АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНЫ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР им. Б.И. ВЕРКИНА

На правах рукописи

ШЕВЧЕНКО Сергей Иванович

УДК 539.2

ТЕОРИЯ НИЗКОРАЗМЕРНОЙ СВЕРХТЕКУЧЕСТИ В БОЗЕ- И ФЕРМИ- СИСТЕМАХ

/01.04.07 - Физика твердого тела/

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Харьков-1993

Работа выполнена в Физико-техническом институте низких температур им. Б.И. Веркина АН Украины, г. Харьков

Официальные оппоненты:

академик Академии наук Украины	Л.А. Пастур
чл.-кор. Российской академии наук	Ю.В. Копаев
доктор физ.-мат.наук, профессор	И.Н. Адаменко

Ведущая организация - Институт молекулярной физики Российского научного центра.

Защита диссертации состоится "6" апреля 1993 года в 15 часов на заседании специализированного совета Д 016.27.01 Физико-технического института низких температур им. Б.И. Веркина АН Украины по адресу: 310164, г. Харьков, ГСП, пр. Ленина, 47.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке института. Отзывы на автореферат в двух экземплярах направлять по вышеуказанному адресу на имя ученого секретаря специализированного совета.

Автореферат разослан "5" марта 1993 г.

Ученый секретарь
специализированного совета
кандидат физ.-мат.наук

Е.Н. Хацько

АВ-26.950

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Прогресс, достигнутый в последние годы в технике эксперимента, позволяет изучать особенности сверхтекучести и сверхпроводимости ультратонких слоев и монослойных пленок. Это делает актуальным построение теории "сверхявлений" в низкоразмерных и, в частности, двумерных бозе- и ферми-системах. Хотя ряд принципиальных для двумерных "сверхсистем" вопросов был рассмотрен в ставших классическими работах Березинского и Костерлица, Таулесса, теория сверхпроводимости и сверхтекучести в двумерных системах еще далека от своего завершения.

Большой круг не исследованных ранее проблем связан с влиянием на сверхсвойства двумерных систем неоднородных внешних полей. Неоднородные поля могут быть неустранимым фактором в эксперименте, обусловленным методом получения исследуемых объектов. Именно таким образом обстоит дело в случае пленок спин-поляризованного атомарного водорода, помещаемых в условиях эксперимента в сильные неоднородные магнитные поля [I]. В этом случае неоднородные поля изменяются на макроскопических расстояниях и являются регулярными. Пример нерегулярных, случайных полей, изменяющихся на микроскопических расстояниях, дают поля электронейтральных примесей или дефектов подложки, по которой течет тонкая пленка.

Нетривиальность воздействия неоднородных полей на бозе-систему или на ферми-систему со спаренными фермионами связана с тем, что, в силу бозевской статистики, в этих системах при низких температурах должно происходить накапливание частиц в области минимума потенциальной энергии. Накапливанию препятствует взаимодействие между частицами. Поэтому взаимодействие и с неоднородным полем, и между частицами системы важно в равной мере. Это требует разработки теоретических методов, позволяющих учитывать оба взаимодействия одновременно.

Ряд новых вопросов перед теорией сверхтекучести ставят эксперименты последних лет, в которых исследуются особенности сверхтекучести в пористых средах [2]. В этих экспериментах проблемы, связанные с действием на сверхсистему случайных полей со стороны пористой среды, осложняются многосвязностью этой среды. Последнее обстоятельство (т.е. многосвязность) может приводить к значительному снижению температуры сверхтекучего перехода и к новым механизмам релаксации сверхтекучего потока.

Наконец, большой интерес вызывают выполненные в самое последнее время эксперименты с системами, в которых происходит спаривание пространственно разделенных электронов и дырок [3,4] . Эти эксперименты инициированы предсказанием в работах Шевченко и независимо выполненных работах Лозовика, Юдсона [5] принципиально нового механизма сверхпроводимости ("конденсаторной" сверхпроводимости). Хотя в настоящее время предсказанный механизм сверхпроводимости еще не обнаружен (по-видимому, из-за недостаточно высокой плотности электрон-дырочных пар), появление экспериментов в данной области делает актуальным рассмотрение ряда вопросов, существенных для наблюдения конденсаторной сверхпроводимости.

<u>Целью работы</u> является: I) построение теории сверхтекучести неидеального бозе-газа в пространственно неоднородных внешних полях, нахождение энергетического спектра, корреляционных функций и других характеристик неидеального газа при различных законах изменения поля с координатой; 2) построение теории сверхтекучести для многосвязных систем, вычисление температуры сверхтекучего перехода и скорости релаксации сверхтекучего потока в этих системах; 3) построение теории сверхпроводимости в системах со спариванием пространственно разделенных электронов и дырок, исследование особенностей сверхпроводящего состояния при наличии в системе межзонных переходов, изучение влияния примесей на термодинамические и кинетические характеристики системы.

<u>Научная новизна и основные научные положения, выносимые на защиту.</u> Научная новизна диссертации определяется следующими представленными к защите основными научными положениями:

- предсказание принципиально нового механизма сверхпроводимости в системах со спариванием пространственно разделенных электронов и дырок; построение теории этого явления;
- обнаружение фундаментального свойства сверхтекучих электронейтральных жидкостей: появления в них незатухающих потоков в скрещенных электрическом и магнитном полях;

- феноменологическое и микроскопическое описание сверхтекучести тонкой пленки по подложке с примесями, вывод выражения для нормальной плотности, порождаемой примесями подложки; доказательство того факта, что даже при T = 0 сверхтекучая плотность в пленке при течении по подложке с примесями меньше полной плотности;

- построение теории сверхтекучести бозонов в узких каналах, образующих пространственную сетку; вывод точного выражения для температуры сверхтекучего перехода как функции длины канала для двумерной сетки;

- предсказание явления бозе-эйнштейновской конденсации в двумерном идеальном бозе-газе, помещенном в неоднородное поле, изменяющееся на макроскопических расстояниях;

- новый метод описания бозе-системы в неоднородных полях, с помощью которого выведена система двух связанных уравнений на собственные значения, позволяющих находить энергетический спектр и волновые функции неидеального бозе-газа в неоднородном поле; точное решение полученных уравнений в случае линейно изменяющегося с координатой поля.

Научная и практическая значимость работы

Во всех главах диссертации получены результаты, которые могут быть использованы как для объяснения ряда уже поставленных, так и для постановки новых экспериментов. Однако наиболее важными как в научном, так и в прикладном плане представляются результаты, изложенные в первой, а также в шестой и седьмой главах.

Выведенная в работе система уравнений на собственные значения, описывающая поведение неидеального бозе-газа в неоднородных внешних полях, представляет собой эффективный математический аппарат для нахождения энергетического спектра и собственных функций неидеального газа. Хотя в диссертации приведено решение этой системы уравнений лишь для случая, когда внешнее поле является линейной функцией одной из координат, уже сейчас ясно, что уравнения могут быть решены и для ряда других полей, изменяющихся с координатой регулярным образом. Возможно также решение этих уравнений и для некоторого класса случайных полей. В последнем случае появляется возможность подойти к решению весьма сложной задачи о локализации неидеального бозе-газа в случайном внешнем поле. Это свидетельствует о большой научной значимости полученной системы уравнений.

