta\}=0.
\end{aligned}$$

Откуда имеем две возможности: либо $b_x=b_y=0$, либо $b_z=0$; b_x, $b_y\neq0$ и

$$\beta_2\chi-\tau+\gamma(\chi-\chi_{zz})-\mu\nu(3\chi_{zz}-\chi)/\eta=0. \tag{14}$$

Покажем, что в последнем случае система уравнений (10) несовместна. Для этого достаточно рассмотреть лишь следующие 8 уравнений системы (10): I — xy-компонента; III — xx, yy, zz; V — x, y; VII — x, y. С учетом соотношений (11), (13) при $b_z=0$; b_x, $b_y\neq0$ имеем

$$\begin{aligned}
&\mathrm{I}\quad \frac{\eta}{\nu}\beta_5+\beta_5-\beta_4+\beta_3\left[(A-A_{zz})\frac{\eta\beta_5}{\nu\beta_1 A}+\frac{\beta_5^2}{\beta_1^2A^2}(\chi_{yy}-\chi_{zz})(\chi_{zz}-\chi_{xx})\right]=0,\\
&\mathrm{II}\quad (\beta_2\chi-\tau+2\gamma\chi_{xx})A_{xx}+\beta_1 A\chi_{xx}=\frac{2\mu\beta_5}{\beta_1 A}b_y^2(\chi_{zz}-\chi_{xx}),\\
&\mathrm{III}\quad (\beta_2\chi-\tau+2\gamma\chi_{yy})A_{yy}+\beta_1 A\chi_{yy}=\frac{2\mu\beta_5}{\beta_1 A}b_x^2(\chi_{zz}-\chi_{yy}),\\
&\mathrm{IV}\quad (\beta_2\chi-\tau+2\gamma\chi_{zz})A_{zz}+\beta_1 A\chi_{zz}=\frac{2\mu b_5}{\beta_1 A}[b_x^2(\chi_{yy}-\chi_{zz})-b_y^2(\chi_{zz}-\chi_{xx})],\\
&\mathrm{V}\quad \beta_2\chi-\tau+\beta_4(\chi_{yy}+\chi_{zz})+\frac{\beta_3\beta_5}{\beta_1 A}(A_{zz}-A_{yy})(\chi_{yy}-\chi_{zz})=\frac{\eta\beta_3\beta_5^2}{\nu\beta_1^2A^2}b_y^2(\chi_{zz}-\chi_{xx}),\\
&\mathrm{VI}\quad \beta_2\chi-\tau+\beta_4(\chi_{xx}+\chi_{zz})+\frac{\beta_3\beta_5}{\beta_1 A}(A_{zz}-A_{yy})(\chi_{yy}-\chi_{zz})=\frac{\eta\beta_3\beta_5^2}{\nu\beta_1^2A^2}b_y^2(\chi_{zz}-\chi_{yy}),\\
&\mathrm{VII}\quad \beta_1 A-\frac{\nu\beta_5}{\beta_1 A}(\chi_{yy}-\chi_{zz})^2+\eta(A_{xx}-A)+\frac{\eta^2\beta_5}{\nu\beta_1 A}b_y^2=0,\\
&\mathrm{VIII}\quad \beta_1 A-\frac{\nu\beta_5}{\beta_1 A}(\chi_{xx}-\chi_{zz})^2+\eta(A_{yy}-A)+\frac{\eta^2\beta_5}{\nu\beta_1 A}b_x^2=0.
\end{aligned} \tag{15}$$

Складывая уравнения II, III, IV системы (15), получим

$$(\beta_2\chi-\tau+\beta_1\chi)A+2\gamma(\chi_{xx}A_{xx}+\chi_{yy}A_{yy}+\chi_{zz}A_{zz})=0. \tag{16}$$

С помощью V. VI (15) исключим b_x, b_y из IV (15) и с учетом (16) приводим IV (15) к виду

$$\frac{A_{zz}}{A}\frac{\beta_3\beta_5}{\beta_1}\left\{\chi-3\chi_{zz}+\frac{\eta}{2\mu\nu}(\beta_2\chi-\tau+2\gamma\chi_{zz})\right\}+2(\beta_2\chi-\tau)+$$

$$+\beta_4(\chi+\chi_{zz})+\frac{\beta_3\beta_5}{2\beta_1\gamma}(\beta_2\chi-\tau+\beta_1\chi+2\gamma\chi_{zz})+\frac{\beta_3\beta_5}{2\mu\nu}\chi_{zz}=0. \tag{17}$$

Исключим теперь b_x, b_y из уравнения IV (15) с помощью VII, VIII (15). Используя (16) и I (15), получаем

$$-\eta\frac{A_{zz}}{A}\left\{\chi-3\chi_{zz}+\frac{\eta}{2\mu\nu}(\beta_2\chi-\tau+2\gamma\chi_{zz})\right\}+\beta_1(3\chi_{zz}-\chi)+$$
$$+\eta(2\chi-5\chi_{zz})+\frac{\beta_1}{\beta_3\beta_5}(\eta\beta_5+\nu\beta_5-\nu\beta_4)(\chi-3\chi_{zz})+$$
$$+\frac{\eta}{2\gamma}(\beta_2\chi-\tau+\beta_1\chi)-\frac{\beta_1\eta^2}{2\mu\nu}\chi_{zz}=0. \tag{18}$$

