Письма в ЖЭТФ, том 25, вып. 1, стр. 18 – 21 *5 января 1977 г.*

МЕЖЗОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ И ВОЗМОЖНОСТЬ ТОКОВЫХ СОСТОЯНИЙ В СИСТЕМАХ С ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНЫМ СПАРИВАНИЕМ

Ю.Е.Лозовик, В.И.Юдсон

Межзонные переходы делают невозможными состояния с однородным сверхтекучим потоком частиц. В то же время, если величина межзонных переходов T_{ab} не превышает критического значения $\tilde{T}_{ab}$, оказываются возможными сверхтекучие состояния с зависящим от координат потоком частиц и отличным от нуля средним потоком (это достижимо для пространственно разделенных электронов и дырок).

В литературе обсуждался ряд систем, в которых при определенных условиях может осуществиться спаривание электронов e с дырками h за счет их кулоновского притяжения: 1 – однородный полуметалл, переходящий при e- h- спаривании в состояние "экситонного диэлектрика" [1]; 2 – диэлектрические e- h- капли в полупроводниках [2]; 3 – система полупроводниковых или полуметаллических пленок (нитей) со спариванием электронов одной пленки с дырками соседней [3, 4]. Последняя система особенно интересна в связи с предложенным недавно механизмом электрон-дырочной сверхпроводимости [4]. Перестройка основного состояния в перечисленных системах сопровождается появлением параметра порядка $\Delta = |\Delta| e^{i\phi}$ (величина $|\Delta|$ пропорциональна возникающей щели в спектре элементарных возбуждений). При неучете межзонных переходов энергия системы не зависит от абсолютного значения фазы ϕ. Этому отвечает существование состояний с однородным потоком частиц. Однако, как показано в [5] применительно к экситонному диэлектрику, межзонные переходы фиксируют фазу ϕ. Такова же роль переходов между зонами спаривающихся квазичастиц в системе 3, так что при конечной величине переходов состояния с однородным потоком становятся невозможными (см. [4]). Впрочем, в системе 3, в отличие от первых двух, эти переходы являются туннельными процессами, экспоненциально ослабляющимися с увеличением расстояния между пленками, и могут быть сделаны пренебрежимо слабыми. Как показано ниже, если величина межзонных переходов T_{ab} не превышает некоторого критического значения $\tilde{T}_{ab}$, в системе 3 оказываются возможными состояния с отличным от нуля *средним* потоком частиц (см. сноску на стр. 20). При этом до усреднения скорость движения частиц зависит от координат. Эта зависимость становится все более слабой по мере меньшения T_{ab}. При $T_{ab} << \tilde{T}_{ab}$ барьеры, отделяющие неоднородные (безвихревые) токовые состояния[1)] друг от друга, оказываются достаточно большими (см. [6] и указанную там литературу), так что эти состояния будут метастабильными (сверхтекучими) как и однородные токовые состояния в системах без межзонных переходов.

[1)] Отвечающие различным целым значениям $n = (2\pi)^{-1} \oint \nabla\phi \, dr$ в случае, когда система неодносвязна, например, в системе 3, выполненной в виде коаксиальных цилиндрических слоев с e и h проводимостями.

Гамильтониан системы имеет вид

$$H = \int \Psi_a^+(\mathbf{r})\epsilon_a(\hat{\mathbf{p}})\Psi_a(\mathbf{r})\,d\mathbf{r} + \int \Psi_b^+(\mathbf{r})\epsilon_b(\hat{\mathbf{p}})\Psi_b(\mathbf{r})\,d\mathbf{r} +$$

$$+ V\int \Psi_b^+(\mathbf{r})\Psi_a^+(\mathbf{r})\Psi_a(\mathbf{r})\Psi_b(\mathbf{r})\,d\mathbf{r} + \int (T_{ab}\Psi_a^+(\mathbf{r})\Psi_b(\mathbf{r}) + \text{э.с.})\,d\mathbf{r}, \quad (1)$$

