

## О СВЕРХТЕКУЧЕСТИ БОЗЕ-КОНДЕНСАТА ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНЫХ ПАР

*Э.Б.Сонин*

Показано, что достаточно слабые процессы, фиксирующие фазу волновой функции электрон-дырочной пары (межзонные переходы в экситонном диэлектрике) допускают существование метастабильных пространственно неоднородных состояний с ненулевым полным квазиимпульсом электронов.

Сверхтекучесть электрон-дырочных пар обсуждалась в литературе для трех случаев: 1) экситоны большой плотности, полученные в неравновесных условиях (см. обзоры [1, 2]); 2) экситонный диэлектрик, возникающий из полуметалла, или полупроводника, когда ширина запрещенной зоны меньше энергии связи экситона (см. обзор [3]); 3) пространственно разделенные электроны и дырки [4, 5]. Межзонные переходы, как показали Гусейнов и Келдыш [6], приводят к снятию вырождения по фазе параметра порядка в экситонном диэлектрике, т. е. "фиксируют" фазу, что делает невозможным существование пространственно однородных состояний с постоянным градиентом фазы, каковыми являются токковые состояния обычной сверхтекучей жидкости. Для третьего случая такую же роль играют туннельные переходы<sup>1)</sup>. Однако, как мы покажем

---

<sup>1)</sup> Согласно работе Кулика и Шевченко [7], туннельные переходы, тем не менее, не исключают возможности наблюдения явления квантовой когерентности, если осуществить "дестабилизацию" фазы электрическим или магнитным полем.

ниже пока процессы, фиксирующие фазу, достаточно слабы, тем не менее могут существовать пространственно неоднородные состояния, аналогичные токовым сверхтекучим состояниям в том смысле, что они отличаются от основного энергетически, являются метастабильными и характеризуются усредненной по объему величиной некоторого вектора, связанного с комплексным параметром порядка  $\Psi = \sqrt{n_s} \exp(i\phi)$  тем же соотношением, что и сверхтекучий поток массы в обычной сверхтекучей жидкости. Если сверхтекучий поток массы есть плотность импульса, то упомянутый вектор есть плотность квазиимпульса электронов. Для почти пустой зоны квазиимпульс направлен в ту же сторону, что и поток массы электронов, а в почти заполненной — в противоположном по отношению к этому потоку направлении. Поэтому для экситонного диэлектрика плотность квазиимпульса соответствует потоку экситонов. Такой поток влияет на величину диэлектрической шели и может быть создан экспериментально, хотя он не переносит ни настоящую массу, ни заряд, а если установилось полное равновесие по межзонным переходам, то не переносит и энергию.

Ниже мы ограничимся случаем, когда параметр порядка может быть определен из уравнения Гинзбурга — Ландау, т. е. соответствует минимуму функционала:

$$E = \int d\mathbf{r} \left\{ \frac{\hbar^2}{2M} |\nabla \Psi|^2 + A |\Psi|^2 + \dots + G (\Psi + \Psi^*) \right\}, \quad (1)$$

где  $M$  — эффективная масса электрон-дырочной пары, точками показаны члены более высокого порядка по  $|\Psi|^2$ , а линейные по  $\Psi$  члены нарушают закон сохранения числа пар и снимают вырождение по фазе.

Вывод уравнения Гинзбурга — Ландау для экситонного диэлектрика в области слабой связи, возникшего из полуметалла с достаточно большим перекрытием зон, может быть проделан также, как в теории БКШ для сверхпроводников.

Минимизируя (1) при постоянном модуле  $|\Psi| = \sqrt{n_s}$  (приближение несжимаемой сверхтекучей компоненты, справедливое при достаточно малых  $\nabla\phi$  и  $G$ ), получим для фазы  $\phi$  уравнение sine-Гордона:

$$\nabla \phi = \frac{\sin \phi}{l^2}, \quad (2)$$

где длина  $l = \sqrt{\hbar^2 n_s / 2MG}$  тем больше, чем слабее фиксация фазы.

Уравнение (2) легко интегрируется для одномерной задачи, когда фаза зависит только от одной координаты  $x$  (направление оси  $x$  выбрано вдоль направления плотности квазиимпульса). Скорость  $v = (\hbar/M) \nabla \phi$  оказывается периодической функцией от  $x$  с периодом

$$\Delta x = \frac{l}{\sqrt{2}} \int \frac{2\pi}{\sqrt{C - \cos \phi}} d\phi = l \sqrt{\frac{2}{C-1}} F\left(\pi, \sqrt{\frac{2}{1-C}}\right) \quad (3)$$

определяющим среднюю по объему скорость  $v = \hbar/M \Delta x$ .  $C$  является постоянной интегрирования.

