

О ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭКСИТОНАХ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОВОЧНОГО ТИПА И СВЯЗАННЫХ С НИМИ КОЛЛЕКТИВНЫХ ЯВЛЕНИЯХ

В. Л. Гинзбург, В. В. Келле

Обсуждается вопрос о поверхностных экситонах электронно-дырочного типа (их энергия связи вычисляется в "макроскопическом" приближении). Упоминается о ряде возможностей, возникающих при повышении концентрации поверхностных экситонов.

Проблема поверхностных уровней в применении к металлам и полупроводникам обсуждается с 1932 г. [1], однако до сих пор в этой области много неясного как в теоретическом, так и особенно в экспериментальном отношении [2]. Вместе с тем уже наблюдается и в ближайшем будущем можно ожидать еще большего повышения внимания к поверхностным уровням в связи с появлением адекватных экспериментальных методов. Ниже мы хотим обратить внимание на возможность существования поверхностных экситонов электронно-дырочного типа (т. е. экситонов типа Ванье - Мотта) на поверхности полупроводника и на ряд интересных эффектов, связанных с их взаимодействием и конденсацией.

Будем считать, что полупроводник имеет две поверхностные зоны одноэлектронных состояний, аналогичные зоне проводимости и валентной зоне обычной трехмерной задачи. Тогда возможно образование поверхностных экситонов типа Ванье - Мотта (на само это обстоятельство уже обращалось внимание [3, 4], но детальнее вопрос не обсуждался). В простейшем случае изотропных параболических зон энергия связи поверхностного экситона определяется из двумерного уравнения Шредингера:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + V(x, y) \right] \psi(x, y) = E \psi(x, y). \quad (1)$$

Здесь $m^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$, m_e и m_h — эффективные массы электрона и дырки в поверхностных зонах. Это уравнение обосновывается точно так же, как уравнение для трехмерных экситонов Ванье — Мотта (см. например, [5]). Пространственная неоднородность задачи учитывается при определении вида оператора электронно-дырочного взаимодействия $V(x, y)$. Пусть область вблизи границы, в которой локализованы поверхностные состояния, имеет толщину порядка b . При $b \gg a$ (a порядка постоянной решетки) для определения вида $V(x, y)$ можно использовать макроскопический метод изображений, поскольку в этом случае изображение находится достаточно далеко от границы раздела. Пусть диэлектрическая проницаемость среды равна ϵ_1 при $z < 0$ и ϵ_2 при $z > 0$. Энергия электростатического взаимодействия электрона и дырки $U(\rho, z_e, z_h)$, находящихся в точках с координатами x_e, y_e, z_e и x_h, y_h, z_h , равна $-(e^2/\epsilon_2)[1/R + a/R']$ при $z_e > 0, z_h > 0$, $-(e^2/\epsilon_1)[1/R - a/R']$ при $z_e < 0, z_h < 0$, $-2e^2/(\epsilon_1 + \epsilon_2)$ при $z_e z_h < 0$. Здесь $a = (\epsilon_2 - \epsilon_1)/(\epsilon_2 + \epsilon_1)$, $\rho = \sqrt{(x_e - x_h)^2 + (y_e - y_h)^2}$, $R = \sqrt{\rho^2 + (z_e - z_h)^2}$, $R' = \sqrt{\rho^2 + (z_e + z_h)^2}$. При достаточно большом расстоянии между электроном и дыркой оператор $V(x, y)$ суть диагональный матричный элемент (см. [5])

$$\int dx_e dy_e dz_e dx_h dy_h dz_h |\sigma_{00}(x_h, y_h, z_h)|^2 |b_{xy}(x_e, y_e, z_e)|^2 U(\rho, z_e, z_h), \quad (2)$$

где σ_{00} и b_{xy} — волновые функции поверхностных зон в представлении Ванье. Если выполняется условие $b \ll r_0$, где r_0 — "радиус" экситона (см. ниже), то с точностью до членов порядка $(b/r_0)^2$ оператор $V(x, y) = -2e^2/(\epsilon_1 + \epsilon_2)r$, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Разумеется, такой результат получается сразу же, если воспользоваться выражением для $U(\rho, z_e, z_h)$ при $\rho = r, z_e = z_h = 0$ (тем самым подобный прием обоснован).

Для энергии связи и волновой функции основного состояния $n = 0$ из (1) получаем выражения:

$$E_n = - \frac{2me^4}{\hbar^2(\epsilon_1 + \epsilon_2)^2} \left(n + \frac{1}{2} \right)^{-2}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (3)$$

$$\psi_0(r) = \left(\frac{\pi r_0^2}{2} \right)^{-1/2} \exp(-r/r_0), \quad r_0 = \frac{\hbar^2(\epsilon_1 + \epsilon_2)}{4me^2}.$$

При представляющихся реальными значениях $m \sim (10^{-1} - 10^{-2}) m_0$ и $\epsilon_1 + \epsilon_2 \sim 10$ имеем $E_0 \sim (0,1 - 1)$ эв, $r_0 \sim (10 - 150)$ Å, где m_0 — масса свободного электрона.