Не только научное, но и практическое значение имеют в настоящее время результаты, относящиеся к системам со спариванием пространственно разделенных электронов и дырок. Уже выполнено около десятка экспериментальных работ, в которых исследуются такие системы. Почти все выполненные эксперименты инициированы теоретическими работами, составившими содержание шестой и седьмой глав диссертации. По-видимому, в ближайшее время именно результаты, вошедшие в эти главы, будут служить основой для постановки новых экспериментов. С другой стороны, появление в данной области эксперимента стимулирует дальнейшее развитие теории и делает актуальным выяснение ряда существенных для эксперимента вопросов, в частности, вопроса о температуре сверхтекучего перехода при наличии в системе межзонных туннельных переходов.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на Международной конференции по органическим проводникам и полупроводникам (Шиофок, Венгрия, 1976 г.), Советско-французском симпозиуме по сверхпроводимости (Москва,1976г.), II Всесоюзной конференции по фазовым переходам металл-диэлектрик (Львов, 1977 г.), Всесоюзных совещаниях по физике низких температур (Минск, 1976 г.; Харьков, 1980г.; Донецк, 1990 г.; Казань, 1992 г.), XV Международном пекаровском совещании по физике полупроводников (Львов, 1992 г.), V Республиканском совещании по физике криокристаллов (Одесса, 1987 г.), Совещании по физике криокристаллов и массопереносу (Алма-Ата, 1989 г.), Международном семинаре по физике и технике сверхнизких температур (Алушта, 1991 г.), Бакурианских коллоквиумах по физике гелия (Бакуриани, 1978-1990 гг.), общегородских семинарах по теоретической физике Москвы, Ленинграда, Харькова.

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в статьях [1-16], перечень которых приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения и списка литературы. Она изложена на 272 страницах машинописного текста и содержит

6 рисунков. Библиография включает I43 наименования.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Введение. Во введении дан краткий исторический обзор основных идей теории сверхтекучести и сформулированы основные положения, выносимые на защиту.

Глава I. В первой главе построена теория двумерной сверхтекучести бозе-систем в неоднородном внешнем поле. Рассмотренный в этой главе круг вопросов инициирован экспериментальными исследованиями спин-поляризованного атомарного водорода. В этих экспериментах с целью создания достаточно плотной газовой фазы спин-поляризованный водород помещается в неоднородное магнитное поле. В результате плотность бозе-газа становится существенно неоднородной. Первоначально предметом исследования была объемная газовая фаза, но в последнее время интерс сместился к изучению свойств пленки атомарного водорода, адсорбированной поверхностью. Таким образом возникает задача о поведении двумерного бозе-газа в неоднородном поле.

Эта же задача возникает при рассмотрении структуры, в которой спарены пространственно разделенные электроны и дырки, при помещении этой структуры в неоднородное поле. Неоднородное поле может быть в данном случае создано, например, деформацией структуры с помощью внешней нагрузки.

В первой главе рассмотрены три задачи: I) о бозе-конденсации в идеальном двумерном бозе-газе в неоднородном поле; 2) об энергетическом спектре слабо неидеального бозе-газа при наличии неоднородного поля; 3) о законе взаимодействия и фазовых переходах в системе квантованных вихрей в случае неоднородной сверхтекучей плотности.

Хорошо известно, что в пространственно однородном случае при отличных от нуля температурах ни в идеальном бозе-газе, ни в бозе-газе со взаимодействием бозе-конденсация не происходит. Неожиданным образом оказалось, что помещение идеального газа в неоднородное поле, изменяющееся на макроскопических расстояниях, приводит к явлению бозе-эйнштейновской конденсации, причем температура бозе-конденсации T_0 не содержит малый параметр, связанный с медленностью изменения поля в пространстве.

Проще всего понять этот результат в случае, когда приложенное поле $U(\vec{r})$ является квадратичной функцией одной из координат, например, $U(\vec{r}) = U_0 (x/L_x)^2$, где L_x - размер системы в направлении оси x. Так как характерное расстояние, на котором изменяется поле $U(\vec{r})$, порядка размеров системы, то для описания бозе-газа можно использовать квазиклассический подход. В этом приближении функцию распределения двумерного идеального бозе-газа можно записать в виде

$$n(\vec{p}, \vec{r}) = \left\{ exp\left[\left(\frac{p^2}{2m} + U_0 \left(\frac{x}{L_x} \right)^2 - \mu \right) / T \right] - 1 \right\}^{-1} \quad (I)$$

Здесь $\vec{p}$ - двумерный импульс, m - масса бозона, μ - химический потенциал. Последний находится из требования, чтобы интеграл от (I) по фазовому пространству равнялся числу частиц в системе N. Заменяя в интеграле переменную интегрирования x на $p_z L_x / \sqrt{2mU_0}$, приходим к уравнению для μ (предполагается, что $U_0 \gg T$)

$$N / L_x L_y \equiv n_0 = (2\pi\hbar)^{-2} (2U_0)^{-1} \int d^3p \left\{ e^{\frac{p^2/2m - \mu}{T}} - 1 \right\}^{-1} \quad (2)$$

Интеграл в правой стороне в точности совпадает с интегралом, возникающим в соответствующем уравнении для химического потенциала идеального бозе-газа в трехмерном случае. Но в последнем случае, как хорошо известно, имеет место явление бозе-эйнштейновской конденсации. Поэтому очевидно, что в случае поля вида $U(\vec{r}) = U_0 (x/L_x)^2$ в идеальном двумерном бозе-газе бозе эйнштейновская конденсация также имеет место. Температура бозе-конденсации T_0 находится из

$$T_0^{3/2} = \frac{\hbar^2 n_0}{m} \frac{\sqrt{4\pi U_0}}{\zeta(3/2)} \quad (3)$$

где $n_0 = N / L_x L_y$ - плотность бозонов в отсутствие неоднородного поля, $\zeta(3/2)$ - дзета функция Римана. Для полей вида $U(x)=U_0\,(x/L_x)^{\alpha}$ аналогичный расчет дает

$$T_0^{\frac{\alpha+1}{\alpha}} = (\hbar^2 n_0/m)\pi u_0^{1/\alpha}/\Gamma(1+\tfrac{1}{\alpha})\zeta(1+\tfrac{1}{\alpha})$$

В диссертации задача о статистических свойствах идеального бозе-газа в поле $U(x)=U_0\,(x/L_x)^2$ решена точно. Этот расчет показывает, что при температурах, меньших T_0 из (3), макроскопическое число частиц скапливается на уровне энергии, отвечающем основному состоянию осциллятора.