Таким образом, имеем три уравнения (14), (17), (18) для трех неизвестных χ, χ_{zz}, A_{zz}/A. Эта система имеет, как нетрудно убедиться, единственное решение. Оказывается, однако, что отношение A_{zz}/A можно найти независимым образом. Действительно, исключим с помощью (15.VII, VIII) b_x и b_y из (15.V, VI) и найдем разность полученных уравнений

$$(\chi_{yy}-\chi_{xx})\left\{\beta_1-\eta+\frac{\beta_1\eta\beta_4}{\beta_3\beta_5}-\frac{\nu\beta_5}{\beta_1 A}(\chi_{zz}-\chi_{yy})(\chi_{zz}-\chi_{xx})\right\}=0,$$

откуда, так как $\chi_{xx}\neq\chi_{yy}$ (иначе можно было считать $b_y=0$), используя I (15) легко находим

$$\frac{A_{zz}}{A}=-\frac{\beta_1}{\eta\beta_3\beta_5}\{(\beta_4-\beta_5)(\beta_4-\beta_3)+\beta_3\beta_5\},$$

что противоречит системе уравнений (14), (17), (18).

Пусть теперь $b_x=b_y=0$, $b_z\neq 0$. Тогда zz-компоненты уравнений I, II (10) имеют вид

$$(\beta_2\chi-\tau)\chi_{zz}+\beta_1AA_{zz}+\beta_3A_{zz}^2+(\beta_4+\beta_5)\chi_{zz}=0,$$
$$(\beta_2\chi-\tau)A_{zz}+\beta_1A\chi_{zz}+2\gamma\chi_{zz}A_{zz}=0.$$

Складывая и вычитая эти уравнения, получим

$$(\chi_{zz}\pm A_{zz})\{\beta_2\chi-\tau+(\beta_4+\beta_5)\chi_{zz}\pm(\beta_1A+\beta_3A_{zz})\}, \tag{19}$$

откуда имеем три случая:

$$\begin{aligned}
&1)\ \chi_{zz}=A_{zz}=0,\\
&2)\ \beta_2\chi-\tau+(\beta_4+\beta_5)\chi_{zz}=0,\quad \beta_1A+\beta_3A_{zz}=0,\\
&3)\ A_{zz}=\chi_{zz},\quad \beta_2\chi-\tau+(\beta_4+\beta_5)\chi_{zz}+\beta_1A+\beta_3A_{zz}=0
\end{aligned} \tag{20}$$

(заметим здесь, что случай $A_{zz}=-\chi_{zz}$, отличается от 3) лишь заменой $\psi\to\to i\psi$). При $b_z\neq 0$ xy-компонента уравнения IV (10) и z-компоненты уравнений V, VII (10) сводятся к следующим соотношениям:

$$\frac{\beta_5}{\beta_1A}\{\beta_2\chi-\tau+\gamma(\chi-\chi_{zz})\}(\chi_{xx}-\chi_{yy})=\mu(A_{xx}-A_{yy}),$$
$$\beta_2\chi-\tau+\beta_4(\chi-\chi_{zz})=\frac{\beta_3\beta_5}{\beta_1A}(A_{xx}-A_{yy})(\chi_{xx}-\chi_{yy}),$$
$$\beta_1A-\eta(A-A_{zz})=\frac{\nu\beta_5}{\beta_1A}(\chi_{xx}-\chi_{yy})^2.$$

Исключая отсюда $A_{xx}-A_{yy}$ и $\chi_{xx}-\chi_{yy}$, найдем

$$\beta_2\chi-\tau+\beta_4(\chi-\chi_{zz})=\frac{\beta_3\beta_5}{\mu\nu}\{\beta_2\chi-\tau+\gamma(\chi-\chi_{zz})\}\left\{1-\frac{\eta}{\beta_1}\left(1-\frac{A_{zz}}{A}\right)\right\}=0. \tag{21}$$

В случае 1) соотношений (20) из уравнения (21) получаем

$$\frac{\tau}{\chi}=\beta_2+\frac{\beta_1\{\beta_4(\beta_3+\beta_4+\beta_5)+2\beta_3\beta_5\}+\beta_3\beta_5(\beta_3+\beta_4+\beta_5)}{\beta_1(\beta_3+\beta_4+\beta_5)+2\beta_3\beta_5},$$

что соответствует решению, найденному Джонсом [8]. Следуя [7], будем называть это решение η-фазой.