где Ψ_{ab} – оператор уничтожения электрона в зоне a (валентной) и b (проводимости), соответственно; $\epsilon_{a,b}(\mathbf{p}) = \mp(p^2 - p_o^2)(2m_{a,b})^{-1}$; V – спаривательное взаимодействие. Последнее слагаемое описывает межзонные переходы[1]. Из системы уравнений Горькова[2], соответствующей гамильтониану (1), легко получить замкнутое уравнение для аномальной функции $F(1,2) = -i < T(\Psi_a(1)\Psi_b^+(2)) >$:

$$\left[i\frac{\partial}{\partial t_1} - \epsilon_b(\hat{\mathbf{p}}_1)\right]\frac{1}{\Delta(1)}\left[i\frac{\partial}{\partial t_1} - \epsilon_a(\hat{\mathbf{p}}_1)\right]F(1,2) = -\delta(1-2) + \Delta^*(1)F(1,2), \quad (2)$$

$$\Delta(1) = -T_{ab} - iVF(1,1)\,, \quad (2a)$$

Перейдем к новым переменным: $t = t_1$, $\mathbf{R} = \mathbf{r}_1$, $\tau = t_1 - t_2$, $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$. Интересуясь в дальнейшем слабо-неоднородными решениями, мы будем считать, что характерные длина и время изменения функции $\Delta(R,t)$ велики по сравнению с $\lambda_{\text{ког}} = v_F/|\Delta|$ (v_F – фермиевская скорость) и $|\Delta|$ соответственно. Пренебрегая в (2) и (2а) производными выше второго порядка по R и t, получим уравнение для фазы $\phi(R, t)$:

$$u^2\nabla^2\phi - \frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} = -\frac{4\Delta_o T_{ab}}{NV}\sin\phi, \quad (3)$$

где $N = 2m_a m_b nd/(m_a + m_b)p_o^2$ – плотность состояний на поверхности Ферми (n – концентрация частиц, d – размерность системы); $u^2 = p_o^2(m_a m_b d)^{-1} \sim v_F^2$. При выводе (3) предполагалось также, что $\left|1 - |\Delta|/\Delta_o\right| \ll 1$ (Δ_o – значение Δ в однородном случае). Можно показать, что это обеспечивается неравенством

$$T_{ab}(VN\Delta_o)^{-1} \ll 1, \quad (4)$$

которое, как мы будем считать, имеет место.

При отсутствии межзонных переходов ($T_{ab} = 0$) уравнение (3) формально совпадает с уравнением для обычных сверхпроводников [7]. Оно описывает как распространение звука – волн изменения плотности ква-

---

[1] Межзонным переходам отвечают также другие, не выписанные в (1) члены например, $\int dr\,(\Psi_b^+\Psi_b^+ V\Psi_a\Psi_b + \text{э.с.})$ и т. п. Мы ограничились здесь анализом простейшего случая.

[2] Рассмотрение проводится при температуре $T = 0$, охватывая тем самым и квазидвумерные системы 3, к которым неприменима, например, теория Гинзбурга – Ландау (из-за расходимости флуктуаций при $T > 0$).

зичастиц ($\delta n_{a,b} \sim \partial\phi/\partial t$) с законом дисперсии $\omega(\mathbf{k}) = uk$, так и движение системы как целого с неизменной плотностью $n_{a,b}$. Последнее означает независимость ϕ от t, так что при $T_{ab} = 0$ соответствующие решения (3) имеют вид $\phi(\mathbf{R}) = \vec{\mathcal{P}}\mathbf{R}$ и описывают однородный поток частиц со скоростью $v = \nabla\phi/(m_a + m_b) = \mathcal{P}/(m_a + m_b)$. При наличии же межзонных переходов ($T_{ab} \neq 0$) спектр коллективных возбуждений перестраивается и не имеет звукового характера (см. также [5]). Находим, линеаризуя (3), $\omega(\mathbf{k}) = \left[u^2k^2 + \dfrac{4\Delta_0 T_{ab}}{NV}\right]^{1/2}$ – возникает оптическая мода[1]. Меняются также решения $\phi = \phi(R)$, описывающие макроскопический поток частиц. При $T_{ab} \neq 0$ (3) не имеет решений $\phi(\mathbf{R}) = \vec{\mathcal{P}}\mathbf{R}$, однородные токовые состояния в системе невозможны. Рассмотрим одномерное движение в произвольном направлении. Уравнение (3) при этом совпадает с уравнением для физического маятника. Его решения отвечают двум возможным типам движения маятника: I – периодическое, когда маятник не достигает верхней точки; II – вращательное. Таким образом, если в системе возбуждено движение с начальной скоростью $v < \tilde{v}$, где

$$\tilde{v} = \frac{4}{(m_a + m_b)}\left(\frac{T_{ab}\Delta_0}{NVu^2}\right)^{1/2}, \tag{5}$$

