

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК  
В ОБЛАСТИ ПРЕВРАЩЕНИЯ МЕТАЛЛА В ДИЭЛЕКТРИК

В.Н.Луцкий

I. Хорошо известно, что характер проводимости ряда металлов обусловлен перекрытием энергетических зон - валентной и зоны проводимости. Любая причина, приводящая к снятию указанного перекрытия, превращает (при  $0^{\circ}\text{K}$ ) металл в диэлектрик. В частности, превращение металла в диэлектрик в квантующем магнитном поле обсуждается в [1].

Аналогичный результат следует ожидать в случае тонких металлических пленок, в которых реализованы условия размерного квантования энергетического спектра носителей тока. Квантование энергетического спектра, как известно, приводит к сдвигу дна зоны проводимости и потолка валентной зоны на величину  $\Delta\epsilon = \hbar^2 k^2 / 2m\alpha^2$  (в приближении  $\epsilon = p^2 / 2m$ ), где  $\alpha$  - толщина пленки,  $m$  - эффективная масса носителей тока в рассматриваемой зоне. При уменьшении  $\alpha$  энергия, соответствующая дну зоны проводимости, растет, а соответствующая потолку валентной зоны - уменьшается. Изменение ширины запрещенной зоны полупроводниковых пленок в зависимости от их тол-

щины впервые было отмечено В.Б.Сандомирским [2].

Для металлов с малой эффективной массой носителей тока значение  $\alpha$ , при котором перекрытие зон снимается, оказывается достаточно большим. Для  $V_1$ , например, это величина  $\sim 10^{-5}$  см. Следует отметить, что для пленок  $V_1$  толщиной  $\leq 10^{-5}$  см на опыте наблюдается полупроводниковый характер температурной зависимости проводимости [3].

2. У металлов, в которых экстремумы перекрывающихся зон лежат при разных значениях волнового вектора  $\vec{k}$ , должны наблюдаться особенности поглощения света в области превращения металла в диэлектрик. Рассмотрим зонную схему, приводимую обычно для  $V_1$  [4]

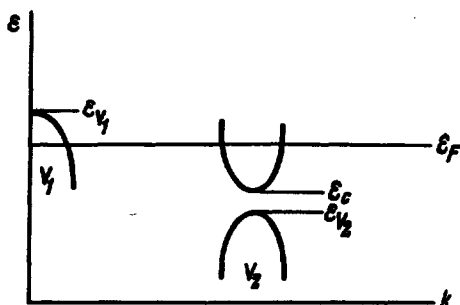


Рис. I

(рис. I). Направление  $\vec{k}$  выбрано таким образом, чтобы плоскость рисунка пересекала минимум зоны проводимости  $\epsilon_c$ . Максимум валентной зоны  $V_1$  произвольно помещен в начале координат. Отсчет энергии ведется от произвольного глубоколежащего уровня в массивном образце.

Будем рассматривать оптические переходы из зоны  $V_2$  в зону проводимости. Под красной границей ( $h\nu_{кр}$ ) таких переходов будем понимать расстояние от максимума зоны  $V_2$  до уровня Ферми ( $\epsilon_F$ ) при больших толщинах пленки (металл) или расстояние между экстремумами зон  $V_2$  и проводимости для пленок толщиной  $\alpha < \alpha_0$ , где  $\alpha_0$  - толщина, при которой металл превращается в диэлектрик.

Найдем зависимость  $h\nu_{кр} = f(\alpha)$ . Предположим, что закон дисперсии является квадратичным и изотропным, эффективная масса но-

сителей тока не зависит от толщины пленки и  $T = 0^{\circ}\text{K}$ . Положение уровня Ферми, как обычно, определяется из условия нейтральности:

$$\sum_{n=1}^{N_{p_1}} \int_{E_F}^{E_{V_2 0} - \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2m_{p_1} d^2}} f(\epsilon) g_{V_1}(\epsilon) d\epsilon = \sum_{n=1}^{N_e} \int_{E_{c_0} + \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2m_e d^2}}^{E_F} f(\epsilon) g_c(\epsilon) d\epsilon. \quad (I)$$

Здесь интегрирование ведется в пределах одной подзоны, соответствующей фиксированному значению поперечной составляющей волнового вектора. Суммирование производится по числу заполненных подзон. Обозначения:  $f(\epsilon)$  - фермиевская функция распределения;  $g_{V_1}(\epsilon) = m_{p_1} / \pi \hbar^2$ ;  $g_c(\epsilon) = m_e / \pi \hbar^2$  - плотность состояний в подзоне соответственно для зоны  $V_1$  и зоны проводимости;  $m_{p_1}$  и  $m_e$  - эффективные массы носителей тока соответственно в зоне  $V_1$  и зоне проводимости;  $E_{V_2 0}$  - энергия, соответствующая максимуму зоны  $V_2$  в массивном образце;  $E_{c_0}$  - энергия, соответствующая дну зоны проводимости в массивном образце;  $n = 1, 2, 3 \dots$ ;  $N_{p_1}$ ,  $N_e$  - число заполненных подзон в зоне  $V_1$  и зоне проводимости соответственно ( $N_{p_1} = E \left( \frac{\sqrt{2m_{p_1} (E_{V_2 0} - E_F)}}{\pi \hbar} \right) d$ );  $N_e = E \left( \frac{\sqrt{2m_e (E_F - E_{c_0})}}{\pi \hbar} \right) d$ );

$E(x)$  - целочисленная часть  $x$ ).

