

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

Н 379

P17-87-727

Нгуен Ван Хьеу, Ха Вин Тан*,
Нгуен Тоан Тханг*, Нгуен Ли Вьет*

**К ВОПРОСУ О СПАРИВАНИИ ЭЛЕКТРОНОВ
В СВЕРХПРОВОДНИКАХ**

*Институт теоретической физики, Ханой, СРВ

1. ВВЕДЕНИЕ

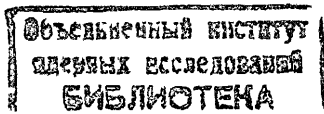
В теории сверхпроводимости широко известен метод самосогласованного поля Н.Н.Боголюбова /1/, который не только позволял изящно определить основное состояние сверхпроводящей электронной жидкости и энергетический спектр ее квазичастиц, но и создал адекватный математический аппарат для исследования физических процессов в сверхпроводниках.

Началом развития микроскопической теории сверхпроводимости было обнаружение образования связанного состояния двух электронов вблизи поверхности Ферми - пар Купера - в результате некоторого эффективного притяжения между электронами, причем в случае фононного механизма эффективное взаимодействие электронов не зависит от их спиновых состояний и пары Купера образуются в синглетном состоянии - синглетное спаривание /2/. При других нефононных механизмах электронно-электронного взаимодействия /3-6/ в силу спиновой зависимости эффективного потенциала возможно и триплетное спаривание - образование пар Купера в триплетном состоянии, интерес к которому возрос после обнаружения сверхпроводящих тяжелых фермионов /7-9/. В последнее время эта проблема стала еще более актуальной в связи с развитием теории высокотемпературной сверхпроводимости /10-20/.

В настоящей работе мы применяем метод самосогласованного поля Н.Н.Боголюбова к изучению сверхпроводящего спаривания электронов в изотропной электронной жидкости с зависимостью от спина эффективным электронно-электронным взаимодействием общего вида. Мы покажем, что в соответствующем приближении основное состояние /вакуум/ сверхпроводящей электронной жидкости представляет собой конденсат пар Купера двух сортов с двумя различными энергетическими щелями. Выведем также систему уравнений для определения этих энергетических щелей.

2. ЭФФЕКТИВНЫЙ ГАМИЛЬТОНИАН

Имея в виду спиновую зависимость эффективного потенциала взаимодействия электронов, мы запишем гамильтониан многоэлектронной системы в виде



$$H = \int \psi_a^+(\vec{r}) \left[-\frac{\nabla^2}{2m} - E_F \right] \psi_a(\vec{r}) d^3r + \frac{1}{2} \int \tilde{V}_{\alpha\beta\gamma\lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4) \psi_a^+(\vec{r}_1) \psi_\beta^+(\vec{r}_2) \psi_\lambda(\vec{r}_4) \psi_\gamma(\vec{r}_3) d^3r_1 d^3r_2 d^3r_3 d^3r_4, \quad /1/$$

где m - масса электрона, E_F - энергия Ферми, $\alpha, \beta, \gamma, \lambda$ - спиновые индексы. Поскольку гамильтониан /1/ эрмитов, эффективный потенциал взаимодействия должен удовлетворять условию $\tilde{V}_{\alpha\beta\gamma\lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4) = \tilde{V}_{\gamma\lambda\alpha\beta}(\vec{r}_3, \vec{r}_4, \vec{r}_1, \vec{r}_2)$.

Кроме того, в силу трансляционной инвариантности компоненты тензора потенциала явно зависят лишь от разностей координат $\vec{r}_1 - \vec{r}_2, \vec{r}_1 - \vec{r}_3, \vec{r}_1 - \vec{r}_4$. Вследствие конденсации пар Купера в вакууме рассматриваемой сверхпроводящей электронной жидкости отличны от нуля вакуумные средние

$$\bar{F}_{\alpha\beta}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = \langle 0 | \psi_a^+(\vec{r}_1) \psi_\beta^+(\vec{r}_2) | 0 \rangle. \quad /2/$$

Следуя Н.Н.Боголюбову, производим замену

$$\psi_a^+(\vec{r}_1) \psi_\beta^+(\vec{r}_2) \psi_\lambda(\vec{r}_4) \psi_\gamma(\vec{r}_3) \rightarrow \bar{F}_{\alpha\beta}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \psi_\lambda(\vec{r}_4) \psi_\gamma(\vec{r}_3) + \psi_a^+(\vec{r}_1) \psi_\beta^+(\vec{r}_2) \bar{F}_{\gamma\lambda}(\vec{r}_3 - \vec{r}_4)^*.$$