В случае 2) (20), исключая из (21) χ_{zz} и A_{zz}/A, с помощью (20) 2) найдем

$$\frac{\tau}{\chi}=\beta_2+\left\{\beta_4-\frac{\beta_3\beta_5}{\mu\nu}\gamma\left(1-\frac{\eta}{\beta_1}-\frac{\eta}{\beta_3}\right)\right\}\cdot$$
$$\cdot\left\{1+\frac{\beta_4}{\beta_4+\beta_5}-\frac{\beta_3\beta_5}{\mu\nu}\left(1+\frac{\gamma}{\beta_4+\beta_5}\right)\left(1-\frac{\eta}{\beta_1}-\frac{\eta}{\beta_3}\right)\right\}^{-1}. \qquad (*)$$

Здесь и ниже значком (*) мы будем отмечать значения χ, не удовлетворяющие сформулированному выше критерию отбора.

Случай 3) (20) проще всего рассмотреть следующим образом. Введем действительные спиновые векторы $\mathbf{l}_i$ и $\mathbf{m}_i$, такие, что

$$\{\psi_{i\alpha}\}=\boldsymbol{\psi}_i=\mathbf{l}_i+i\mathbf{m}_i.$$

Тогда

$$\chi_{zz}=\mathbf{l}_z^2+\mathbf{m}_z^2, \quad A_{zz}=\mathbf{l}_z^2-\mathbf{m}_z^2$$

и из условия $\chi_{zz}=A_{zz}$ имеем $m_z=0$. Остальные условия приводят к следующим соотношениям

$$B_{xx}=2\mathbf{l}_x\mathbf{m}_x=0, \quad B_{yy}=2\mathbf{l}_y\mathbf{m}_y=0,$$
$$B_{yz}=\mathbf{l}_z\mathbf{m}_y=0, \quad B_{xz}=\mathbf{l}_z\mathbf{m}_x=0, \quad A_{xz}=\mathbf{l}_x\mathbf{l}_z=0, \quad A_{yz}=\mathbf{l}_y\mathbf{l}_z=0,$$
$$\chi_{xy}=\mathbf{l}_x\mathbf{l}_y+\mathbf{m}_x\mathbf{m}_y=0, \quad A_{xy}=\mathbf{l}_x\mathbf{l}_y-\mathbf{m}_x\mathbf{m}_y=0,$$

откуда следует, что $\mathbf{l}_z\perp\mathbf{l}_x\perp\mathbf{l}_y$ и $\mathbf{m}_x\|\mathbf{l}_y$, $\mathbf{m}_y\|\mathbf{l}_x$. В результате матрицу $\psi_{i\alpha}$ можно представить в виде

$$\chi^{1/2}\begin{pmatrix}\sin\omega\sin\alpha\sin\rho & -i\sin\omega\cos\alpha\sin\zeta & 0\\ i\sin\omega\cos\alpha\cos\zeta & \sin\omega\sin\alpha\cos\rho & 0\\ 0 & 0 & \cos\omega\end{pmatrix}. \qquad (22)$$

Зависящая от углов ω, α, ρ, ζ часть энергии (1) равна

$$\beta_1(\cos^2\omega-\sin^2\omega\cos 2\alpha)^2+\frac{\beta_4}{2}\sin^4\omega\sin^2 2\alpha+2\gamma\cos^4\omega+$$
$$+\gamma\sin^4\omega(\sin^4\alpha+\cos^4\alpha+\sin^4\alpha\cos^2 2\rho+\cos^4\alpha\cos^2 2\zeta)+$$
$$+\frac{\eta}{2}\sin^4\omega\sin^2 2\alpha\sin 2\rho\sin 2\zeta+\frac{\beta_5-\beta_3}{2}\sin^4\omega\sin^2 2\alpha\cos 2\rho\cos 2\zeta. \qquad (23)$$

Экстремумам выражения (23) по углам ρ, ζ соответствуют либо $\sin 2\rho=$ $=\sin 2\zeta=0$ и тогда при $b_z\neq 0$ получаем аксиально-планарную фазу [7], либо $\cos 2\rho=\cos 2\zeta=0$ и тогда получаем ζ-фазу [7] [2], либо, наконец,

$$\frac{\eta}{\gamma}\operatorname{ctg}^2\alpha\frac{\sin 2\zeta}{\sin 2\rho}+\frac{\beta_3-\beta_5}{\gamma}\operatorname{ctg}^2\alpha\frac{\cos 2\zeta}{\cos 2\rho}=1,$$
$$\frac{\eta}{\gamma}\operatorname{tg}^2\alpha\frac{\sin 2\rho}{\sin 2\zeta}+\frac{\beta_3-\beta_5}{\gamma}\operatorname{tg}^2\alpha\frac{\cos 2\rho}{\cos 2\zeta}=1,$$

[2] Отметим, что в формуле (57) [7] следует заменить $\cos^2\varphi\to\cos 2\varphi$.