Из (I) имеем

$$E_F = \frac{N_{p_1} m_{p_1} E_{V_2 0} + N_e m_e E_{c_0}}{N_{p_1} m_{p_1} + N_e m_e} + \frac{\pi^2 \hbar^2 [N_e (N_e + 1) (2N_e + 1) - N_{p_1} (N_{p_1} + 1) (2N_{p_1} + 1)]}{12 d^2 (N_{p_1} m_{p_1} + N_e m_e)}$$

$$(N_{p_1} \text{ и } N_e = f(E_F)).$$

Рассмотрим два частных случая.

I. Положим  $N_{p_1} = N_e = 1$ .

Это условие накладывает ограничение на толщину пленки. Уровень Ферми должен быть расположен в пределах первой подзоны для электронов и дырок, откуда следует  $d \leq \sqrt{\frac{2\pi^2 \hbar^2 (1/m_e + 1/m_{p_1})}{E_{V_2 0} - E_{c_0}}}$ .

Кроме того, при разумных значениях  $d$  массы электронов и дырок не должны сильно различаться.

В этих условиях зависимость  $h\nu_{кр}(d)$  имеет вид:

$$h\nu_{кр} = \left( \frac{m_{p_1} \varepsilon_{v_1 0} + m_e \varepsilon_{c_0}}{m_{p_1} + m_e} - \varepsilon_{v_2 0} \right) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{p_2} d^2} \quad \text{при } d > d_0 \quad (2)$$

и

$$h\nu_{кр} = (\varepsilon_{c_0} - \varepsilon_{v_2 0}) + \frac{\hbar^2 k^2}{2d^2} \left( \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_{p_2}} \right) \quad \text{при } d < d_0. \quad (2a)$$

Здесь:  $\varepsilon_{v_2 0}$  - потолок валентной зоны  $V_2$  в массивном образце;  
 $m_{p_2}$  - эффективная масса дырок в зоне  $V_2$ .

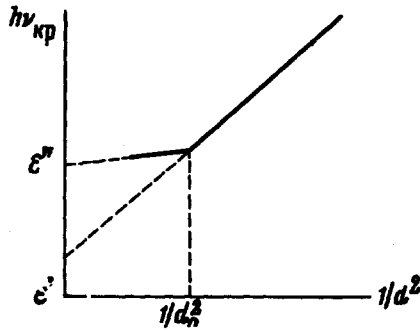


Рис. 2

Качественно зависимость  $h\nu_{кр} = f(1/d^2)$  изображена на рис.2. Кривая характерна наличием излома в точке  $d = d_0$ , индицирующего момент превращения металла в диэлектрик. Отрезки  $\varepsilon' = \varepsilon_{c_0} - \varepsilon_{v_2 0}$  и  $\varepsilon'' = \frac{m_{p_1} \varepsilon_{v_1 0} + m_e \varepsilon_{c_0}}{m_{p_1} + m_e} - \varepsilon_{v_2 0}$ , отсекаемые на оси ординат продолжением участков прямых  $h\nu_{кр}(1/d^2)$ , дают соответственно ширину запрещенной зоны и положение уровня Ферми относительно потолка валентной зоны  $V_2$  в массивном образце (при  $N_{p_1} = N_e = 1$   $\varepsilon_F = (m_{p_1} \varepsilon_{v_1 0} + m_e \varepsilon_{c_0}) / (m_{p_1} + m_e)$ ).

В точке  $d = d_0$ , приравнявая (2) и (2a), имеем  $\varepsilon'' - \varepsilon' = \hbar^2 k^2 / 2m_e d_0^2$ , откуда можно определить эффективную массу электронов. Заметим в этой связи, что более ценным, быть может, является не определение параметров зонной схемы указанным способом, а напротив, проверка сделанных предположений, касающихся закона диспер-

они и независимости эффективной массы носителей тока от толщины, на основе сравнения приведенных зависимостей с результатами эксперимента<sup>1)</sup>.

2. Рассмотрим случай, когда  $m_{P_1} \gg m_e$ . Эта ситуация, по-видимому, реализуется в висмуте. В данном случае  $\epsilon_P \approx \epsilon_{V_0}$ . Тогда при  $d > d_0$

$$h\nu_{кр} = (\epsilon_{V_0} - \epsilon_{V_2}) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{P_2} d^2} \quad (3)$$

и при  $d < d_0$

$$h\nu_{кр} = (\epsilon_{c_0} - \epsilon_{V_2}) + \frac{\hbar^2 k^2}{2d^2} \left( \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_{P_2}} \right). \quad (3a)$$

Качественно вид зависимости  $h\nu_{кр} (1/d^2)$  остается тем же, что и на рис. 2, но  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  имеют при этом следующий смысл:  $\epsilon' = \epsilon_{c_0} - \epsilon_{V_2}$ ;  $\epsilon'' = \epsilon_{V_2} - \epsilon_{V_2}$ , т.е. помимо ширины запрещенной зоны массивных образцов определяется расстояние между максимумами валентной зоны, лежащими при различных значениях  $\vec{k}$ . В точке  $d = d_0$  аналогично предыдущему случаю, определяется значение  $m_e$ . Заметим, наконец, что в рассматриваемой области толщин должны наблюдаться также и особенности для переходов из зоны  $V_2$  в зону проводимости.

Институт радиотехники и электроники

Академии наук СССР

Поступило в редакцию

8 сентября 1965 г.

#### Литература

- [1] М.Я.Азбель, Н.Б.Брандт. ЖЭТФ, 48, 1206, 1965.
- [2] В.Б.Сандомирский. ЖЭТФ, 43, 2309, 1962.
- [3] Д.Ф.Огрин. Дипломная работа, ФИАН, М., 1962; M.Green. Bull. Amer. Phys. Soc., ser. II, 10, III, 1965.
- [4] В.Lax, Revs.Mod. Phys., 30, 122, 1958.

1) Я глубоко признателен В.Б.Сандомирскому, высказавшему это соображение.