Мы имеем тогда следующий приближенный эффективный гамильтониан:

$$H_{eff} = \int \psi_a^+(\vec{r}) \left[-\frac{\nabla^2}{2m} - E_F \right] \psi_a(\vec{r}) d^3r + \frac{1}{2} \int [\bar{\Delta}_{\alpha\beta}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \psi_a^+(\vec{r}_1) \psi_\beta^+(\vec{r}_2) + \bar{\Delta}_{\alpha\beta}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^* \psi_\beta(\vec{r}_2) \psi_a(\vec{r}_1)] d^3r_1 d^3r_2, \quad /3/$$

где

$$\bar{\Delta}_{\alpha\beta}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = \int \tilde{V}_{\alpha\beta\gamma\lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4) \bar{F}_{\gamma\lambda}(\vec{r}_3 - \vec{r}_4)^* d^3r_3 d^3r_4. \quad /4/$$

Переходим затем к импульсному представлению

$$\psi_a(\vec{r}) = \sum_{\vec{k}} e^{i\vec{k}\vec{r}} a_a(\vec{k}),$$

$$\bar{\Delta}_{\alpha\beta}(\vec{r}) = \sum_{\vec{k}} e^{i\vec{k}\vec{r}} \Delta_{\alpha\beta}(\vec{k})$$

и получим

$$H_{eff} = \sum_{\vec{k}} [\xi(\vec{k}) a_a^+(\vec{k}) a_a(\vec{k}) + \frac{1}{2} \Delta_{\alpha\beta}(\vec{k}) a_a^+(\vec{k}) a_\beta^+(-\vec{k}) +$$

$$+ \frac{i}{2} \Delta_{\alpha\beta}(\vec{k}) a_\beta(-\vec{k}) a_a(\vec{k})], \quad /5/$$

$$\xi(\vec{k}) = \frac{k^2}{2m} - E_F. \quad /6/$$

В изотропной электронной жидкости спинор второго ранга $\Delta_{\alpha\beta}(\vec{k})$ имеет общий вид:

$$\Delta_{\alpha\beta}(\vec{k}) = \epsilon_{\alpha\beta} \Delta_S(\vec{k}) + \frac{i}{k} (\sigma_2 \vec{\sigma} \vec{k})_{\alpha\beta} \Delta_T(\vec{k}), \quad /7/$$

где $\epsilon_{\alpha\beta}$ - инвариантный антисимметричный спинор второго ранга, σ_i - матрицы Паули, а $\Delta_S(\vec{k})$ и $\Delta_T(\vec{k})$ - четные функции от вектора \vec{k} . Будем выбирать фазы так, чтобы эти функции были вещественными.

В эффективном гамильтониане /5/ содержатся операторы уничтожения $a_a(\vec{k})$ и рождения $a_a^+(\vec{k})$ для электрона с определенными импульсом и проекцией спина на координатной оси Oz. Вместо них введем операторы уничтожения $b_a(\vec{k})$ и рождения $b_a^+(\vec{k})$ для электрона с определенными импульсом и спиральностью /проекцией спина на импульсе/. Они связаны между собой следующим образом:

$$a_a^+(\vec{k}) = U_{\alpha\beta}(\vec{k}) b_\beta^+(\vec{k}), \quad /8/$$

где $U_{\alpha\beta}(\vec{k})$ - матричные элементы вращения, в котором направление вектора \vec{k} переходит в направление координатной оси Oz. Оператор $b_1^+(\vec{k})$ рождает электрон с импульсом \vec{k} и спиральностью $+1/2$, а $b_2^+(\vec{k})$ - спиральностью $-1/2$. Пользуясь соотношениями

$$U_{\alpha\gamma}(\vec{k}) U_{\beta\lambda}(\vec{k}) \epsilon_{\alpha\beta} = \epsilon_{\gamma\lambda}, \quad /9/$$

$$U_{\alpha\gamma}(\vec{k}) U_{\beta\lambda}(\vec{k}) (\sigma_2 \vec{\sigma} \vec{k})_{\alpha\beta} = k (\sigma_2 \sigma_3)_{\gamma\lambda},$$

мы получим

$$H_{eff} = \sum_{a=1,2} \sum_{\vec{k}} \{ \xi(\vec{k}) b_a^+(\vec{k}) b_a(\vec{k}) + \frac{1}{2} \Delta_a(\vec{k}) [b_a^+(\vec{k}) b_a^+(-\vec{k}) + b_a(-\vec{k}) b_a(\vec{k})] \}, \quad /10/$$

