

СПАРИВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ДВУХСОРТОВОЙ СИСТЕМЕ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ФРИДЕЛЕВСКИМИ ОСЦИЛЛЯЦИЯМИ

Л.С.Брагинский, М.В.Энтин

Рассмотрен двухкомпонентный электронный газ, состоящий из легких и тяжелых электронов разных концентраций. Показано, что фриделевские осцилляции кулоновского взаимодействия тяжелых электронов могут привести к спариванию в реальном или импульсном пространстве.

Хорошо известно, что кулоновское взаимодействие в вырожденном электронном газе является осциллирующим. Наличие притягивающих областей в потенциале может привести к спариванию электронов с моментами $l \neq 0$ ^{1, 2}. Спариванию с $l = 0$ мешает отталкивание на малых расстояниях. Однако в системе из двух типов электронов с массами m и M наличие большого параметра M/m позволяет спариваться тяжелым электронам в любом в том числе s состоянии³.

Известно два сценария сверхпроводимости. В стандартном, куперовском, бозе-конденсация пар происходит одновременно с их возникновением. В сценарии⁴ вначале имеет место образование биелектронов, а затем их бозе-конденсация. К сожалению, притяжение электронов, как правило, приводит к их кристаллизации, что препятствует сверхпроводимости. Мы покажем, что в отсутствие конверсии тяжелых электронов в легкие возможны как образование тяжелых биелектронов, так и куперовское спаривание.

Рассмотрим взаимодействие небольшого числа тяжелых электронов между собой на фоне делокализованных легких. Оно описывается потенциалом

$$V(r) = \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{4\pi e^2 e^{iqr}}{\epsilon \left[q^2 + \kappa^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{4p_F^2 - q^2}{2p_F q} \ln \left| \frac{2p_F + q}{2p_F - q} \right| \right) \right]}, \quad (1)$$

$$\kappa^2 = \frac{4}{\pi} m e^2 p_F .$$

(1) в пределе $r \gg \hbar/p_F$ имеет асимптотику

$$V(r) = \frac{e}{r} e^{-\kappa r} + \frac{e\kappa^2}{16p_F^4} \frac{\cos 2p_F r}{r^3} , \quad (2)$$

так что при $r \rightarrow \infty$ осциллирующий вклад является основным.

Вначале рассмотрим тяжелые электроны, масса которых M достаточно велика. Такие электроны будут связываться на расстоянии $r_0 \approx (4/\kappa) \ln(4p_F/\kappa)$, соответствующим самой глубокой потенциальной яме (2). Бизлектрон в этом случае представляет собой сферический ротатор с размером r_0 и энергией связи $\epsilon_0 \approx e\kappa^2/16p_F^4 r_0^3$. Ближайшее возбужденное состояние соответствует $l=1$, так что энергия возбуждения $\omega = 1/2Mr_0^2$.

Электрон локализован в пределах одной ямы, если уровень в соседней яме отстоит более, чем амплитуда туннелирования из ямы в яму. Это возможно в случае большой эффективной массы тяжелого электрона $M\kappa^2/16p_F^4 r_0^3 \gg 1$.

В противоположном пределе связанное состояние захватывает группу минимумов $V(r)$. Воспользуемся квазипериодичностью потенциала (2). Считая $a = \frac{2M}{p_F} [E - \frac{e^2}{r} e^{-\kappa r} - \frac{l(l+1)}{2Mr^2}]$

и $q = \frac{M\kappa^2 e}{16p_F^4 r^3}$ медленными функциями r , для огибающей метода эффективной массы получим уравнение

$$\zeta'' + (a + \frac{q^2}{2}) \zeta = 0 . \quad (3)$$

При $l=0$ эффективный потенциал уравнения (3) имеет вид

$$U(r) = \frac{e}{r} e^{-\kappa r} - \frac{M\kappa^4 e^2}{2^{20} p_F^{10} r^6} . \quad (4)$$

$U(r)$ имеет минимум в точке $r_0 \approx \frac{1}{\kappa} \ln \frac{2 \cdot 12^5 p_F^{10}}{Me^2 \kappa^9}$. Отталкивание в области $r < r_0 - 1/\kappa$

можно заменить бесконечной стенкой в точке r_0 . Тогда условие существования связанного состояния имеет вид

$$\beta = \frac{Me^2 \kappa^2 \sqrt{2}}{2^6 p_F^5 r_0^2} \geq j_{1,4,1} . \quad (5)$$

$j_{1,4,1} = 2,78$ — первый нуль функции Бесселя порядка $1/4$.