Значения $\epsilon_1 + \epsilon_2$ нужно брать для частот $\omega \lesssim E_0/\hbar \sim 10^{14}$, что для реальных материалов вполне может отвечать использованию низкочастотных значений $\epsilon_1 + \epsilon_2$. Даже в условиях, когда сделанные предположения (условие $b \gg a$ и другие) плохо выполняются, формулы (3) все же, вероятно, могут служить для ориентировки (то же можно сказать в отношении границы с вакуумом, когда $\epsilon_1 = 1$).

Спектр поверхностных экситонов можно исследовать, например, измеряя потерю энергии частицами, пересекающими границу раздела, по поглощению света или методом комбинационного рассеяния [6]. Этими и другими способами можно, конечно, и "накачивать" поверхностные экситоны.

При повышении концентрации поверхностных экситонов они должны образовывать биекситоны (в поверхностном, т. е. двумерном случае, как известно, биекситоновый уровень будет существовать уже при сколь угодно слабом притяжении между экситонами). При достаточно низкой температуре и достаточно высокой концентрации n , особенно в области $nr_0^2 \gg 1$, экситонный и биекситонный газы коллективизируются, причем здесь имеются различные возможности [7]. Можно думать, что как и в трехмерном случае, могут, в принципе, реализовываться условия, отвечающие бозе-конденсации¹⁾, образованию экситонной "жидкости" диэлектрического и металлического типа, появлению "капель" и т. п. Правда, в двумерных системах обычный дальний порядок сверхтекучего или сверхпроводящего типа невозможен. Однако, для конечных (но еще макроскопических) поверхностей возможно упорядочение, близкое к обычному (с критической температурой T_c , логарифмически уменьшающейся с ростом поверхности [10]). Кроме того, даже для бесконечных поверхностей возможно, видимо, появление сверхтекучести и сверхпроводимости или их аналогов [10 - 12]. При этом существенно, что при $r_0 \gg 10^{-6}$ см высокая концентрация (условие $nr_0^2 \sim 1$) достигается уже при $n \lesssim 10^{12}$ см⁻².

Соображения аналогичные изложенным относятся и к одномерному случаю, который может быть интересен в применении к ребрам граней кристалла, дислокациям, "вискерсам", полимерам. В этом случае, очевидно, экситонная система является плотной уже при $nr_0 \sim 1$, что отвечает концентрации $n \lesssim 10^6$ (при $r_0 \gg 10^{-6}$ см).

Помимо образования экситонов заслуживают внимания поверхностная сверхпроводимость (или, точнее, квазисверхпроводимость; см. выше), возникающая в равновесном случае при притяжении между электронами (см. [10, 13]). В неравновесных условиях (при инверсной заселенности) сверхпроводимость должна, напротив, возникать при отталкивании между электронами или дырками [14].

Таким образом, действительно, имеется широкий круг интересных вопросов (сюда относятся и не упомянутые воздействия магнитного поля, учет анизотропии и других факторов), который может послужить предметом разнообразных теоретических и экспериментальных исследований.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
28 февраля 1973 г.

¹⁾ Бозе-конденсация экситонов некоторых типов представляет собой образование макроскопической электромагнитной волны с заданной фазой (см. [8]). Уже отсюда ясно, что бозе-конденсация поверхностных экситонов возможна, так как отвечает появлению поверхностных электромагнитных волн (см. [9]).

Литература

- [1] И.Е.Тамм. Phys. Z. Sowjet., 1, 733, 1932.
 - [2] S. G. Davison, J. D. Levine. Solid State Phys., 25, 1, 1970.
 - [3] M. Shinada, S. Sugano. J. Phys. Soc. Japan, 20, 1274, 1965;
H. J. Ralph. Sol. State Com., 3, 303, 1965.
 - [4] В.Л.Гинзбург. УФН, 108, 749, 1972.
 - [5] Р.Нокс. Теория экситонов. М., изд. Мир, 1966.
 - [6] В.М.Агранович, В.Л. Гинзбург. ЖЭТФ, 61, 1243, 1971.
 - [7] Л.В.Келдыш. УФН, 100, 514, 1970.
 - [8] Л.В.Келдыш. Проблемы теоретической физики. Сборник памяти
И.Е.Тамма, стр. 433, М., изд. Наука, 1972.
 - [9] В.М. Агранович, В.Л.Гинзбург. Кристаллооптика с учетом прост-
ранственной дисперсии и теория экситонов. М., изд. Наука, 1965;
В.М.Агранович. Теория экситонов. М., изд. Наука, 1968.
 - [10] В.Л.Гинзбург. УФН, 101, 185, 1970.
 - [11] В.Л.Березинский. ЖЭТФ, 61, 1144, 1971.
 - [12] J. M. Kosterlitz, D. J. Thouless. Preprint, 1973.
 - [13] В.Л.Гинзбург, Д.А.Киржниц. ЖЭТФ, 46, 397, 1964.
 - [14] Д.А.Киржниц, Ю.В.Копаев. Письма в ЖЭТФ, 17, 379, 1973.
-