

## КОНФАЙНМЕНТ ИНДУЦИРОВАННОГО СПИНА И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

С.Ю.Хлебников

Получено условие квантования индуцированного спина в  $(2+1)$ -мерных системах, аналогичное дираковскому условию квантования магнитного заряда. Частицы, индуцированный спин которых не является целым или полуцелым, существуют только в связанных состояниях. При этом сверхпроводящая фаза отличается от спиновой жидкости, обсуждавшейся в контексте ВТСП.

Механизм высокотемпературной сверхпроводимости в квазидвумерных системах неизвестен. В сильнокоррелированных электронных моделях<sup>1–3</sup> он, возможно, связан с конфайнментом дырок<sup>4</sup>. В двумерии возбуждения могут за счет взаимодействия приобретать экзотические характеристики, например, индуцированный спин, который априори не квантован<sup>5</sup>. Лафлин<sup>6</sup> рассматривает конфайнмент дырок за счет дробной статистики. Трансмутация спина при образовании связанного состояния фермионов в  $(2+1)$  КЭД отмечалась в<sup>7</sup>.

В данной работе мы получим условие квантования, согласно которому индуцированный спин распространяющихся возбуждений может быть только целым или полуцелым. Аналогично дираковскому условию квантования магнитного заряда наше условие следует из однозначности квантовой статсуммы возбуждения и поэтому фактически является модельно независимым. Частицы, спин которых не удовлетворяет условию, могут существовать только в связанных состояниях, так чтобы общий спин системы был квантован. При нормальной связи спина со статистикой это согласуется с выводами Лафлина<sup>6</sup>. Однако в рассматриваемом случае связь спина со статистикой может нарушаться (см. ниже). Кроме того, в эффективной топологической теории мы находим, что ВТСП (конфайнмент) и спиновая жидкость (*RVB*-состояние)<sup>1,2,8</sup> являются не одной<sup>6</sup>, а различными<sup>4</sup> фазами.

Рассмотрим точечный заряд величины  $q$ , взаимодействующий в  $(2+1)$ -мерии с абелевым калибровочным полем  $A_\mu$ , которое описывается чисто топологическим действием  $\theta/16\pi^2 \times \int \epsilon^{\mu\nu\lambda} A_\mu \partial_\nu A_\lambda d^3x$ . Можно показать, что поле, создаваемое покоящимся зарядом, имеет вращательный момент, направленный перпендикулярно плоскости системы, равный

$$S_{ind} = q^2 \frac{\pi}{\theta} \quad (1)$$

— индуцированный спин.

При определении квантовой статсуммы точечного заряда вклад каждой замкнутой траектории усредняется по всевозможным конфигурациям поля  $A_\mu$ . Для топологического действия это усреднение дает в евклидовой формулировке величину

$$W = \exp(i \frac{4\pi^2}{\theta} q^2 \phi), \quad \phi = \frac{1}{4\pi} \oint_P \oint_P dX_\mu dY_\nu \epsilon^{\mu\nu\lambda} \frac{(X-Y)_\lambda}{|X-Y|^3}, \quad (2)$$

где  $P$  — произвольный замкнутый контур в трехмерном евклидовом пространстве<sup>9</sup>. Величина  $\phi$  в (2) представляет "число самозаплений" контура  $P$ , зависит от регуляризации и фактически может иметь любое наперед заданное значение<sup>10</sup>. В нашей интерпретации это соответствует тому, что статистика частиц в  $(2+1)$ -мерии может быть любой<sup>5</sup>. Действительно, фазу в (2) можно рассматривать как статистическую фазу, набираемую двумя частицами, когда они меняются местами (достаточно представить контур  $P$  как границу ленты Мебиуса). Однако даже при заданном способе регуляризации число самозаплений определено только по модулю единицы<sup>10</sup>. Вообще говоря, это приводит к неоднозначности в определении  $W$ :  $W \rightarrow \exp(2\pi i 2\pi q^2/\theta) W$ . Если мы требуем, чтобы статсумма не зависела от произвола в подсчете самозаплений, то  $2\pi q^2/\theta = 2S_{ind}$  — целое число (условие квантования).