Если газ бизлектронов испытывает бозе-конденсацию, то для температуры перехода имеем $T_c = 3,31 N^{2/3}/2M \lesssim \omega$ (N — концентрация бизлектронов). Все вышесказанное, однако, имеет место, если отсутствует температурное и столкновительное размытие осцилляций (2), что приводит к условию $r_0 \ll v_F T$, $r_0 \ll l_p$, l_p — длина свободного пробега.

Взаимодействие, аналогичное (4) имеет место между атомами в He^3 . Как известно, в этом случае при понижении температуры гелий сжижается, а затем при значительно более низких температурах возникает куперовское спаривание с моментом $l=1$. Можно ожидать аналогичное поведение рассматриваемого электронного газа. Условие сжижения при нулевой температуре по порядку величины совпадает с условием образования бизлектрона (5).

Покажем, что в изучаемой системе при определенном соотношении между параметрами возможно образование куперовских пар с $l=0$ непосредственно из газовой фазы. Если концентрация тяжелых электронов мала, то их взаимодействие можно описывать через ам-

плитуду рассеяния электронов ⁵, которая, при рассеянии медленных частиц является константой ⁶. Ее можно определить из решения уравнения (3) с граничным условием $\varphi(r_0) = 0$

$$f = \frac{8\pi r_0}{\Gamma^2\left(\frac{1}{4}\right)} \sqrt{\frac{\beta}{2}} \frac{N_{1,4}(\beta)}{J_{1,4}(\beta)} \quad (6)$$

Из (6) видно, что в случае $J_{1,4,1} < \beta < J_{1,4,1}$ ($J_{1,4,1} = 1,25$ – первый нуль функции Неймана) амплитуда рассеяния отрицательна, что соответствует эффективному притяжению между частицами. Если f достаточно мала ($|f| \lesssim r_0$), то сжижения электронного газа не возникает. При этом можно воспользоваться стандартной теорией куперовского спаривания с краткодйствующим притяжением ⁷. Для температуры перехода получаем

$$T_c = \frac{\gamma\mu}{\pi} \left(\frac{2}{e}\right)^{7/3} e^{-\frac{2\pi^2 v_0}{p_0^2 |f|}}$$

Здесь $\ln \gamma$ – постоянная Эйлера; μ, p_0, v_0 соответственно энергия, импульс и скорость Ферми тяжелых электронов. Температурное размытие осцилляций может привести к понижению температуры перехода. Истинная T_c имеет порядок минимальной из предыдущей величины и величины порядка v_F / r_0 .

Авторы благодарны Э.Г.Батыеву и В.И.Белиничеру за полезные замечания.

Литература

1. *Kohn W., Luttinger J.H.* Phys. Rev. Lett., 1965, 15, 524.
2. *Каган М.Ю., Чубуков А.В.* Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 525.
3. *Энгин М.В.* В кн. "Проблемы высокотемпературной сверхпроводимости. Информационные материалы", Свердловск, 1987, ч. 1, с. 186.
4. *Schafroth M.R.* Phys. Rev. B, 1958, 111, 72.
5. *Ландау Л.Д., Лифшиц И.М.* Статистическая физика, ч. 2, М.: Наука, 1978, с. 101.
6. *Ландау Л.Д., Лифшиц И.М.* Квантовая механика, М.: Наука, 1974, с. 619.
7. *Горьков Л.П., Мелик-Бархударов Т.К.* ЖЭТФ, 1961, 40, 1452.

Институт физики полупроводников
Сибирского отделения Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 мая 1990 г.