где

$$\Delta_1(\vec{k}) = \Delta_S(\vec{k}) + \Delta_T(\vec{k}), \quad \Delta_2(\vec{k}) = \Delta_S(\vec{k}) - \Delta_T(\vec{k}). \quad /11/$$

Гамильтониан /10/ легко привести к диагональному виду посредством преобразования Боголюбова:

$$b_a(\vec{k}) = u_a(\vec{k}) \gamma_a(\vec{k}) + v_a(\vec{k}) \gamma_a^+(-\vec{k}), \quad a = 1, 2, \quad /12/$$

$$u_a(-\vec{k}) = u_a(\vec{k}), \quad v_a(-\vec{k}) = -v_a(\vec{k}), \quad /13a/$$

$$u_a(\vec{k})^2 + v_a(\vec{k})^2 = 1. \quad /13б/$$

Мы получим

$$H_{\text{eff}} = \sum_{a=1,2} \sum_{\vec{k}} \epsilon_a(\vec{k}) \gamma_a^+(\vec{k}) \gamma_a(\vec{k}), \quad /14/$$

$$\epsilon_a(\vec{k}) = [\xi(\vec{k})^2 + \Delta_a(\vec{k})^2]^{1/2}, \quad a = 1, 2. \quad /15/$$

Коэффициенты преобразования, удовлетворяющие условиям /13а/ и /13б/, определяются соотношениями

$$u_a(\vec{k})^2 = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\xi(\vec{k})}{\epsilon_a(\vec{k})} \right], \quad /16a/$$

$$v_a(\vec{k})^2 = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\xi(\vec{k})}{\epsilon_a(\vec{k})} \right]. \quad /16б/$$

Таким образом, в рассматриваемом приближении основное состояние /вакуум/ сверхпроводящей электронной жидкости является конденсатом двух сортов пар Купера с двумя различными энергетическими щелями $\Delta_a(\vec{k})$, $a = 1, 2$, причем пары Купера каждого сорта содержат лишь электроны с одной заданной спиральностью: +1/2 или -1/2. Иначе говоря, электроны с одной и той же спиральностью спариваются.

3. УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЩЕЛЕЙ

Для дальнейшего исследования энергетических щелей мы перепишем соотношение /4/ в импульсном представлении:

$$\Delta_{a\beta}(\vec{k}) = \sum_{\vec{\ell}} V_{a\beta\gamma\lambda}(\vec{k}, -\vec{k}, -\vec{\ell}, \vec{\ell}) F_{\gamma\lambda}(\vec{\ell})^*, \quad /17/$$

где $V_{a\beta\gamma\lambda}(\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_3, \vec{k}_4)$ представляет собой фурье-компоненту эффективного потенциала взаимодействия в гамильтониане /1/, а $F_{a\beta}(\vec{k})$ - аномальная функция Грина /2/ в импульсном представлении:

$$F_{a\beta}(\vec{k}) = \langle 0 | a_a^+(-\vec{k}) a_\beta(\vec{k}) | 0 \rangle. \quad /18/$$

В изотропной сверхпроводящей электронной жидкости спинор второго ранга $F_{a\beta}(\vec{k})$ имеет общий вид:

$$F_{a\beta}(\vec{k}) = \epsilon_{a\beta} F_S(\vec{k}) - \frac{i}{k} (\vec{\sigma} \vec{k} \sigma_2)_{a\beta} F_T(\vec{k}), \quad /19/$$

где $F_S(\vec{k})$ и $F_T(\vec{k})$ - четные функции от вектора \vec{k} , которые можно считать вещественными, а эффективный потенциал взаимодействия всегда можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} V_{a\beta\gamma\lambda}(\vec{k}, -\vec{k}, -\vec{\ell}, \vec{\ell}) = & A(\vec{k}, \vec{\ell}) \epsilon_{a\beta} \epsilon_{\gamma\lambda} + B(\vec{k}, \vec{\ell}) (\sigma_2 \vec{\sigma} \vec{k})_{a\beta} (\vec{\sigma} \vec{k} \sigma_2)_{\gamma\lambda} + \\ & + C(\vec{k}, \vec{\ell}) (\sigma_2 \vec{\sigma} \vec{k})_{a\beta} (\vec{\sigma} \vec{\ell} \sigma_2)_{\gamma\lambda} + D(\vec{k}, \vec{\ell}) (\sigma_2 \vec{\sigma} \vec{\ell})_{a\beta} (\vec{\sigma} \vec{k} \sigma_2)_{\gamma\lambda} + \\ & + E(\vec{k}, \vec{\ell}) (\sigma_2 \vec{\sigma} \vec{\ell})_{a\beta} (\vec{\sigma} \vec{\ell} \sigma_2)_{\gamma\lambda} + F(\vec{k}, \vec{\ell}) (\sigma_2 \sigma[\vec{k} \vec{\ell}])_{a\beta} (\sigma[\vec{k} \vec{\ell}])_{\gamma\lambda}, \end{aligned} \quad /20/$$