Поскольку бозе-конденсация в неоднородном поле сопровождается накапливанием макроскопического числа частиц в ограниченной области пространства, это явление оказывается в двумерном случае неустойчивым относительно включения взаимодействия между бозонами, препятствующего такому накапливанию. Однако вместо бозе-конденсации при T_0 в разреженном бозе-газе при температуре, весьма близкой к T_0, имеет место переход в сверхтекучее состояние. Поправка к T_0 мала в меру разреженности бозе-газа. Параметром разреженности является $\ln^{-1} 1/na^2$, где n - двумерная плотность бозонов, a - характерный радиус действия отталкивающего потенциала между бозонами.

Исходным пунктом задачи об энергетическом спектре слабо неидеального бозе-газа в неоднородном поле являются уравнения движения для полевого оператора бозона $\hat\psi(\vec r,\tau)$

$$-\frac{\partial\hat\psi}{\partial\tau} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\hat\psi + [u(\vec r)-\mu]\hat\psi + \gamma\hat\psi^{+}\hat\psi\hat\psi \qquad (4)$$

Если бы в системе имелся бозе-конденсат, то, усреднив это уравнение с матрицей плотности, мы получили бы уравнение для конденсатной волновой функции $\langle\hat\psi\rangle$. Но из-за отсутствия конденсата в двумерном случае такая операция бессодержательна. Можно, однако, воспользоваться тем фактом, что при низких температурах колебания плотности газа являются малыми и перейти к переменным плотность-фаза. Тогда оператор $\hat\psi(\vec r)$ можно записать в виде

$$\hat\psi(\vec r) = \exp[i\hat\varphi(\vec r)][\rho(\vec r)+\delta\hat\rho(\vec r)]^{1/2} \qquad (5)$$

Здесь $\hat{\varphi}(\vec{r})$ оператор фазы, $\rho(\vec{r})$ - средняя плотность бозонов в точке $\vec{r}$, $\delta\hat{\rho} \equiv \hat{\rho}(\vec{r}) - \rho(\vec{r})$ - операторная добавка, которая предполагается малой по сравнению с $\rho(\vec{r})$, точнее $\rho^2(\vec{r}) \gg \langle[\delta\rho(\vec{r})]^2\rangle$. С помощью (4), (5) можно получить операторные уравнения для $\hat{\varphi}$ и $\delta\hat{\rho}$. Чтобы перейти от операторных уравнений к числовым, удобно записать $\hat{\varphi}(\vec{r})$ и $\delta\hat{\rho}(\vec{r})$ в виде

$$\delta\hat{\rho}(\vec{r}) = \sqrt{\rho(\vec{r})}\sum_n [f_n(\vec{r})\hat{b}_n + f_n^*(\vec{r})\hat{b}_n^+]$$

$$\hat{\varphi}(\vec{r}) = [2i\sqrt{\rho(\vec{r})}]^{-1}\sum_n [\theta_n(\vec{r})\hat{b}_n - \theta_n^*(\vec{r})\hat{b}_n^+] \tag{6}$$

В этих выражениях $\hat{b}_n^+$, $\hat{b}_n$ - операторы рождения и уничтожения элементарного возбуждения с энергией E_n; исходный гамильтониан, записанный через операторы $\hat{b}_n^+$ и $\hat{b}_n$, имеет вид $\hat{H} = \sum E_n \hat{b}_n^+ \hat{b}_n$. Неизвестные функции $f_n(\vec{r})$ и $\theta_n(\vec{r})$ удовлетворяют системе уравнений, которая следует из уравнений движения для $\hat{\varphi}$ и $\delta\hat{\rho}$. Чтобы сохранить преемственность с известным решением Боголюбова задачи о спектре слабо неидеального бозе-газа в однородном случае, следует перейти от функций $f_n(\vec{r})$ и $\theta_n(\vec{r})$ к новым функциям $u_n(\vec{r}) = [f_n(\vec{r}) + \theta_n(\vec{r})]/2$, $v_n(\vec{r}) = [f_n(\vec{r}) - \theta_n(\vec{r})]/2$.

В пространственно однородном случае функции $u_n(\vec{r})$ и $v_n(\vec{r})$ совпадают с известными коэффициентами u, v - преобразования Боголюбова. В общем случае функции $u_n(\vec{r})$, $v_n(\vec{r})$ удовлетворяют системе уравнений

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U(\vec{r}) - \mu + 2\gamma\rho(\vec{r})\right]u_n(\vec{r}) + \gamma\rho(\vec{r})v_n(\vec{r}) = E_n u_n(\vec{r})$$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U(\vec{r}) - \mu + 2\gamma\rho(\vec{r})\right]v_n(\vec{r}) + \gamma\rho(\vec{r})u_n(\vec{r}) = -E_n v_n(\vec{r}) \tag{7}$$

Эту систему уравнений необходимо дополнить уравнением, задающим связь между плотностью газа $\rho(\vec{r})$ и приложенным полем $U(\vec{r})$. Если в этом уравнении пренебречь малыми флуктуационными добавками к плотности, то оно может быть записано в виде

$$\gamma\rho(\vec{r}) = \mu - u(\vec{r}) + \frac{\hbar^2}{4m}\left(\frac{\nabla^2\rho}{\rho} - \frac{1}{2}\,\frac{(\nabla\rho)^2}{\rho^2}\right) \tag{8}$$

К решению уравнений (7), (8) сводится задача о нахождении энергетического спектра слабо неидеального бозе-газа в неоднородном поле $u(\vec{r})$.

Полученная система уравнений используется в диссертации для анализа вопроса о дальнем порядке и наличии бозе-конденсата в слабо неидеальном бозе-газе в неоднородном поле. Естественно, что эта задача не может быть решена для поля, произвольным образом зависящего от $\vec{r}$. Ее удалось решить в частном случае поля, которое является линейной функцией одной из координат. Таковым является гравитационное поле. Но и для потенциала общего вида, зависящего лишь от одной из координат (например, от x) и имеющего вид потенциальной ямы, есть области пространства, в которых потенциал можно считать линейной функцией x . Действительно, при низких температурах газ занимает область, в которой $\mu - u(x) > 0$. Если $x = L_{1,2}$ -точки, в которых $\mu - u(x) = 0$, то вблизи этих точек $\mu - u(x) \cong \frac{u_0}{\ell}(L_{1,2} - x)$, где ℓ - характерное расстояние на котором изменяется поле $u(x)$.