откуда находим

$$\cos 2\rho=\pm\left(\frac{\operatorname{ctg}^4\alpha-x^2}{y^2-x^2}\right)^{1/2},\qquad \cos 2\zeta=\pm y\left(\frac{1-x^2\operatorname{tg}^4\alpha}{y^2-x^2}\right)^{1/2},$$

$$x=(2p)^{-1}\{1+p^2-s^2\pm[(1+p^2-s^2)^2-4p^2]^{1/2}\},\qquad y=s^{-1}(px-1),$$

$$p=\eta/\gamma,\quad s=(\beta_5-\beta_3)/\gamma.$$

При таких значениях углов ρ, ζ выражение (23) равно

$$\beta_1(\cos^2\omega-\sin^2\omega\cos 2\alpha)^2+\frac{\beta_4}{2}\sin^4\omega\sin^2 2\alpha+$$

$$+2\gamma\cos^4\omega+\sin^4\omega\left(\frac{1+\cos^2 2\alpha}{4}C\pm\frac{\cos 2\alpha}{2}D\right),\tag{24}$$

где

$$C=2\beta_4+4\beta_3\beta_5/\gamma,\quad D=4\{\beta_3\beta_5[\beta_4{}^2-(\beta_3-\beta_5)^2]\}^{1/2}/\gamma.$$

Экстремуму выражения (24) по углу α соответствует

$$\cos 2\alpha=(4\beta_1\operatorname{ctg}^2\omega\pm D)/(2\beta_4-4\beta_1-C).\tag{25}$$

Наконец, варьируя по ω, имеем три решения: 1) $\cos\omega=0\to\eta$-фаза [8] и 2), 3)

$$\cos 2\omega=-2(2\beta_1\gamma+\beta_3\beta_5)\{\beta_1(C+4\gamma\pm D)+6\beta_3\beta_5\}^{-1}.\tag{26}$$

Величина χ при этом определяется выражением

$$\frac{\tau}{\chi}=\beta_2+\frac{\beta_1{}^2\gamma(\beta_4{}^2-4\beta_4\gamma-4\beta_3\beta_5)+\beta_1\beta_3\beta_5(8\gamma^2+6\beta_4\gamma+12\beta_3\beta_5)+8\beta_3{}^2\beta_5{}^2\gamma}{2(\beta_1\gamma+\beta_3\beta_5)\{\beta_1(2\beta_4\gamma+4\beta_3\beta_5\pm\gamma D)+6\gamma\beta_3\beta_5\}}.\tag{27}$$

Найденные решения (27) отличаются друг от друга лишь количественно, обозначим их Θ^+- и Θ^--фазами.

При $b_z=0$ из условия $\chi_{ik}=A_{ik}=0$ $(i\neq k)$, $B_{ik}=0$ и $b_i=0$ следует, что все спиновые векторы $\mathbf{l}_i$ и $\mathbf{m}_i$ взаимно перпендикулярны, поэтому их может быть не более трех. В результате возможны три вида матрицы $\psi_{i\alpha}$

$$\begin{pmatrix}\sin\theta\sin\varphi & 0 & 0\\ 0 & \sin\theta\cos\varphi & 0\\ 0 & 0 & \cos\theta\end{pmatrix},\quad \begin{pmatrix}\sin\theta\sin\varphi & 0 & 0\\ 0 & \sin\theta\cos\varphi & 0\\ 0 & 0 & i\cos\theta\end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix}\cos\theta & 0 & 0\\ 0 & \sin\theta\sin\varphi & i\sin\theta\cos\varphi\\ 0 & 0 & 0\end{pmatrix}\tag{28}$$

В первом случае находим полярную, планарную и B-фазу; во-втором — новую ι-фазу

$$\varphi=\frac{\pi}{4},\qquad \operatorname{tg}^2\theta=2\frac{\beta_1+\gamma}{2\beta_1+\gamma},\qquad \frac{\tau}{\chi}=\beta_2+\gamma\frac{3\beta_1+2\gamma}{4\beta_1+3\gamma}.\tag{29}$$

Наконец, в последнем случае — δ-фазу [6].

Пусть теперь $A=0$. Из уравнения II (10) получаем

$$(\chi_{xx}-\chi_{yy})b_z=(\chi_{yy}-\chi_{zz})b_x=(\chi_{xx}-\chi_{zz})b_y=0,$$

поэтому либо $b_z\neq0$, $b_x=b_y=0$ и $\chi_{xx}=\chi_{yy}$; либо $\mathbf{b}=0$. В первом случае из z-компонент уравнений VI, VII (10) следует $B_{zz}=A_{zz}=0$, поэтому (так как $B=A=0$) $B_{xx}=-B_{yy}$ и $A_{xx}=-A_{yy}$. Воспользовавшись свободой поворота вокруг оси z $(\chi_{xx}=\chi_{yy})$, положим $B_{xy}=0$, тогда из xy-компоненты уравнения IV (10) следует $A_{xx}=A_{yy}$, а так как $A_{xx}=-A_{yy}$, то $A_{xx}=A_{yy}=0$. Складывая и вычитая уравнения III_{xy} и IV_{xx}, III_{xz} и IV_{yz}, III_{yz} и IV_{xz}, VI_x и