то зависимость фазы ϕ от координат имеет периодический характер и усредненное по периоду колебаний значений потока частиц $j \sim \nabla\phi$ обращается в нуль. Если же начальная скорость $v > \tilde{v}$, фаза ϕ монотонно зависит от R, при этом усредненное значение потока отлично от нуля (до усреднения величина его зависит от R). Однако, скорость v не должна превышать критической скорости распаривания $v_{\text{кр}} = 2\Delta_0 \dfrac{\sqrt{m_a m_b}}{(m_a + m_b)p_0}$ (см. [4]), иначе система перейдет в нормальное состояние с $\Delta \equiv 0$. Неравенство $\tilde{v} < v < v_{\text{кр}}$ приводит к следующему условию для возможности существования в системе состояний с отличным от нуля средним сверхтекучим потоком частиц :

$$T_{ab} < \tilde{T}_{ab} = \frac{1}{4d} NV\Delta_0 . \tag{6}$$

Заметим, что условие (4) применимости исходного уравнения (3) эквивалентно неравенству $T_{ab} \ll \tilde{T}_{ab}$. Поэтому при справедливости (4) в системе заведомо возможны состояния с ненулевым средним сверх-

---

[1] При $T_{ab} \neq 0$ (3) имеет и более сложные решения (отвечающие вихрям, солитонам). Как нам любезно сообщил Э.Б.Сонин, он пришел к сходным выводам, рассматривая уравнение Гинзбурга – Ландау для экситонного диэлектрика при температурах, близких к критическим [6].

текучим потоком (начальная скорость этого движения должна превышать $\tilde{v}(5)$)[1].

Для системы 3 при выбранных в [4] значениях параметров: $m_e = m_h = m^* = 0{,}03\, m_o$, $\epsilon = 3$, $p_o^{-1} \sim D \sim a^* \sim 50$ Å (D – расстояние между пленками, $a^* = \epsilon/(m^* e^2)$) и $W = 4$ *эв* (W – работа выхода электрона из пленки в разделяющую прослойку) находим: $T_{ab} \sim m^* e^4/\epsilon^2$, $T_{ab} \sim$

$$\sim \frac{m^* e^4}{\epsilon^2} \exp(-D\sqrt{2m_o W}) \sim \frac{m^* e^4}{\epsilon^2} e^{-60}.$$

При этом неравенство $T_{ab} << \tilde{T}_{ab}$ выполняется с огромным запасом, так что сверхтекучие токовые состояния существуют, причем минимальная начальная скорость, необходимая для их возбуждения, исчезающе мала: $\tilde{v} \sim 10^{-22}$ *см/сек*. При столь малых T_{ab} все состояния практически неотличимы от состояний с однородным потоком частиц. Действительно, длина модуляции потока $L_T = (NVu^2/4T_{ab}\Delta_o)^{1/2}$ астрономически велика: $L_T \sim 10^{24}$ *см*.

При уменьшении же D или W величина T_{ab} возрастает, и модуляция потока, а также состояния с осциллирующим потоком могут стать наблюдаемыми.

Авторы весьма признательны Э.Б.Сонину за полезные обсуждения.

Институт спектроскопии
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
19 ноября 1976 г.

Литература

[1] Л.В.Келдыш, Ю.В.Копаев. ФТТ, 6, 2791, 1964.

[2] Л.В.Келдыш, А.П.Силин. Труды ФИАН, Краткие сообщения, 8, 33, 1975.

[3] Ю.В.Копаев. ФТТ, 7, 2902, 1965; В.Г.Коган, Б.А.Тавгер. Сб."Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов". Л., изд. Наука, 1969, стр. 35.

[4] Ю.Е.Лозовик, В.И.Юдсон. Письма в ЖЭТФ, 22, 556, 1975; Sol. State Com., 19, 391, 1976; ЖЭТФ, 71, 738, 1976.

[5] Р.Р.Гусейнов, Л.В.Келдыш. ЖЭТФ, 63, 2255, 1972.

[6] Э.Б.Сонин. ЖЭТФ, 64, 970, 1973; Э.Б.Сонин (в печати).

[7] V.Ambegaokar, L.P.Kadanoff. The Many-Body Problem, First Bergen International School of Physics, N.Y., 1961.

---

1) Более же широкая область значений T_{ab}, допускающих существование токовых состояний, определяется неравенством (6) лишь по порядку величины.