Удается найти длинноволновую часть спектра в линейном поле, которая только и существенна в проблеме дальних корреляций. Собственные значения энергии равны

$$E_{kn} = \sqrt{2\hbar^2 u_0 |k| (n+1)/\ell m}\ ; \quad n = 0, 1, 2, \dots \tag{9}$$

Отвечающие им собственные функции имеют вид

$$\theta_{kn} = C_{kn}\,\xi_k \exp(-\xi_k/2)\, L_n^1(\xi_k)\, e^{iky}, \tag{10}$$

где $\xi_k = 2(L-x)|k|$, а $L_n^1(\xi)$ - обобщенные полиномы Лагерра. Волновые функции (10) экспоненциально затухают в глубь области $\mu - u(x) > 0$, в которой при низких температурах сосредоточены почти все бозоны. Это означает, что (I0) описывает поверхностные колебания, распространяющиеся вдоль границы занимаемой бозонами области пространства. В соответствии с (9) поверхностные колебания квантованы. Причина квантования в том, что с одной стороны частицы при своем движении отражаются от потенциала приложенного поля, а с другой - от неоднородного потенциала создаваемого всеми остальными частицами. Спектр (9) кардинально отличается от хорошо известного боголюбовского спектра слабо неидеального бозе-газа в однородном случае. Таким образом, даже слабо неоднородное поле может радикальным образом изменить энергетический спектр бозе-газа.

Наличие или отсутствие в системе дальнего порядка определяется поведением коррелятора $g \equiv \langle exp\{ i[\varphi(x,y) - \varphi(x,y')]\}\rangle$ при больших $y-y'$. Вычисление коррелятора $g(y,y')$ предполагает, что известны входящие в (I0) нормировочные коэффициенты C_{kn}. По счастливой случайности в данном случае удалось не только указать процедуру вычисления C_{kn}, но найти их явное выражение, а затем вычислить $g(y,y')$. При $|y-y'| \gg L-x$

$$g(y,y') = [\hbar^2 u_0 / T^2 m\ell (L-x)]^{\frac{mT}{4\pi\hbar^2 \rho(x)}} \qquad (II)$$

Видно, что при $|y-y'| \to \infty$ фазы в точках y и y' остаются скоррелированными для конечных ℓ и $L-x$, но корреляция между фазами исчезает, если $\ell \to \infty$ или $L-x \to \infty$.

Последний рассмотренный в первой главе вопрос связан с поведением квантованных вихрей в среде с неоднородной сверхтекучей плотностью. Установлено, что неоднородность плотности изменяет закон взаимодействия вихрей друг с другом, что может приводить к изменению характера сверхтекучего перехода в двумерной системе, обусловленного, как известно, связыванием в пары вихрей с противоположной циркуляцией.

Во второй главе изучено влияние примесей подложки на сверхтекучую плотность текущей по ней пленки. Основной результат состоит в том, что примесь частично подавляет сверхтекучую плотность и даже при Т = 0 плотность сверхтекучей компоненты меньше полной плотности жидкости. Впервые полученный этот результат показался неожиданным из-за существовавшего предубеждения, что сверхтекучая жидкость не "боится" примесей. Между тем, если, например, заряд движется в сверхтекучей жидкости, он увлекает за собой и часть сверхтекучей компоненты. Это порождает дополнительный вклад в нормальную компоненту жидкости. При этом для создания нормальной компоненты заряду совсем не обязательно находиться в жидкости. Достаточно того, чтобы заряд создавал в жидкости неоднородное потенциальное поле и это поле "присоединяло" к себе часть жидкости.

Для получения количественных результатов рассмотрена система слабо взаимодействующих бесспиновых бозонов на подложке с примесями. Так как рассматривается система тождественных бозе-частиц, то волновая функция системы должна быть симметричной функцией координат всех частиц. Это обстоятельство учитывается естественным образом, если от переменных $\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N$ - координат частиц бозе-газа перейти к переменным $\rho(\vec{K})$ - коэффициентам Фурье оператора плотности. После перехода к новым переменным уравнение Шредингера приобретает вид

$$\Bigg\{\sum_{\vec{K}\neq 0}\left[-\frac{\hbar^2K^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial\rho_{\vec{K}}\,\partial\rho_{-\vec{K}}}+\frac{1}{2}\left(n\gamma_K+\frac{\hbar^2K^2}{4m}\right)\rho_{\vec{K}}\,\rho_{-\vec{K}}+u_{\vec{K}}\,\rho_{\vec{K}}\right]+ \qquad (12)$$

$$+\frac{1}{\sqrt{N}}\sum_{\vec{K}_1,\vec{K}_2}\frac{\hbar^2}{2m}(\vec{K}_1\vec{K}_2)\rho_{\vec{K}_1+\vec{K}_2}\left(\frac{\partial}{\partial\rho_{\vec{K}_2}}+\frac{\rho_{-\vec{K}_1}}{2}\right)\left(\frac{\partial}{\partial\rho_{\vec{K}_2}}+\frac{\rho_{-\vec{K}_2}}{2}\right)\Bigg\}\Psi=(\mathcal{E}-\mathcal{E}_0)\Psi$$

Оператор в первой строчке описывает систему невзаимодействующих осцилляторов, а оператор во второй строчке - их взаимодействие. В рассматриваемом случае слабо взаимодействующих бозонов взаимодействие осцилляторов мало и им можно пренебречь.

Теперь видно преимущество перехода от координат бозонов $\vec{r}_i$ к переменным $\rho(\vec{K})$. Дело в том, что $u_{\vec{K}}$ - фурье-компоненты потенциала взаимодействия со случайно расположенными примесными центрами не зависят от переменных $\rho(\vec{K})$. Поэтому нахождение собственных функций уравнения Шредингера в данном случае является простой задачей в отличие от задачи о собственных функциях отдельного бозона в поле случайных примесей. Эти собственные функции есть функции осцилляторов, смещенные из "начала координат" на $[2\mathcal{E}_K/(\mathcal{E}_K+2\gamma_K n)]^{1/2}$,где $\mathcal{E}_K=\hbar^2K^2/2m$.

Нахождение нормальной плотности по стандартной методике требует вычисления отклика системы на вращение подложки. При вращении только нормальная часть жидкости будет увлекаться подложкой, а коэффициент пропорциональности между потоком массы и скоростью подложки даст искомую нормальную плотность. В диссертации показано, что нормальная плотность, порождаемая примесями подложки, может быть найдена иным, более простым способом. Как для бозе-, так и для ферми-систем,

$$\rho_n=\frac{1}{2}\sum_{\vec{K}\neq 0}\overline{\langle\Psi_0|\rho_{\vec{K}}-\rho_{-\vec{K}}|\Psi_0\rangle}/\langle\Psi_0|\rho_0|\Psi_0\rangle \qquad (13)$$

где $|\Psi_0\rangle$ - волновая функция основного состояния, черта означает усреднение по положению примесных центров.

В случае бозе-газа с помощью волновой функции из (12) находим что: $\rho_n=(nn_i/2\pi\hbar^2)(W/c)^2$. Здесь n -плотность бозонов, n_i - плотность примесей, $c=(\gamma n/m)^{1/2}$ - скорость звука. При этом предполагается, что взаимодействие бозонов с примесными центрами является точечным, так что $U(\vec{r})=\sum_i W\delta(\vec{r}-\vec{r}_i)$. Полученное выражение для нормальной плотности подтверждает известный результат об отсутствии сверхтекучести в идеальном бозе-газе. Действительно, для идеального газа $c\to 0$ и следовательно $\rho_n\to\infty$.