VII_y, VI_y и VII_x системы (10), получим

$$(\beta_2\chi-\tau+2\gamma\chi_{xx}\pm2\mu b_z)(A_{xy}\pm B_{xx})=0,$$
$$(|A_{xz}\pm B_{yz}|+|A_{yz}\mp B_{xz}|)(|\beta_2\chi-\tau+\gamma(\chi_{xx}+\chi_{zz})\mp\mu b_z|+|\nu(\chi_{zz}-\chi_{xx})\pm\eta b_z|)=0. \quad (30)$$

Отсюда имеем ($b_z\neq0$) 4 случая:

1) $A_{xy}=B_{xx}=A_{xz}=A_{yz}=B_{xz}=B_{yz}=0$,
2) $A_{xy}=B_{xx}=0$, $A_{xz}=B_{yz}\neq0$, $A_{yz}=-B_{xz}\neq0$,
3) $A_{xy}=B_{xx}\neq0$, $A_{yz}=B_{xz}=A_{xz}=B_{yz}=0$,
4) $A_{xy}=B_{xy}\neq0$, $A_{xz}=B_{yz}\neq0$, $A_{yz}=-B_{xz}\neq0$.

В последнем случае система (30) сводится к трем несовместимым с условием $b_z\neq0$ уравнениям

$$\beta_2\chi-\tau+2\gamma\chi_{xx}+2\mu b_z=0,$$
$$\beta_2\chi-\tau+\gamma(\chi_{xx}+\chi_{zz})-\mu b_z=0, \quad \nu(\chi_{zz}-\chi_{xx})+\eta b_z=0.$$

Вычитая из первого уравнения второе, получим

$$\gamma(\chi_{xx}-\chi_{zz})+3\mu b_z=0,$$

что вместе с третьим уравнением дает $b_z=0$.

В случае 1) $A_{ik}=B_{ik}=0$ из уравнений I_{zz} и V_z (10) $(\beta_2\chi-\tau+\beta_4+\beta_5)\cdot\chi_{zz}=0$, $\beta_2\chi-\tau+\beta_4(\chi-\chi_{zz})=0$ легко находим два решения: γ-фазу (при $\chi_{zz}=0$) и

$$\tau/\chi=\beta_2+\beta_4(\beta_4+\beta_5)/(2\beta_4+\beta_5). \quad (*)$$

В случае 2) $A_{xy}=B_{xx}=0$, $A_{xz}=B_{yz}$, $A_{yz}=-B_{xz}$. Пользуясь свободой поворота вокруг оси z, положим $A_{yz}=0$. Выпишем уравнения I_{xx}, IV_{yz}, V_z, VII_x (10)

$$\begin{aligned} &\mathrm{I}\ \ (\beta_2\chi-\tau)\chi_{xx}+\beta_3B_{yz}^2+(\beta_4+\beta_5)\chi_{xx}^2+(\beta_4-\beta_5)b_z^2=0,\\ &\mathrm{II}\ \ \beta_2\chi-\tau+\gamma(\chi_{xx}+\chi_{zz})-\mu b_z=0,\\ &\mathrm{III}\ \ (\beta_2\chi-\tau+2\beta_4\chi_{xx})b_z-\beta_3B_{yz}^2=0,\\ &\mathrm{IV}\ \ \nu(\chi_{zz}-\chi_{yy})+\eta b_z=0. \end{aligned} \quad (31)$$

Складывая уравнения I и II системы (31), получим

$$(\chi_{xx}+b_z)\{\beta_2\chi-\tau+(\beta_4+\beta_5)\chi_{xx}+(\beta_4-\beta_5)b_z\}=0, \quad (32)$$

после чего легко находим два решения системы (31)

$$1)\ \ \frac{\tau}{\chi}=\beta_2+(\beta_4^2+\beta_4\beta_5-\beta_3^2)/(2\beta_4+\beta_5-2B_3), \quad (33)$$

$$2)\ \ \tau/\chi=\beta_2+(\eta\gamma^2+3\eta\gamma\nu+3\mu\nu\gamma+\nu^2\mu)/2(\eta\gamma+3\mu\nu+2\eta\nu), \quad (*)$$

В случае 3) $A_{yz}=B_{xz}=A_{xz}=B_{yz}=0$, $A_{xy}=B_{xx}\neq0$ и

$$\beta_2\chi-\tau+2\gamma\chi_{xx}+2\mu b_z=0 \quad (34а)$$

(см. 30), неиспользованные уравнения системы (10) сводятся к следующим (I_{xx}, I_{zz}, V_{zz}):

$$\begin{aligned} &(\beta_2\chi-\tau)\chi_{xx}+2\beta_3B_{xx}^2+(\beta_4+\beta_5)\chi_{xx}^2+(\beta_4-\beta_5)b_z^2=0,\\ &\chi_{zz}\{\beta_2\chi-\tau+(\beta_4+\beta_5)\chi_{zz}\}=0,\\ &\{\beta_2\chi-\tau+\beta_4(\chi-\chi_{zz})\}b_z+2\beta_3B_{xx}^2=0. \end{aligned} \quad (34б)$$

Вычитая из первого уравнения последнее, получим

$$(\chi_{xx}-b_z)[\beta_2\chi-\tau+(\beta_4+\beta_5)\chi_{xx}+(\beta_5-\beta_4)b_z]=0.$$

