

проводниковых и полуметаллич. нитях с диэлектрич. проницаемостью ϵ при уменьшении их радиуса ρ , если они окружены диэлектриком с др. диэлектрич. проницаемостью ϵ_1 . Для нитей, удовлетворяющих условиям

$$\alpha = \frac{\epsilon}{\epsilon_1} \gg 1; \quad \frac{a}{(\alpha \ln \alpha)^{3/2}} \ll \rho \ll a. \quad (7)$$

эфф. радиусы основного и первых возбуждённых состояний \mathcal{E} попадают в область расстояний, где кулоновское взаимодействие электрона и дырки, расположенных на оси нити в точках $z=0$ и z (ось z совпадает с осью нити), определяется соотношением

$$V(z) = -\frac{e^2}{\epsilon \rho} \sqrt{\frac{\alpha \ln \alpha}{2}} \left[1 - \frac{|z|}{\rho} \sqrt{\frac{2}{\alpha \ln \alpha}} \right]. \quad (8)$$

При этом энергия связи \mathcal{E}_n и эфф. радиус a_n одномерного \mathcal{E} в нити равны

$$\mathcal{E}_n = -\frac{e^2}{\epsilon \rho} \sqrt{\frac{\alpha \ln \alpha}{2}} - \lambda \frac{\hbar^2}{2ma_n^2}, \quad a_n = \left(\frac{\rho^2 \alpha}{2}\right)^{1/3}, \quad \lambda = -1,019.$$

Для любых двумерных или одномерных систем, состоящих из N электронно-дырочных пар, взаимодействие между k -рыми имеет вид (5) или (8), энергия основного состояния порядка $N\mathcal{E}_{nn}$ или $N\mathcal{E}_n$. Поэтому отличие между \mathcal{E} , бикситонами и электронно-дырочной жидкостью в таких системах мало по сравнению с их энергией.

Отсутствие тяжёлых частиц (типа ионов в твёрдом теле) и связанной с ними кристаллизации, возможность в широких пределах менять все осн. параметры, сравнительно лёгкая достижимость экстремальных плотностей n и темп-р T ($n \sim n_c$, $T \sim T_c$) и сверхсильных магн. полей H ($\hbar\omega_c \sim \mathcal{E}$, $\omega_c \sim eH/mc$), а также возможность непосредственно по спектрам люминесценции получать энергетич. спектр \mathcal{E} делают систему \mathcal{E} полезной моделью для эксперим. и теоретич. исследования электронной квантовой жидкости. \mathcal{E} состоит из двух фермионов, поэтому при малых концентрациях, $na^2 \ll 1$, его можно рассматривать как бозон. Это означает, что в принципе возможна бозе-конденсация \mathcal{E} (либо бикситонов), приводящая к существованию в кристалле потоков энергии, не затухающих в течение времени жизни \mathcal{E} . Однако это явление пока не наблюдалось.

Лит.: Гросс Е., Экситон и его движение в кристаллической решётке, «УФН», 1962, т. 76, с. 433; Нокс Р., Теория экситонов, пер. с англ., М., 1966; Агранович В. М., Теория экситонов, М., 1968; Давыдов А. С., Теория молекулярных экситонов, М., 1968; Келдыш Л. В., Электронно-дырочные капли в полупроводниках, «УФН», 1970, т. 100, с. 514; его же, Кулоновское взаимодействие в тонких пленках полупроводников и полуметаллов, «Письма в ЖЭТФ», 1979, т. 29, с. 716; Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках, пер. с англ., М., 1980; Бабиченко В. С., Келдыш Л. В., Силин А. П., Кулоновское взаимодействие в тонких полупроводниковых и полуметаллических нитях, «ФТТ», 1980, т. 22, с. 1238; Кулаковский В. Д., Пикус Г. Е., Тимофеев В. Б., Многоэкситонные комплексы в полупроводниках, «УФН», 1981, т. 135, с. 237; Силин А. П., Полупроводниковые сверхрешетки, «УФН», 1985, т. 147, с. 485; Электронно-дырочные капли в полупроводниках, под ред. К. Д. Джеффриса, Л. В. Келдыша, М., 1988.

А. П. Силин

ЭКСИТОННАЯ ЖИДКОСТЬ — см. в ст. *Электронно-дырочная жидкость*.