В третьей главе исследованы особенности сверхтекучести многосвязных систем. Примером таких систем являются пористые среды, заполненные сверхтекучим гелием. В диссертации рассмотрен лишь класс систем, в которых бозоны заключены в узкие каналы, образующие двумерную или трехмерную сетку, причем,эта сетка считалась регулярной.

Два главных вопроса рассмотрены в связи с названными системами: I) зависимость температуры Тс сверхтекучего перехода от длины звена ℓ в сетке и 2) скорость релаксации токового состояния выше Тс.

Точное соотношение для температуры Тс удалось получить в двумерном случае. Исходное выражение для статистической суммы, записанное в виде континуального интеграла по комплексным полям, удалось привести к виду

$$Z = \int D\varphi(\vec{r}) \exp\left\{-\beta \sum_{\vec{r},\vec{a}} \frac{\hbar^2 \rho_s(T)}{2\ell m} \left[\varphi(\vec{r}+\vec{a}) - \varphi(\vec{r})\right]^2\right\} \quad (14)$$

Здесь $\rho_s(T)$ - одномерная сверхтекучая плотность в канале $\vec{r} = n\vec{a}_x + m\vec{a}_y$ - координаты узлов сетки, $\vec{a}$ - расстояние до ближайших узлов. Фаза $\varphi(\vec{r})$, вообще говоря, неоднозначная функция координат, удовлетворяющая условию, что при обходе по любому замкнутому контуру она получает приращение, кратное 2π.

Статистическая сумма с указанным свойством фазы хорошо изучена. Она описывает систему, в которой происходит фазовый переход Березинского, Костерлица, Таулесса. В результате в системе бозонов, движущихся вдоль одномерных каналов длиной которые образуют двумерную квадратную решетку, переход в сверхтекучее состояние происходит при температуре Тс, которая удовлетворяет соотношению $T_c = \frac{\pi}{2}\hbar^2 \rho_s(T_c)/m\ell$. В диссертации приведены аргументы, что в случае, когда каналы образуют трехмерную сетку, температура сверхтекучего перехода $T_c \approx \hbar^2 \rho_s(T_c)/m\ell$. Таким образом, как в двумерном, так и в трехмерном случаях температура перехода при больших ℓ убывает как ℓ^{-1}. Отметим, для сравнения, что в случае модели Изинга $T_c \sim 1/\ell n\, \ell$.

Релаксация потока выше Тс связана с движением свободных вихрей поперек потока. Механизм прохождения центра вихря из одной ячейки сеточной структуры в другую состоит в появлении в канале свободной от вещества полости - центра проскальзывания фазы (ЦПФ). В диссертации рассчитана частота появления ЦПФ в результате тепловых флуктуаций и показано, что время релаксации потока $\tau \sim \sqrt{T} \exp(4\hbar n c/3T)$, где n -одномерная плотность бозонов в канале, c - скорость звука.

В четвертой главе обсуждается проблема сверхтекучести в квантовых кристаллах. Как известно, идея о сверхтекучем виде движения в квантовых кристаллах была высказана Андреевым и Лифшицем еще в 1969 г. В четвертой главе обсуждается возможность сверхтекучего течения поверхностных слоев квантового кристалла.

Гипотеза о том, что ниже температуры плавления трехмерного кристалла $T_m^{(3)}$ его поверхностные слои остаются жидкими и кристаллизуются при температуре $T_m^{(2)} < T_m^{(3)}$ известна давно. Существует точка зрения, что этот факт является универсальным и что жидкая пленка имеется на поверхности всех твердых тел, чем объясняется невозможность перегрева кристалла. выше температуры $T_m^{(3)}$. Эту идею подтверждают эксперименты с машинным моделированием. Подтверждают ее и эксперименты с реальными кристаллами. Так существование жидких слоев обнаружено на поверхности кристаллов свинца, меди, ряда органических соединений. Что касается наиболее квантового кристалла водорода, то непосредственные эксперименты по обнаружению жидких слоев на поверхности кристаллической фазы до настоящего времени еще не произведены.

Для получения количественных результатов в диссертации рассмотрена лишь одна из возможных реализаций поверхностной сверхтекучести, а именно случай, когда сверхтекучесть связана с фазой Андреева-Лифшица, т.е. с фазой, у которой число узлов кристалла больше числа частиц. В качестве гамильтониана, описывающего кристалл с нулевыми вакансионами, выбран следующий

$$\hat{H} = -t\sum_{\langle n,m\rangle}(\hat{a}_n^+\hat{a}_m + \hat{a}_m^+\hat{a}_n) - g\sum_{\langle n,m\rangle}\hat{a}_n^+\hat{a}_n\hat{a}_m^+\hat{a}_m \qquad (15)$$

Здесь $\hat{a}_n^+$, $\hat{a}_n$ - операторы рождения и уничтожения бозона в узле n, причем считается, что в одном узле может находиться только один бозон, так что $\hat{a}_n^2 = 0$ и $\hat{a}_n\hat{a}_n^+ + \hat{a}_n^+\hat{a}_n = 1$. На разных узлах операторы $\hat{a}_n$ удовлетворяют бозевским коммутационным соотношениям.

В диссертации показано, что при малой концентрации вакансий волновая функция основного состояния подобна волновой функции БКШ и имеет вид $|\Phi_0\rangle = \prod_n (u_n \hat{a}_n^+ + v_n)|0\rangle$, где

$|0\rangle$ - волновая функция вакуумного состояния, т.е. состояния без частиц в узлах; коэффициенты u_n и v_n удовлетворяют условию $|u_n|^2 + |v_n|^2 = 1$. Предполагая, что основное состояние пространственно однородно, величину коэффициентов u_n и v_n можно найти из условия минимума энергии системы $E_0 \equiv \langle\Phi_0|\hat{H}|\Phi_0\rangle$ в основном состоянии. Из расчета следует, что $v^2 = (t-g)/(2t-g)$, причем расчет справедлив при выполнении неравенств $t \gg t-g > 0$. Второе из этих неравенств свидетельствует о пороговом характере появления в кристалле нулевых вакансионов: последние появляются, если амплитуда туннелирования атомов из узла в узел превосходит характерную энергию взаимодействия бозонов в кристалле.

Для параметра порядка $\psi_n \equiv \langle\Phi_0|\hat{a}_n|\Phi_0\rangle$ получено уравнение движения, представляющее собой решеточный аналог уравнения Гинзбурга-Гросса-Питаевского. С помощью этого уравнения найден закон дисперсии длинноволновых возбуждений и показано, что он удовлетворяет критерию сверхтекучести Ландау. Установлено, что в случае, когда условие появления нулевых вакансионов выполняется лишь для поверхностного слоя, происходит "затягивание" вакансионов в толщу кристалла на некоторую глубину, величина которой определяется соотношением между параметрами t и g. При наличии поверхностного сверхтекучего слоя найдена величина стекающей под действием силы тяжести массы.