где A, B, C, D, E, F - скалярные функции от двух векторов \vec{k} и $\vec{\ell}$. Подставляя выражения /19/ и /20/ в правую часть соотношения /17/, мы получим

$$\Delta_S(\vec{k}) = 2 \sum_{\vec{\ell}} V_S(\vec{k}, \vec{\ell}) F_S(\vec{\ell}), \quad /21a/$$

$$\Delta_T(\vec{k}) = 2 \sum_{\vec{\ell}} V_T(\vec{k}, \vec{\ell}) F_T(\vec{\ell}), \quad /21б/$$

где

$$V_S = A, \quad /22a/$$

$$V_T = \frac{1}{k\ell} [k^2 (\vec{k} \vec{\ell}) B + k^2 \ell^2 C + (\vec{k} \vec{\ell})^2 D + (\vec{k} \vec{\ell}) \ell^2 E]. \quad /22б/$$

Операторы $\gamma_a(\vec{k})$ и $\gamma_a^+(\vec{k})$ в преобразованиях Боголюбова /12/ удовлетворяют каноническим антикоммутиационным соотношениям. Они описывают уничтожение и рождение квазичастиц в сверхпроводящей электронной жидкости. Вектор состояния вакуума должен удовлетворять следующему условию:

$$\gamma_a(\vec{k}) | 0 \rangle = 0, \quad a = 1, 2.$$

Эти свойства вместе с формулами /8/, /9/, /12/, /13а/ и /13б/ позволяют определить матричные элементы /18/ и выразить функции $F_S(\vec{k})$ и $F_T(\vec{k})$ в терминах коэффициентов преобразования

$u_\alpha(\vec{k})$ и $v_\alpha(\vec{k})$, $\alpha = 1, 2$. В результате мы можем переписать соотношения /21а/ и /21б/ в виде

$$\Delta_S(\vec{k}) = -\frac{1}{2} \sum_{\vec{\ell}} V_S(\vec{k}, \vec{\ell}) \left[\frac{\Delta_1(\vec{\ell})}{\epsilon_1(\vec{\ell})} + \frac{\Delta_2(\vec{\ell})}{\epsilon_2(\vec{\ell})} \right], \quad /23а/$$

$$\Delta_T(\vec{k}) = \frac{1}{2} \sum_{\vec{\ell}} V_T(\vec{k}, \vec{\ell}) \left[\frac{\Delta_1(\vec{\ell})}{\epsilon_1(\vec{\ell})} - \frac{\Delta_2(\vec{\ell})}{\epsilon_2(\vec{\ell})} \right]. \quad /23б/$$

Таким образом, энергетические щели $\Delta_\alpha(\vec{k})$, $\alpha = 1, 2$, должны удовлетворять следующей системе уравнений при нулевой температуре:

$$\Delta_1(\vec{k}) = -\frac{1}{2} \sum_{\vec{\ell}} [V_S(\vec{k}, \vec{\ell}) - V_T(\vec{k}, \vec{\ell})] \frac{\Delta_1(\vec{\ell})}{[\xi(\vec{\ell})^2 + \Delta_1(\vec{\ell})^2]^{1/2}} - \quad /24а/$$

$$-\frac{1}{2} \sum_{\vec{\ell}} [V_S(\vec{k}, \vec{\ell}) + V_T(\vec{k}, \vec{\ell})] \frac{\Delta_2(\vec{\ell})}{[\xi(\vec{\ell})^2 + \Delta_2(\vec{\ell})^2]^{1/2}},$$

$$\Delta_2(\vec{k}) = -\frac{1}{2} \sum_{\vec{\ell}} [V_S(\vec{k}, \vec{\ell}) + V_T(\vec{k}, \vec{\ell})] \frac{\Delta_1(\vec{\ell})}{[\xi(\vec{\ell})^2 + \Delta_1(\vec{\ell})^2]^{1/2}} - \quad /24б/$$

$$-\frac{1}{2} \sum_{\vec{\ell}} [V_S(\vec{k}, \vec{\ell}) - V_T(\vec{k}, \vec{\ell})] \frac{\Delta_2(\vec{\ell})}{[\xi(\vec{\ell})^2 + \Delta_2(\vec{\ell})^2]^{1/2}}.$$