При  $q = 1$ ,  $\theta = 2\pi$  формула (1) воспроизводит результат <sup>9</sup>  $S_{ind} = 1/2$ . Предположительно <sup>3,4</sup> топологическая теория с такими параметрами описывает в длинноволновом пределе возбуждения *RVB*-состояния <sup>8</sup>, фиктивное поле  $A_\mu$  учитывает фрустрацию исходной спиновой системы <sup>11</sup>. Отметим, что значение  $\theta = 2\pi$  для *RVB* поддерживается аналогией с  $1/2$  квантовым эффектом Холла <sup>12</sup> ( $1/m$  дробный эффект Холла описывается топологическим действием с  $\theta = 4\pi/m$ , см., напр., <sup>13</sup>).  $S_{ind} = 1/2$  отвечает "спинону" <sup>1,2</sup>, согласно нашему критерию удержания не происходит.

Конфайнмент реализуется при  $q = 1$ ,  $\theta = 4\pi$ :  $S_{ind} = 1/4$  не удовлетворяет условию квантования. Заряды могут распространяться только парами, из (1) собственный момент пары равен единице (*p*-состояние, ср. <sup>7</sup>). В идеализированной ситуации заряды в паре должны находиться в одной точке, но это условие снимается при учете короткодействующего отталкивания. Дальнодействующее отталкивание может разрушить эффект.  $\theta = 4\pi$  соответствует по терминологии <sup>4</sup> квантовому парамагнетику. Однако наш механизм конфайнмента, насколько можно судить, отличается от предложенного там.

Таким образом, обнаружен новый механизм образования дырочных пар в квазидвумерных системах. Сверхпроводимость (конфайнмент) и спиновая жидкость на языке эффективной теории для возбуждений соответствуют различным значениям параметра, т.е. являются разными фазами. Возможно, при металлизации исходной системы происходит фазовый переход, когда коэффициент при топологическом члене увеличивается до нужного значения за счет дырочных петель (ср. <sup>11</sup>). Представляет интерес найти эффективное действие для конкретных микроскопических моделей. Эта проблема сейчас рассматривается, результаты будут опубликованы отдельно.

Автор благодарен В.А.Кузьмину, В.А.Матвееву, В.А.Рубакову и М.Е.Шапошникову за обсуждение различных вопросов, относящихся к данной работе.

#### Литература

1. Anderson P.W. Science, 1987, **235**, 1196; Anderson P.W. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, **58**, 2790.
2. Kivelson S.A. et al. Phys. Rev. B, 1987, **35**, 8865.
3. Dzyaloshinskii I. et al. Phys. Lett. A, 1988, **127**, 112.
4. Wiegmann P.B. Phys. Rev. Lett., 1988, **60**, 821.
5. Wilczek F. Phys. Rev. Lett., 1982, **48**, 1144; ibid., **49**, 957; Wilczek F., Zee A. Phys. Rev. Lett., 1983, **51**, 2250.
6. Laughlin R.B. Phys. Rev. Lett., 1988, **60**, 2677; Science, 1988, **242**, 525.
7. Коган Я.И. Письма в ЖЭТФ, 1989, **49**, 194.
8. Anderson P.W. Mater. Res. Bull., 1973, **8**, 153.
9. Polyakov A.M. Mod. Phys. Lett. A, 1988, **3**, 325.
10. Witten E. Preprint IASSNS-HEP-88/33, Princeton, 1988.
11. Дзялошинский И.Е. Письма в ЖЭТФ, 1988, **47**, 650.
12. Kalmeyer V., Laughlin R. Phys. Rev. Lett., 1987, **59**, 2095.
13. Girvin S., McDonald A. Phys. Rev. Lett., 1987, **58**, 1252.

Институт ядерных исследований  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
12 мая 1989 г.