Степень пространственной неоднородности скорости определяется соотношением между средней скоростью  $\bar{v}$  и скоростью  $w = 4\hbar/Ml$ , характеризующей интенсивность фиксирующих фазу процессов. Для больших скоростей ( $\bar{v} \gg w$ ,  $\Delta x \ll l$ ;  $C \rightarrow \infty$ ) периодическая составляющая скорости мала по сравнению с  $\bar{v}$ , т. е. фиксация фазы проявляется слабо, а энергия  $E$  зависит от  $\bar{v}$  квадратично, как кинетическая энергия галилеево-инвариантной системы.

В другом предельном случае малых скоростей ( $\bar{v} \ll w$ ,  $\Delta x \gg l$ ,  $C \rightarrow 1$ ) имеются узкие области размера  $l$  (солитоны), в которых скорость достигает значений порядка  $w$  и происходит приращение фазы на  $2\pi$ . Вне солитонов фаза постоянна и  $v \approx 0$ .

Можно определить энергию одного солитона:

$$\mathcal{E}_s = \frac{8\hbar^2}{M} \frac{n_s S}{l}, \quad (4)$$

где  $S$  — сечение канала, по которому протекает электрон-дырочная жидкость. Полная энергия пропорциональна числу солитонов и потому линейно зависит от  $\bar{v}$ .

Покажем теперь, что состояния с отличной от нуля средней скоростью  $\bar{v}$  могут быть метастабильными. Пусть электрон-дырочная жидкость заключена в кольцевой канал, набег фазы при обходе которого должен быть кратным  $2\pi$ . В этом случае полный квазиимпульс  $P = VMn_s$  ( $V$  — объем системы) для однородных в поперечном направлении состояний может принимать только квантованные значения, кратные  $hn_s S$ , точно также, как и полный импульс сверхтекучей жидкости. Переход от одного квантованного значения  $P$  к другому непрерывным образом происходит через вихревые состояния с энергией, большей чем энергия начального однородного по сечению состояния. Таким образом уменьшение квазиимпульса  $P$  требует преодоления энергетических барьеров.

Если пренебречь процессами, фиксирующими фазу, то эти барьеры на кривой зависимости  $E$  от квазиимпульса  $P$  идентичны барьерам на кривой зависимости кинетической энергии сверхтекучей компоненты от импульса для обычной сверхтекучей жидкости (см. рис. 2, а работы [8]). Высота этих барьеров, как известно, определяется максимумом энергии вихря в движущейся системе координат и растет по мере уменьшения скорости  $v$  как  $\sim (1/v)\ln(1/v)$ .

Процессы, фиксирующие фазу, заметно влияют на высоту таких барьеров лишь при малых скоростях  $\bar{v} \ll w$ . В этом случае наивысшая точка барьера соответствует вихрям размера  $r \gg l$ . Поле скоростей вихря для уравнения (2) и его кинетическая энергия при  $r \gg l$  были определены в [8]. Используя результаты этой работы, можно убедиться, что при  $\bar{v} \ll w$  высота барьера не зависит от скорости  $\bar{v}$  и по порядку величины равна высоте барьера без учета фиксации фазы, если в выражении для него заменить  $\bar{v}$  на  $w$ .

Согласно оценкам, аналогичным сделанным для сверхтекучей жидкости (см. ссылки в [8]), времена жизни рассмотренных выше метастабильных состояний очень велики пока  $w < v_L$ , где  $v_L \sim \hbar/M\xi$  — критическая скорость по Ландау,  $\xi$  — длина когерентности.

Автор благодарен В.Л.Гуревичу, Л.В.Келдышу, Ю.В.Копаеву, И.О.Кулику и Ю.Е.Лозовику за полезные замечания.

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
30 ноября 1976 г.

### Литература

- [1] С.А.Москаленко. Бозе-эйнштейновская конденсация экситонов и биэкситонов. АН Молдавской ССР, Кишенев, 1970.
  - [2] Л.В.Келдыш. Сб. Проблемы теоретической физики. М., изд. Наука, 1972, стр. 433.
  - [3] Ю.В.Копаев. Некоторые вопросы сверхпроводимости. Труды ФИАН СССР, 86, 3, 1975.
  - [4] Ю.Е.Лозовик, В.И.Юдсон. Письма в ЖЭТФ, 22, 556, 1975; ЖЭТФ, 71, 738, 1976.
  - [5] С.И.Шевченко. ФНТ, 2, 505, 1976; С.И.Шевченко, И.О.Кулик. Письма в ЖЭТФ, 23, 171, 1976.
  - [6] Р.Р.Гусейнов, Л.В.Келдыш. ЖЭТФ, 63, 2255, 1972.
  - [7] И.О.Кулик, С.И.Шевченко. ФНТ, 2, 1405, 1976.
  - [8] Э.Б.Сонин. ЖЭТФ, 64, 970, 1973.
-