

ПЕРЕХОД МОТТА В СИСТЕМЕ ЭКСИТОНОВ В ГЕРМАНИИ

В.М.Асник, А.А.Рагачев

Газ экситонов в полупроводнике является удобным объектом для изучения перехода многоэлектронной системы в состояние с металлическим типом проводимости. Так как боровский радиус экситонов Ванье — Мотта в полупроводниках весьма велик, то значительное перекрытие волновых функций достигается при сравнительно небольших концентрациях. Существенно и то, что в этом случае возможно изучение проводимости при постепенном изменении концентрации.

Закономерности перехода многоэлектронной системы в состояние с металлическим типом проводимости теоретически исследовались Моттом [1], который, в частности, привел соображения, указывающие на то, что переход должен носить характер резкого скачка проводимости при плавном увеличении концентрации. Для системы водородоподобных центров критерий перехода в металлическое состояние имеет вид [1]

$$r_h n^{1/3} \geq 0,25, \quad (1)$$

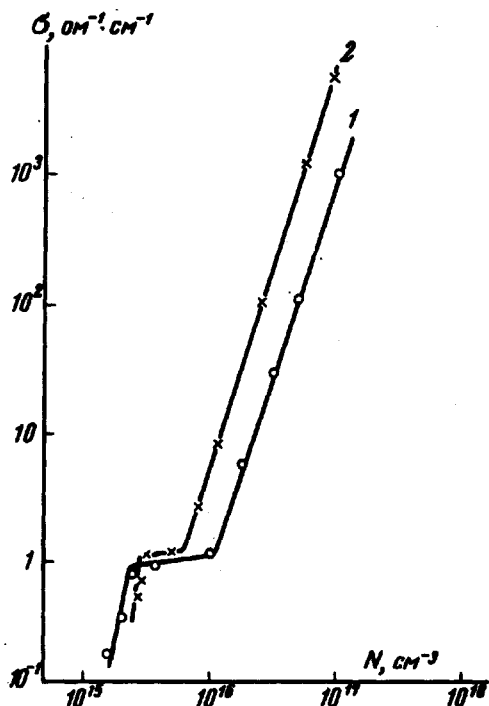
где $r_h = \epsilon \hbar / e^2 m^*$ — боровский радиус центра.

В работе [2] приведены предварительные результаты, показывающие, что при концентрациях, удовлетворяющих (1), при 4,2°К в германии созданные светом электроны и дырки обладают высокой подвижностью, концентрационная зависимость которой свидетельствует о наличии металлического типа проводимости.

Настоящее сообщение посвящено дальнейшему исследованию этого вопроса с помощью несколько улучшенной методики. Это улучшение в основном состоит в том, что измерения проводимости образца производились через некоторый, малый по сравнению с временем жизни носителей, промежуток времени после окончания импульса света. Таким образом устранялось влияние разогрева электронно-дырочной плазмы, происходящее при термолизации созданных светом носителей тока.

Была исследована фотопроводимость германия *n*- и *p*-типа с концентрацией легирующей примеси от $3 \cdot 10^{13}$ до $6 \cdot 10^{13}$ см⁻³ при температурах 1,7 и 4,2°К. Для образования электронно-дырочных пар использовался импульсный источник света с длительностью импульсов $0,25 \pm 2$ мксек. Для измерений отбирались образцы, в которых время жизни электронно-дырочных пар во всем диапазоне температур от комнатной

до $1,7^{\circ}\text{K}$ было значительно больше длительности импульса света. Это позволяло для определения концентрации пользоваться методом, изложенным в [2].



Зависимость проводимости германия от концентрации электронно-дырочных пар при разных температурах: 1 — $T = 4,2^{\circ}\text{K}$, 2 — $T = 1,7^{\circ}\text{K}$ (проводимость измерена при приложении к образцу электрического поля напряженностью $0,04$ в·см⁻¹)

Результаты опытов не зависели от типа темновой (при $T = 77^{\circ}\text{K}$) проводимости образцов.