В соответствии с этим уравнением и вторым уравнением системы (34б) легко находим четыре решения системы (34):

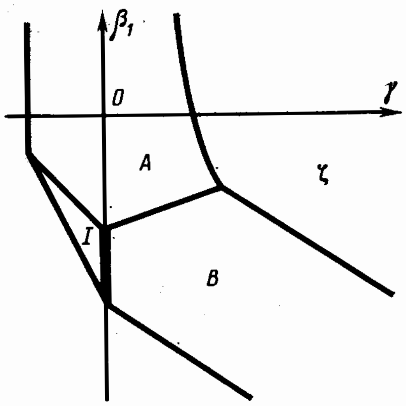
1) A-фазу,

2) ε-фазу [7],

$$3)\quad \tau/\chi=\beta_2+(\beta_4^2+\beta_4\beta_3-\beta_5^2)/(2\beta_4+\beta_3-2\beta_5), \tag{35}$$

$$4)\quad \frac{\tau}{\chi}=\beta_2+\frac{(\beta_4+\beta_5)(\beta_3\beta_4+\beta_4^2-\beta_5^2)}{2\beta_3\beta_4-\beta_3\beta_5+3\beta_4^2-3\beta_5^2}. \qquad (*)$$

Замечаем, что выражение (35) и найденное ранее (33) переходят друг в друга при замене $\beta_3\rightleftarrows\beta_5$. Согласно сформулированному выше правилу отбора эти решения могут быть решениями системы (2). Пользуясь ограничениями на свертки по спиновым индексам, в этих случаях можно установить вид матрицы $\psi_{i\alpha}$. Так, для решения (33) имеем



$$\chi^{1/2}\begin{pmatrix}\sin\theta & -i\sin\theta & 0\\ i\sin\theta & \sin\theta & 0\\ \cos\theta & i\cos\theta & 0\end{pmatrix}. \tag{36а}$$

Эта матрица действительно является решением системы (2) при

$$\operatorname{tg}^2\theta=(\beta_4+\beta_5-\beta_3)/2(\beta_4-\beta_3). \tag{36б}$$

Обозначим его $\varkappa$-фазой, а решение, получаемое из него при замене $\beta_3\rightleftarrows\beta_5$ и перестановке спиновых и орбитальных индексов — λ-фазой.

Рассмотрим наконец последний случай $A=0$, $\mathbf{b}=0$. Уравнения III, IV, VI, VII (10) можно записать тогда в виде следующих соотношений:

$$\begin{gathered}(|\beta_2\chi-\tau+\gamma(\chi_{xx}+\chi_{yy})|+|\chi_{xx}-\chi_{yy}|)(|A_{xy}|+|B_{xy}|)=0,\\ |\beta_2\chi-\tau+2\gamma\chi_{xx}|(|A_{xx}|+|B_{xx}|)=0,\end{gathered} \tag{37}$$

остальные получаются отсюда при циклической перестановке $x\to y\to z$. При $A=0$ имеются три случая

$$\begin{gathered}1)\ A_{ik}=B_{ik}=0,\\ 2)\ \chi_{xx}=\chi_{yy},\ \ A_{zi}=B_{zi}=0,\ \ \beta_2\chi-\tau+2\gamma\chi_{xx}=0,\\ 3)\ \chi_{xx}=\chi_{yy}=\chi_{zz},\ \ \tau\chi^{-1}=\beta_2+2\gamma/3 \text{ — это } \alpha\text{-фаза [7]}.\end{gathered} \tag{38}$$

В случае 1) из уравнений I (10):

$$\begin{gathered}\chi_{xx}\{\beta_2\chi-\tau+(\beta_4+\beta_5)\chi_{xx}\}=\\ =\chi_{yy}\{\beta_2\chi-\tau+(\beta_4+\beta_5)\chi_{yy})=\chi_{zz}\{\beta_2\chi-\tau+(\beta_4+\beta_5)\chi_{zz}\}=0\end{gathered}$$

находим β-фазу [7] и два лишних решения:

$$\tau/\chi=\beta_2+(\beta_4+\beta_5)/2,\quad \tau/\chi=\beta_2+(\beta_4+\beta_5)/3. \qquad (*)$$

В случае 2) из уравнения (38) и zz-компоненты I (10)

$$\chi_{zz}\{\beta_2\chi-\tau+(\beta_4+\beta_5)\chi_{zz}\}=0$$

находим биполярную фазу [6] и

$$\tau/\chi=\beta_2+2\gamma(\beta_4+\beta_5)/(2\gamma+\beta_4+\beta_5). \qquad (*)$$

Нетрудно убедиться, что среди решений, помеченных (*), нет партнеров, переходящих друг в друга при замене $\beta_3\rightleftarrows\beta_5$.

Таким образом, имеются 18 экстремумов энергии (1). Отметим, что одно из пяти (Θ^+, Θ^-, ι, $\varkappa$, λ) новых решений — $\varkappa$-фаза (см. (36 а, б) и (33)) при значениях $\beta_1=0{,}373$; $\beta_3=0{,}02$; $\beta_4=0{,}433$ и $\beta_5=0{,}677$, указанных Бартоном и Муром в конце статьи [7], обладает наименьшей энергией.