Пятая глава диссертации посвящена рассмотрению поведения электронейтральных сверхтекучих систем в скрещенных электрическом и магнитном полях. В этой главе показано, что в скрещенных полях поведение сверхтекучей жидкости напоминает поведение сверхпроводника в магнитном поле: и в том, и в другом случае в системе возникают незатухающие потоки вещества. Вопрос о токовых состояниях сверхтекучей системы в скрещенных полях является частью более общего вопроса о гидродинамике сверхтекучей жидкости в электромагнитном поле. Такая гидродинамика построена в пятой главе и с ее помощью рассмотрен ряд эффектов, наиболее яркий из которых, как представляется, состоит в следующем.

Если между наружной и внутренней стенками сосуда из двух коаксиальных цилиндров, заполненного сверхтекучей жидкостью, создать разность потенциалов и поместить эту систему в магнитное поле, параллельное оси сосуда, то сверхтекучая жидкость будет вращаться со скоростью

$$\vec{V}_s = \frac{\varepsilon\mu - 1}{4\pi\rho c}\left(\vec{E}\times\vec{H}\right) \tag{16}$$

Здесь ε, μ - диэлектрическая и магнитная проницаемости жидкости, а ρ - ее массовая плотность. Предсказанное явление должно иметь место в сверхтекучих как бозе-, так и ферми-системах. Существует простое объяснение физической сущности этого явления [6]. Как известно, в скрещенных полях на единицу объема вещества действует сила Абрагама $\mathcal{F}_A$. Поэтому уравнение движения жидкости в скрещенных электрическом и магнитном полях имеет вид

$$\rho\frac{\partial\vec{V}_s}{\partial t} = \vec{\mathcal{F}}_A \equiv \frac{\varepsilon\mu - 1}{4\pi c}\frac{\partial}{\partial t}\left(\vec{E}\times\vec{H}\right) \tag{17}$$

Интегрируя это уравнение по времени и полагая, подобно тому как это делается при аналогичном выводе эффекта Мейсснера в сверхпроводниках, равной нулю константу интегрирования, приходим к искомому результату.

Возникающие сверхтекучие потоки, подобно мейсснеровским токам, не являются метастабильными, а отвечают основному состоянию системы в скрещенных полях. Значение скорости потоков, приведенное выше, реализуется в не очень сильных электрических и магнитных полях. С ростом полей в системе может возникать квантованное вихревое движение жидкости вокруг внутреннего цилиндра. Появление вихря уменьшает скорость $\vec{V}_s$ и при некоторых значениях $\vec{E}$ и $\vec{H}$ суммарная скорость потока $\vec{V}_s$ обращается в нуль. При дальнейшем возрастании полей $\vec{V}_s$ вновь достигает своего значения из (16). И этот процесс повторяется периодически. Описанное явление приводит к гигантским всплескам диэлектрической и магнитной восприимчивостей, которые периодичны с тем же периодом по полям $\vec{E}$ и $\vec{H}$, что и скорость $\vec{V}_s$.

В шестой и седьмой главах излагается теория принципиально нового механизма сверхпроводимости, предсказанного автором и независимо Лозовиком и Юдсоном. Речь идет о сверхпроводимости в системах со спариванием пространственно разделенных электронов и дырок. Эти системы обладают рядом преимуществ по сравнению с системами без пространственного разделения носителей. Первое преимущество состоит в возможности подбирать для спаривания электронов и дырок наиболее подходящие пары веществ. Второе преимущество в преобладании в таких системах сил отталкивания между электрон-дырочными парами над силами притяжения. Это позволяет избежать развала пар с ростом их концентрации. И, наконец, возможно, наиболее важное преимущество заключается в том, что в системах с пространственно разделенными носителями изменение толщины диэлектрической прослойки между проводящими слоями позволяет регулировать величину матричных элементов межзонного (в данном случае, межслоевого) туннелирования. В диссертации показано, что наличие межзонного туннелирования радикально изменяет механизм перехода в сверхпроводящее состояние.

Основная физическая идея нового механизма сверхпроводимости проста и наглядна. Благодаря кулоновскому взаимодействию электроны и дырки связываются в пары. Переход от фермионов к бозонам приводит к сверхтекучести пар ниже критической температуры Tc, величина которой зависит от концентрации носителей. В случае, когда расстояние между носителями больше боровского радиуса, Tc - порядка температуры вырождения газа электрон-дырочных пар. Так как компоненты пар пространственно разделены, то движение пар сопровождается равными и противоположно направленными сверхтоками $\vec{J}_e$ и $\vec{J}_p$ соответственно в электронной и дырочной областях. В магнитном поле, параллельном плоскости структуры, в системе должны протекать сверхтекучие потоки, равные

$$\vec{J}_e = -\vec{J}_p = -\frac{e^2 n_s(T)}{Mc}\left(\vec{A}_e - \vec{A}_p\right) \tag{18}$$

Здесь $n_s(T)$ - плотность сверхтекучих электронов, M - масса электрон-дырочной пары, $\vec{A}_e$ и $\vec{A}_p$ - значения векторного потенциала в областях с электронной и дырочной проводимостью соответственно. Пропорциональность токов $\vec{J}_e$ и $\vec{J}_p$ разности $\vec{A}_e - \vec{A}_p$ отражает тот факт, что электроны и дырки связываются в пары и каждый компонент пары увлекается "своим" векторным потенциалом. Сформулированные результаты получены в диссертации из микроскопической теории, в основу которой положена система уравнений для нормальной и аномальной функций Грина, аналогичная системе уравнений Горькова для сверхпроводников с куперовским спариванием.

С помощью этой же системы уравнений при температурах, близких к Тс, в работе получено уравнение для параметра порядка, аналогичное уравнению Гинзбурга-Ландау,

$$\frac{1}{2M}\left(-i\hbar\nabla - \frac{e}{c}\left(\vec{A}_e - \vec{A}_p\right)\right)^2\psi + \alpha\psi + \beta|\psi|^2\psi - \gamma T_{12} = 0 \quad (19)$$