ЭКСИТОННЫЙ ДИЭЛЕКТРИК — полупроводниковое состояние, обусловленное существованием когерентного спаривания электрон — дырка (см. *Экситон*). Существует критич. темп-ра, выше k -рой это когерентное состояние исчезает посредством фазового перехода. При этом исходная система почти не взаимодействующих *блоховских электронов* может соответствовать либо металлу с частично заполненной зоной, либо полуметаллу с перекрывающимися зонами, либо полупроводнику с полностью заполненной валентной зоной и пустой зоной проводимости.

В 1-м случае имеется одна *ферми-поверхность* электронов, во 2-м — поверхности Ферми электронов и дырок с равными концентрациями, в 3-м — поверхности Ферми отсутствуют. В последнем случае фазовый переход в со-

стояние \mathcal{E} д. возможен, когда ширина запрещённой зоны меньше энергии связи пары электрон — дырка (экситона). Тип проводимости при таком фазовом переходе не меняется.

Для металла с большой шириной разрешённой зоны W и большой *ферми-энергией* \mathcal{E}_F фазовый переход в \mathcal{E} д. возможен даже при слабом межэлектронном взаимодействии $U \ll W$, \mathcal{E}_F , если только поверхность Ферми обладает особой формой, т. е. имеется нестинг поверхности Ферми. Это свойство соответствует наличию конгруэнтных участков поверхности Ферми (вкладываемых друг в друга при смещении в пространстве квазиимпульсов на нек-рый вектор Q). В этом случае в когерентном состоянии спариваются электроны над конгруэнтным участком поверхности Ферми с дыркой, состояние k -рой отстоит на вектор Q непосредственно под поверхностью Ферми. В противоположном пределе $U \gg W$ сильного взаимодействия (см. *Хаббарда модель*) имеет место качественное, а часто даже и количественное совпадение со случаем $U \ll W$. Поэтому результаты для $U \ll W$ качественно справедливы и при произвольном соотношении между U и W .

Для полуметалла с большим перекрытием зон и слабым взаимодействием $U \ll \mathcal{E}_F$ необходимым условием реализации \mathcal{E} д. служит относительная конгруэнтность (нестинг) поверхностей Ферми электронов и дырок. При уменьшении перекрытия зон (уменьшение \mathcal{E}_F) темп-ра фазового перехода увеличивается, проходя через максимум вблизи области касания зон, и обращается в нуль, когда ширина запрещённой зоны превышает энергию связи изолированного экситона.

Формальное описание состояния \mathcal{E} д. при $U \ll \mathcal{E}_F$, W и при выполнении условия конгруэнтности поверхностей Ферми оказывается подобным описанию сверхпроводимости в *Бардина — Купера — Шриффера модели*. Только вместо бозе-конденсата куперовских пар из двух электронов с удвоенным электронным зарядом имеется конденсат пар электрон — дырка с нулевым суммарным зарядом. Это и обеспечивает полупроводниковые электрич. свойства вместо сверхпроводящих.

На основе модели \mathcal{E} д. удаётся описать как полупроводниковое поведение большого числа кристаллич. систем, k -рые с точки зрения зонной теории не взаимодействующих электронов должны быть металлами, так и фазовые переходы многих полупроводников в металлич. состояние при изменении внеш. воздействий (темп-ры, давления, магн. и электрич. полей, хим. состава соединений). В полупроводниках же, являющихся таковыми и с зонной точки зрения, когерентное спаривание электронов и дырок тем не менее может служить причиной их полупроводникового поведения, поскольку кристаллич. или магн. структуры этих веществ сами являются следствием такого спаривания (см. ниже).

Многие фазовые переходы полупроводник — металл сопровождаются изменением симметрии кристаллич. решётки или изменением магн. симметрии (напр., полупроводниковое состояние часто оказывается антиферромагнитным). Эти явления находят естеств. объяснение в рамках модели \mathcal{E} д., поскольку образование осн. состояния системы за счёт конденсата пар электрон — дырка соответствует суперпозиции блоховских f -ций из электронных и дырочных зон (в отличие от суперпозиции блоховского состояния с его комплексно-сопряжённым в пределах одной зоны в случае сверхпроводимости).

Это отличие приводит к следующим дополнит. степеням свободы при спаривании электронов и дырок: 1) спиновая; 2) относительная разность фаз блоховских f -ций электронов и дырок; 3) различная симметрия блоховских f -ций в разных зонах.

1) Спиновая структура пары синглетного и триплетного типов соответствует близким по энергии состояниям, поскольку для электрона и дырки нет запрета Паули, в отличие от сверхпроводящей пары из двух электронов. Какая из этих спиновых структур реализуется в том или ином веществе, зависит от соотношения между кулоновским и электрон-фононным взаимодействием.