Величина τ/χ (33) при этом равна $\beta_2+0{,}3195$; у ближайшей по энергии ζ-фазы $\tau/\chi=\beta_2+0{,}3201$.

Поскольку нам известны теперь все решения уравнений равновесия (2), можно построить фазовую диаграмму в пространстве параметров β_1, β_2, β_3, β_4, β_5. Удобно представлять фазовую диаграмму на плоскости (β_1, γ) при различных значениях параметров β_2, β_4, $\beta_3-\beta_5$. Приведем для примера диаграмму для случая возможности сосуществования A- и B-фаз (см. рисунок). В области ниже и слева члены четвертого по ψ порядка в энергии не составляют положительно определенной формы. Фаза I — полярная фаза; четвертая фаза на рисунке — фаза ζ [7].

Отметим, что в аналогичной задаче о фазах при p-спаривании в двумерном случае, когда у ψ-функции $\psi_{i\alpha}$ орбитальный индекс принимает только два значения (x, y), а энергия имеет тот же вид (1), решения очевидным образом совпадают с теми трехмерными, у которых в матрице отсутствуют ненулевые компоненты в одной «орбитальной» строчке. Всего таких решений девять: планарная, полярная, биполярная, A, β, γ, δ, η и λ-фазы.

2. Для исследования устойчивости решений необходимо найти область положительной определенности добавки F_2 к энергии, квадратичной по произвольным малым отклонениям $\xi_{i\alpha}$ ψ-функции от решения

$$\begin{aligned}
F_2 = {} & -\tau\xi_{i\alpha}\xi_{i\alpha}^* + \frac{\beta_1}{2}(\psi_{i\alpha}\psi_{i\alpha}\xi_{j\beta}^*\xi_{j\beta}^* + 4\psi_{i\alpha}\xi_{i\alpha}\psi_{j\beta}^*\xi_{j\beta}^* + \xi_{i\alpha}\xi_{i\alpha}\psi_{j\beta}^*\psi_{j\beta}^*) + \\
& + \frac{\beta_2}{2}(2\psi_{i\alpha}\psi_{i\alpha}^*\xi_{j\beta}\xi_{j\beta}^* + \psi_{i\alpha}\xi_{i\alpha}^*\psi_{j\beta}\xi_{j\beta}^* + \xi_{i\alpha}\psi_{i\alpha}^*\xi_{j\beta}\psi_{j\beta}^* + 2\psi_{i\alpha}\xi_{i\alpha}^*\xi_{j\beta}\psi_{j\beta}^*) + \\
& + \frac{\beta_3}{2}(2\psi_{i\alpha}\psi_{i\beta}^*\xi_{j\alpha}\xi_{j\beta}^* + \xi_{i\alpha}\psi_{i\beta}^*\xi_{j\alpha}\psi_{j\beta}^* + \psi_{i\alpha}\xi_{i\beta}^*\psi_{j\alpha}\xi_{j\beta}^* + 2\psi_{i\alpha}\xi_{i\beta}^*\xi_{j\alpha}\psi_{j\beta}^*) + \\
& + \frac{\beta_4}{2}(2\psi_{i\alpha}\psi_{i\beta}^*\xi_{j\alpha}^*\xi_{j\beta} + 2\psi_{i\alpha}\xi_{i\beta}^*\psi_{j\alpha}^*\xi_{j\beta} + \psi_{i\alpha}\xi_{i\beta}^*\xi_{j\alpha}^*\psi_{j\beta} + \xi_{i\alpha}\psi_{i\beta}^*\psi_{j\alpha}^*\xi_{j\beta}) + \\
& + \frac{\beta_5}{2}(\psi_{i\alpha}\psi_{i\beta}\xi_{j\alpha}^*\xi_{j\beta}^* + \xi_{i\alpha}\xi_{i\beta}\psi_{j\alpha}^*\psi_{j\beta}^* + 2\psi_{i\alpha}\xi_{i\beta}\xi_{j\alpha}^*\psi_{j\beta}^* + 2\psi_{i\alpha}\xi_{i\beta}\psi_{j\alpha}^*\xi_{j\beta}^*).
\end{aligned} \tag{39}$$

Здесь $\psi_{i\alpha}$ — решение уравнений (2). Например, для B-фазы

$$\psi_{i\alpha}=(\chi/3)^{1/2}\delta_{i\alpha}, \quad \chi=\tau(\beta_1+\beta_2+2\gamma/3)^{-1/2}$$

представим отклонение $\xi_{i\alpha}$ в виде

$$\xi_{i\alpha}=\omega_{i\alpha}+i\varepsilon_{i\alpha}+e_{i\alpha j}(\mu_j+i\nu_j),$$