Последнее слагаемое в этом уравнении, связанное с межзонными переходами и пропорциональное матричным элементам межзонного туннелирования T_{12} , отсутствует в традиционной теории Гинзбурга-Ландау. Оно приводит к важным следствиям, при изложении которых мы ограничимся ниже случаем равного нулю магнитного поля. После отделения в уравнении для ψ мнимой части в приближении постоянного модуля ψ получаем уравнение

$$\frac{e|\psi|^2}{M I_c}\nabla^2\theta = \sin\theta \quad (20)$$

Здесь θ - фаза параметра порядка ψ , а I_c - максимальный поперечный (межзонный) сверхток, который может протекать в структуре. Это уравнение представляет собой уравнение непрерывности для сверхтекучей компоненты в рассматриваемых системах и должно быть дополнено граничными условиями, задающими ток на торцах структуры:

$$(e|\psi|^2/M)\, d\theta/dx = J|_{x=0,L}$$

В случае, когда фаза θ зависит лишь от одной координаты (например, от x), уравнение (20) совпадает с уравнением физического маятника. Последнее, как известно, имеет существенно разные решения в зависимости от величины начальной скорости, т.е. в данном случае от тока J на границе. При малых J маятник колеблется относительно точки подвеса, при больших J происходит вращение маятника. Критическое значение J, разделяющее два типа решения, равно $J_{c1} = (e I_c/M)^{1/2} 4|\psi|/\pi$. Если $J < J_{c1}$, то ток, втекающий в структуру, остается локализованным вблизи границы, если , ток распространяется по структуре до бесконечности. При этом протекание продольного транспортного тока в системе сопровождается появлением квантованных токовых вихрей, оси которых параллельны плоскости структуры. В результате, если ток на границе меньше J_{c1}, то структура ведет себя как диэлектрик. При токе J, большем J_{c1}, структура является сверхпроводящей. Ток J_{c1} отвечает точке фазового перехода из диэлектрического в сверхпроводящее состояние.

Полученные результаты означают, что, вопреки существовавшим опасениям, межзонные переходы не устраняют сверхтекучесть электрон-дырочных пар в рассматриваемых системах. Но эти переходы приводят к ряду особенностей сверхпроводящей фазы. В частности, протекание однородного транспортного тока при наличии межзонных переходов невозможно. Изменяют межзонные переходы и механизм перехода из нормального состояния в сверхпроводящее при отличных от нуля температурах.

Наконец, в седьмой главе исследовано влияние примесей на термодинамические и кинетические свойства систем со спариванием пространственно разделенных электронов и дырок. Получена система уравнений для нормальной и аномальной функций Грина в присутствии немагнитных примесей и с ее помощью установлено, что эти примеси подавляют спаривание и при некоторой критической концентрации примесей они полностью разрушают сверхпроводящую фазу. Установлено, что имеется область концентраций примесей, в которой существует бесщелевая сверхтекучесть электрон-дырочных пар. Показано, что в бесщелевой области параметр порядка Δ удовлетворяет уравнению

$$\hbar\dot{\Delta} + \frac{2}{3}\pi^2\tau\left(T_c^2 - T^2\right)\Delta - \frac{4}{3}\frac{m\tau}{M}|\Delta|^2\Delta + \frac{p_0^2\tau}{M^2}\cdot$$

$$\left[\hbar\Delta - \frac{ie}{c}\left(\vec{A}_e - \vec{A}_p\right)\right]^2\Delta - i\Delta\left(\mu_e^* - \mu_p^*\right) + \frac{\pi}{m\tau}\frac{T_{12}}{\lambda} = 0 \qquad (21)$$

Здесь τ - время свободного пробега относительно столкновений с примесями, μ_e^* и μ_p^* электрохимический потенциал электронов и дырок соответственно, m - приведенная масса пары, p_0 - импульс Ферми, связанный с концентрацией электронов соотношением $p_0^2 = 2\pi\hbar^2 n$.

С помощью этого уравнения доказана устойчивость бездиссипативных токовых состояний относительно малых флуктуаций модуля и фазы параметра порядка. Предсказана возможность джозефсоновского излучения из структуры в случае, когда разность потенциалов $\mu_e^* - \mu_p^*$ превосходит критическое значение, пропорциональное матричным элементам межзонного туннелирования T_{12}.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

Сформулируем основные результаты, полученные в диссертации.

1. Обнаружено, что в двумерном идеальном бозе-газе,помещенном в неоднородное поле, изменяющееся на макроскопических расстояниях, имеет место явление бозе-эйнштейновской конденсации. При этом температура бозе-конденсации не содержит малого параметра, связанного с медленностью изменения неоднородного поля в пространстве. Эта температура порядка температуры вырождения бозе-газа.

2. Предложен новый метод описания неидеального бозе-газа в неоднородных внешних полях, и на его основе получена система двух связанных уравнений на собственные значения, представляющих собой бозонный аналог уравнений Боголюбова- де Жена для ферми-систем со спариванием.

3. С помощью полученных уравнений решена задача о поведении слабо неидеального бозе-газа в поле, которое является линейной функцией одной из координат. Найден спектр и волновые

функции такого газа. В двумерном и трехмерном случаях вычислен коррелятор фаз в далеко отстоящих точках и установлено, что взаимодействие устраняет бозе-конденсацию для двумерных систем.

4. Показано, что, несмотря на отсутствие бозе-конденсата в двумерном слабо неидеальном газе в неоднородном поле, температура бозе-конденсации идеального газа является устойчивой характеристикой системы. При включении взаимодействия между бозонами вместо фазового перехода, связанного с бозе-конденсацией, происходит переход, связанный с появлением в системе сверхтекучести. При этом температура перехода в сверхтекучее состояние Tc слабо отличается от температуры бозе-конденсации To. Поправка к To мала в меру разреженности бозе-газа.

5. Рассмотрено поведение квантованных вихрей в системах с неоднородной сверхтекучей плотностью. Изучен закон взаимодействия вихрей и показано, что энергия вихрей в системах с неоднородной плотностью просто выражается через функцию Грина уравнения для функции тока. Найдена энергия взаимодействия вихрей для ряда конкретных законов изменения сверхтекучей плотности с координатой.

6. Исследована проблема сверхтекучести пленки по подложке с примесями или структурными дефектами. Для слабо неидеального бозе-газа и малой концентрации примесей без использования предположения о наличии в системе бозе-конденсата построена микроскопическая теория сверхтекучести на подложке с примесями. Найдены волновая функция основного состояния системы, распределение плотности вблизи примесного центра и коррелятор плотность-плотность. Вычислен отклик системы на вращение подложки, и определена нормальная плотность, порождаемая примесями при T = 0.

7. Построена теория сверхтекучести бозонов в узких каналах, образующих трехмерную или двумерную сетку. Показано, что температура перехода в сверхтекучее состояние в трехмерном случае по порядку величины равна $\hbar^2 n/m\ell$, где n - одномерная плотность бозонов, m - их масса, ℓ - характерная длина звена в сетке. В двумерном случае для температуры перехода Tc получено точное соотношение

$$T_c = \frac{\pi}{2} \frac{\hbar^2 n_s(T_c)}{m\ell}$$

где $n_s(T)$ - одномерная сверхтекучая плотность при температуре T.

8. Вычислена скорость распада токового состояния, связанная с появлением в канале центра проскальзывания фазы /ЦПФ/. Установлена новая микроскопическая картина проскальзывания фазы в чистых бозе-системах. Проскальзывание фазы состоит в том, что квантованный импульс движения жидкости как целого передается ЦПФ. В дальнейшем благодаря трению этот импульс уже легко передается термостату.