Вывод о существовании двух энергетических щелей, по-видимому, находится в согласии с экспериментальным обнаружением двух температур сверхпроводящего фазового перехода /21/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Боголюбов Н.Н. - ЖЭТФ, 1958, т.34, вып.1, с.58-65; Боголюбов Н.Н. Избранные труды. Киев: Наукова думка, 1969; Боголюбов Н.Н., Толмачев В.В., Ширков Д.В. Новый метод в теории сверхпроводимости. М.: Издательство АН СССР, 1958.
2. Bardeen J., Cooper L.N., Schrieffer J.R. - Phys.Rev., 1957, v.108, No.5, p.1175-1204.

3. Ахиезер А.И., Померанчук И.Я. - ЖЭТФ, 1959, т.36, вып.3, с.859-862.
4. Ахиезер А.И., Ахиезер И.А. - ЖЭТФ, 1962, т.43, вып.6, с.2208-2216.
5. Вонсовский С.В., Изюмов Ю.А., Курмаев Э.З. Сверхпроводимость переходных металлов, их сплавов и соединений. М.: Наука, 1977.
6. Гудах О. - Письма в ЖЭТФ, 1985, т.42, вып.6, с.244-245.
7. Воловик Г.Е., Горьков Л.П. - ЖЭТФ, 1984, т.88, вып.4, с.1412-1428; Горьков Л.П. - Письма в ЖЭТФ, 1986, т.44, вып.11, с.537-539.
8. Anderson P.W. - Phys.Rev., 1984, v.830, No.7, p.4000-4002.
9. Blount E.I. - Phys.Rev., 1985, v.832, No.5, p.2935-2944.
10. Гинзбург В.Л. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости. М.: Наука, 1977.
11. Дзялошинский И.Е. - Письма в ЖЭТФ, 1987, т.46, вып.3, с.97-99.
12. Плакида Н.М., Аксенов В.Л., Дрекслер Ш.Л. Сообщение ОИЯИ Р17-87-498, Дубна, 1987.
13. Anderson P.W. et al. - Phys.Rev.Lett., 1987, v.58, No.26, p.2790-2793.
14. Emery V.J. - Phys.Rev.Lett., 1987, v.58, No.26, p.2794-2797.
15. Paramenter R.H. - Phys.Rev.Lett., 1987, v.59, No.8, p.923-925.
16. Rice T.M. - Z.Phys. B-Condensed Matter, 1987, v.67, No.2, p.141-145.
17. Aoki H., Kamimura H. - Solid State Commun., 1987, v.63, No.7, p.665-669.
18. Kuramoto Y., Watanabe T. - Solid State Commun., 1987, v.63, No.9, p.821-825.
19. Labbe J., Bok J. - Europhys.Lett., 1987, v.3, No.11, p.1225-1230.
20. Barisic S., Batistic I., Friedel J. - Europhys.Lett., 1987, v.3, No.11, p.1231-1236.
21. Rauchschalbe U. et al. - Europhys.Lett., 1987, v.3, No.6, p.751-756.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 октября 1987 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р.55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р.00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р.50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р.30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р.50 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р.50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р.75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р.80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р.75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р.50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. /2 тома/	13 р.50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/	7 р.35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. /2 тома/	13 р.45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986	7 р.10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа-86". Дубна, 1986	4 р.45 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

Нгуен Ван Хьеу и др.

P17-87-727

К вопросу о спаривании электронов в сверхпроводниках

Рассматривается образование пар Купера в изотропной сверхпроводящей электронной жидкости с эффективным потенциалом взаимодействия электронов, зависящим от спина. При помощи метода самосогласованного поля Н.Н.Боголюбова показывается, что в соответствующем приближении происходит спаривание электронов с одной и той же спиральностью. В спектре квазичастичных возбуждений появляются две различные энергетические щели.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Nguyen van Hieu et al.

P17-87-727

On the Electron Pairing in Superconductors

Cooper pairing is considered for electrons in an isotropic superconducting electron liquid with a spin-dependent electron-electron interaction effective potential. By means of the self-consistent field method of N.N. Bogolubov it is shown that in the corresponding approximation the pairing takes place for electrons with one and the same helicity. In the quasiparticle excitation spectrum there are two different energy gaps.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987