где $\omega_{i\alpha}$, $\varepsilon_{i\alpha}$ — симметричные действительные тензоры, μ_j, ν_j — действительные векторы. Тогда квадратичная форма (39) равна

$$\frac{4}{3}\chi\gamma\left(\omega_{i\alpha}-\frac{\omega}{3}\delta_{i\alpha}\right)^2+\frac{2}{3}\frac{\tau}{\chi}\omega^2-2\chi\beta_1\left(\varepsilon_{ik}-\frac{\varepsilon}{3}\delta_{ik}\right)^2+\frac{2}{3}(2\beta_4-2\gamma-3\beta_1)\nu_i^2, \tag{40}$$

где $\omega=\omega_{ii}$, $\varepsilon=\varepsilon_{ii}$. Энергия (14) не зависит от следа тензора ε_{ik} и от вектора μ_i, так как эти величины, очевидно, задают в B-фазе изменение ψ-функции при малом калибровочном преобразовании ($\propto\varepsilon$) и малых поворотах ($\propto\mu_i$) спинового либо орбитального пространств. Условия устойчивости B-фазы, следующие из (40), совпадают с необходимыми условиями устойчивости, найденными Джонсом [8]. В A-фазе получим $\beta_3<0$, $\beta_3+\beta_4-\beta_5<0$, $\beta_1+\beta_5>0$, $\beta_2+\beta_3+\beta_4>0$.

В работе [8] сделано неверное утверждение, что решение, соответствующее α-фазе [7], неустойчиво. Точные условия устойчивости сводятся к следующим неравенствам:

$$\beta_1>0,\ \gamma>0,\ \gamma+3\beta_2>0,\ \beta_4>(\beta_3^2+\beta_5^2-\beta_3\beta_5)^{1/2}.$$

Отметим, что исследование устойчивости заметно упрощается, если исключить из произвольных отклонений $\xi_{i\alpha}$, движения

$$\xi_{i\alpha}=i\psi_{i\alpha}\delta\varphi+\psi_{j\alpha}e_{ijk}\delta\theta_k+\psi_{i\beta}e_{\alpha\beta\gamma}\delta\omega_\gamma,$$

сводящиеся к малым калибровочным преобразованиям и поворотам орбитального и спинового пространств.

Обратим внимание, наконец, на одно интересное обстоятельство. На полной фазовой диаграмме имеются два типа соседства между фазами. Во-первых, это линии (типа границы между A- и B-фазами), которые являются нормальными переходами первого рода и соответствуют обычной бикритической точке на $(P,\ T)$ диаграмме. Во-вторых, — необычные линии типа границы между B-фазой и полярной фазой. Как это видно из (14), B-фаза теряет устойчивость на этой линии ($\gamma=0$). С другой стороны, нетрудно убедиться, что условия устойчивости полярной фазы есть $\beta_1+\beta_2+\gamma>0$, $\beta_1+\beta_5<0$, $\beta_1+\beta_3<0$, $2\beta_1+\gamma<0$ и $\gamma<0$, т. е. она также становится неустойчивой при $\gamma=0$. Поскольку матрицы, задающие оба решения, имеют вид

$$\begin{pmatrix}1&0&0\\0&0&0\\0&0&0\end{pmatrix},\quad \begin{pmatrix}1&0&0\\0&1&0\\0&0&1\end{pmatrix},$$

ясно, что рассматриваемый переход не может быть переходом второго рода. При $\gamma=0$ с энергией этих фаз сравниваются энергии планарной фазы, ζ-фазы [7] и решения, найденного Джонсом [8]. Все эти решения сводятся при $\gamma=0$ к вещественным диагональным матрицам. Легко тогда убедиться, что при $\gamma=0$ имеется вырожденное решение вида

$$\begin{pmatrix}\sin\theta\sin\varphi&0&0\\0&\sin\theta\cos\varphi&0\\0&0&\cos\theta\end{pmatrix}$$

с произвольными θ, φ. Ситуация таким образом полностью аналогична ориентационным переходам в магнетиках.

Автор благодарен Г. Е. Воловику за полезную критику первоначального варианта статьи.

Литература

1. *Mermin N. D., Stare C.* // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. P. 1135.
2. *Brinkman W. F., Anderson P. W.* // Phys. Rev. A. 1973. V. 8. P. 2732.
3. *Anderson P. W., Morel P.* // Phys. Rev. 1961. V. 123. P. 1911.
4. *Вдовин Ю. А.* // Применение методов квантовой теории поля к задаче многих тел. М.: Госатомиздат, 1963. С. 94.
5. *Balian R., Werthamer N. R.* // Phys. Rev., 1963. V. 131. P. 1553.
6. *Mermin N. D., Stare C.* Preprint. Cornell University, 1974.
7. *Barton G., Moore M. A.* // J. Phys. 1974. V. 7. P. 4220.
8. *Jones R. B.* // J. Phys. C. 1977. V. 10. P. 657.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5.VI.1986;

после переработки
15.I.1987

ON THE THEORY OF PHASE TRANSITION OF He^3 TO THE SUPERFLUID STATE

V. I. Marchenko

All extrema of the Landau energy in the phase transition of He^3 to the superfluid state are found.