9. Выполнено подробное микроскопическое исследование модели бозе-кристалла с малым количеством нулевых вакансионов. Найдена волновая функция основного состояния кристалла с вакансионами. Эта волновая функция подобна волновой функции БКШ. Введен параметр порядка для конденсатной фракции вакансионов. Получены уравнения, описывающие медленные изменения параметра порядка в пространстве и времени. Установлено, что коллективные колебания вакансионов имеют звуковой характер. Выяснены условия, при которых вакансионы могут появляться лишь вблизи поверхности кристалла. В ситуации, когда поверхностные слои становятся сверхтекучими, вычислена величина стекающей по поверхности кристалла в поле тяжести массы.

10. Построена полная система уравнений гидродинамики сверхтекучих систем при учете эффектов поляризации жидкости электрическими и магнитными полями. С помощью полученных уравнений установлено фундаментальное свойство электронейтральных сверхтекучих систем: скрещенные электрическое и магнитное поля вызывают в них незатухающие потоки, скорость которых

$$\vec{V}_s = \frac{\varepsilon\mu - 1}{4\pi\rho c} \left(\vec{E} \times \vec{H}\right)$$

где ε - диэлектрическая, μ - магнитная проницаемости, ρ - массовая плотность жидкости, $\vec{E}$ и $\vec{H}$ - напряженности электрического и магнитного полей соответственно. Как и в случае мейсснеровских токов в сверхпроводнике, эти потоки отвечают основному состоянию сверхтекучей жидкости в скрещенных полях.

II. Предсказана возможность принципиально нового механизма высокотемпературной сверхпроводимости в системах со спариванием пространственно разделенных электронов и дырок и построена теория сверхпроводимости в указанных системах. Установлено, что протекание сверхтока в электронной области сопровождается равным ему и противоположно направленным сверхтоком в дырочной области. Вычислен отклик системы на слабое магнитное поле, параллельное плоскости структуры, и показано, что это поле вызывает сверхтекучие потоки, пропорциональные величине приложенного магнитного поля.

I2. Изучено влияние межзонных переходов на сверхсвойства указанных систем. Установлено, что межзонные переходы (для данных систем это - туннельные переходы между областями с электронной и дырочной проводимостью) устраняют возможность протекания в структуре пространственно однородных сверхтекучих потоков. Возможность протекания неоднородных бездиссипативных потоков сохраняется, причем их протекание может иметь место при условии, что ток на границе структуры превосходит критическое значение, величина которого возрастает с увеличением матричных элементов межзонного туннелирования.

I3. Исследовано влияние электронейтральных примесей на термодинамику и кинетические свойства систем со спариванием пространственно разделенных электронов и дырок. Показано, что нейтральные примеси подавляют электрон-дырочное спаривание подобно тому, как магнитные примеси подавляют спаривание электронов в традиционных (невысокотемпературных) сверхпроводниках. Установлено, что существует область концентраций примесей, внутри которой реализуется бесщелевая сверхпроводимость. Выведено динамическое уравнение, описывающее поведение системы в бесщелевом состоянии. С помощью полученного уравнения доказана устойчивость бездиссипативного токового состояния относительно малых флуктуаций плотности и фазы.

ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

I. Шевченко С.И. Теория сверхпроводимости систем со спариванием пространственно разделенных электронов и дырок - ФНТ, 1976, т.2, № 4, с. 505-516.

2. Шевченко С.И., Кулик И.О. Электродинамика экситонного спаривания в низкоразмерных кристаллах без центра инверсии.- Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 23, вып. 3, с. 171-173.
3. Кулик И.О., Шевченко С.И. Экситонное спаривание и сверхпроводимость в слоистых соединениях.- ФНТ, 1976, т. 2, № 11, с. 1465-1426.
4. Шевченко С.И. Уравнения Гинзбурга-Ландау и квантовые когерентные явления в системах с электронно-дырочным спариванием.- ФНТ, 1977, т.3, № 5, с. 605-623.
5. Безуглый А.И., Шевченко М.И. Влияние примесей на термодинамические и кинетические свойства систем с электронно-дырочным спариванием.- ФНТ, 1977, т.3, № 4, с. 428-437.
6. Безуглый А.И., Шевченко С.И. Динамическая схема для "грязных" систем с электронно-дырочным спариванием.- ФНТ, 1978, т. 4, № 4, с. 454-466.
7. Шевченко С.И. Особенности сверхтекучести по подложке с примесями.- ФНТ, 1983, т. 9, № 2, с. 139-150.
8. Шевченко С.И. Сверхтекучие потоки в Не-П, индуцированные скрещенными электрическим и магнитным полями.- Письма в ЖЭТФ, 1978, т.28, вып. 3, с. 112-116.
9. Шевченко С.И. Гидродинамика сверхтекучих систем при учете пондеромоторных сил.- ФНТ, 1978, т. 4, № 11, с.1410-1421.
10. Шевченко С.И. Квантованные вихри и всплески диэлектрической и восприимчивости гелия П в скрещенных полях.- ФНТ, 1978, т. 4, № 11, с. 1471-1473.
11. Шевченко С.И. О двух конденсатах в сверхтекучих бозе-системах. ФНТ, 1985, т. 11, № 4, с. 339-352.
12. Шевченко С.И. К теории квантовых бозе-кристаллов.- ФНТ, 1986. т. 12, № 3, с. 227-243.
13. Шевченко С.И. Об одномерной сверхтекучести в бозе-кристаллах.- ФНТ, 1987, т. 13, № 2, с. 115-131.
14. Шевченко С.И. О квазиодномерной сверхтекучести в бозе-системах.- ФНТ, 1988, т.14, № 10, с. 1011-1028.
15. Шевченко С.И. О бозе-конденсации в двумерных бозе-системах.- ФНТ, 1990, т. 16, № 1, с. 119-123.
16. Шевченко С.И. К теории двумерной сверхтекучести в неоднородном внешнем поле.-ЖЭТФ,1991,т.100,вып. 6(12),с.1824-1843.

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

I. Silvera I.F., Varlaven J.T. - Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, N 3, p. 164-168.

2. Kotsubo V., Williams G.A. - Phys. Rev. B, 1986, v. 33, N 9, p. 6106-6122.

3. Fukuzawa T., Mendez E.E., Hong J.M. - Phys. Rev. Lett., 1990, v. 64, N 25, p. 3066-3069.

4. Sivan U., Solomon P.M., Strikman H. - Phys. Rev. Lett., 1992, v. 68., N 8, p. 1196-1199.

5. Лозовик Ю.Е., Юдсон В.И.- ЖЭТФ, 1976, т.7I, вып. 2, с. 738-753.

6. Гинзбург В.Л. - ФНТ, 1979, т. 5, № 3, с. 299-300.

Шевченко Сергей Иванович

Ответственный за выпуск - Копелиович А.И.

Подписано к печати I.02. 1993 г., физ.п.л. 2,0, учетн.-изд.2,0
Тираж I00 экз. Заказ № 38

Ротапринт ФТИНТ АН Украины, 3I0I64, пр. Ленина, 47