На рисунке показаны типичные зависимости проводимости от концентрации электронно-дырочных пар при $T = 1,7$ и $4,2^{\circ}\text{K}$. При концентрациях меньших $2 \cdot 10^{15}$ см⁻³ проводимость отсутствует, что свидетельствует о том, что практически все носители тока связаны в экситоны. В том, что экситоны действительно образуются, можно легко убедиться, прикладывая к образцу поле с напряженностью более $3,5$ в·см⁻¹, при этом наблюдается резкое возрастание проводимости за счет ударной ионизации экситонов [3].

При увеличении уровня возбуждения, когда концентрация достигает величины $\sim 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³, проводимость кристалла скачкообразно возрастает. На этом участке кривой изменение концентрации в полтора раза вызывает возрастание проводимости в десять раз. Такой резкий скачок проводимости может быть объяснен резким возрастанием числа свободных носителей тока в результате перехода системы экситонов в

металлическое состояние. С понижением температуры этот участок становится более крутым и сдвигается к большим концентрациям в соответствии с ожидаемой температурной зависимостью перехода Мотта [2]. Важным доказательством металлического характера проводимости за точкой перехода является отсутствие заметной температурной зависимости проводимости.

Концентрация, при которой происходит металлизация экситонных состояний, удовлетворяет условию $r_n n^{1/3} \geq 0,2$, где боровский радиус экситона r_n принят равным 140 \AA [4]. Это неравенство следует сравнить с приведенным выше критерием Мотта¹⁾ (1).

При дальнейшем возрастании концентрации наблюдается участок сверхлинейного роста проводимости, на котором суммарная подвижность электронов и дырок растет с увеличением концентрации и понижением температуры по закону

$$(\mu_n + \mu_p) \sim n^2 / T^2. \quad (2)$$

При $T = 1,7^\circ\text{K}$ и $n = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ подвижность достигает значения $\sim 10^6 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{сак}^{-1}$, что существенно превосходит величину, ожидаемую теоретически для рассеяния на заряженных центрах как в классической плазме, так и в вырожденной в случае неподвижных центров рассеяния.

Наблюдаемые закономерности можно понять, если учесть, что газ вырожден. В этом случае только небольшая часть носителей тока в полосе $\sim kT$ вблизи поверхности Ферми может принимать участие в рассеянии носителей противоположного знака, так как вследствие действия принципа Паули частицы, находящиеся глубоко под уровнем Ферми, не могут изменить своей энергии на величину $\sim kT$, которая передается при столкновении носителей. Кроме того, рассеиваемый носитель после столкновения также должен оставаться в полосе $\sim kT$. Учет этих ограничений приводит к следующей зависимости подвижности от концентрации и температуры [5]

$$\mu \sim n^{4/3} / T^2. \quad (3)$$

¹⁾ Переход Мотта ранее наблюдался для водородоподобных примесных центров в германии, при этом найденное экспериментально условие перехода также имеет вид $r_n n^{1/3} \geq 0,2$, где r_n — боровский радиус примесного центра [1].

Это выражение правильно отражает температурную зависимость, но приводит к несколько более слабой зависимости от концентрации. Формула (3) выведена в предположении, что концентрация настолько велика, что $r_n n^{1/3} \gg 1$, в то время как при самых больших, достигнутых в настоящих опытах, концентрациях $r_n n^{1/3} \approx 1$. По этой причине расхождение между экспериментальными результатами и теорией не является неожиданным.

Авторы благодарят Л.В.Келдыша и С.М.Рывкина за плодотворное обсуждение затронутых в статье вопросов.

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

Поступило в редакцию
25 апреля 1968 г.

Литература

- [1] N. F. Mott. *Phil. Mag.*, 6, 287, 1961.
- [2] В.М.Аснин, А.А.Рогачев, С.М.Рывкин. *ФТП*, 1, 1742, 1967.
- [3] В.М.Аснин, А.А.Рогачев, С.М.Рывкин. *ФТП*, 1, 1740, 1967.
- [4] T. P. McLean, R. London, *J. Phys. Chem. Solids*, 13, 1, 1960.
- [5] W. G. Baber. *Proc. Roy. Soc.*, A158, 383, 1937.