

ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО УРОВНЯМ  
НА ТЕРМИЧЕСКУЮ ЗАВИСИМОСТЬ ВСПЫШКИ  
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИНФРАКРАСНОГО СВЕТА

Ву Куанг, М. В. Фок

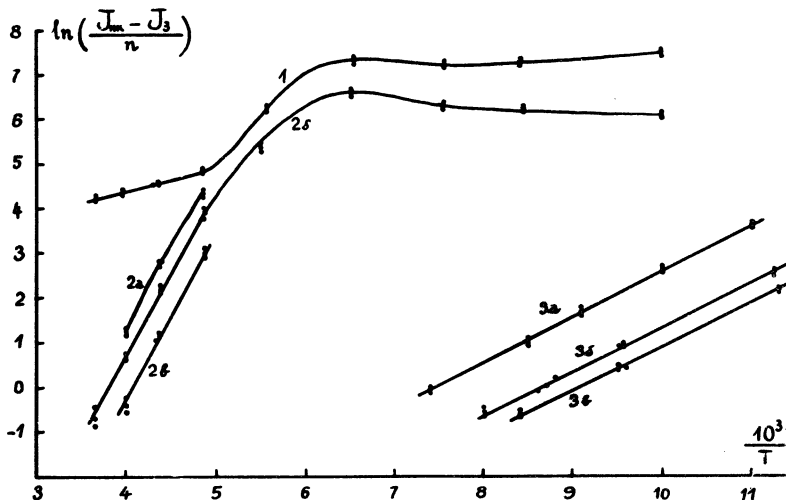
Исследование термической зависимости вспышки под действием инфракрасного (ИК) света позволяет определить термическую глубину электронных ловушек  $\epsilon_T$ , если эти ловушки находятся в термическом равновесии с зоной проводимости /1/, /2/. Для этого необходимо включить ИК свет в момент, когда яркость после-свечения будет равна заданной величине  $J_3$ , и найти величину  $V = (J_{ИК} - J_3)/J_3$ , где  $J_{ИК}$  - наибольшая яркость свечения после включения ИК света. Повторив эти опыты при разных температурах следует построить график зависимости  $\ln R = f(1/T)$ . Если на нем имеется прямолинейный участок, то по его наклону можно найти глубину соответствующих уровней.

В работе /1/ два прямолинейных участка были сопоставлены с двумя сортами электронных ловушек фосфора  $ZnS-Cu, Cl$  (0,3 и 1,1 эв). У фосфора  $ZnS-Cu, Co, Cl$  при тех же условиях был найден уровень 0,4 эв (по данным /3/ - 0,44 эв).

В настоящей работе мы исследовали тот же фосфор  $ZnS-Cu, Co, Cl$ , но, применив ИК свет с квантами, меньшими по энергии, и перейдя к более низким температурам, мы смогли исследовать более мелкие электронные ловушки.

Как видно из рис. 1, в отличие от работы /2/ на кривой, соответствующей  $h\nu = 0,69 \pm 0,01$  эв, более крутой участок оказался со стороны низких, а не со стороны высоких температур. Кроме этого, на некоторых кривых появился небольшой, но выходящий за пределы случайного разброса, максимум в области температур около  $150^\circ K$  (кривые 1 и 2б). Величины  $\epsilon_T$  составляют

0,05±0,08 эв для пологого участка (кривые 1, 3а, 3б и 3в) и 0,34 ± 0,02 эв для крутого (кривые 2а, б, в).



Р и с. 1. Зависимость  $\ln[(J_{ИК} - J_3)/J_3]$  от  $1/T$  для всплеск, вызываемых ИК светом с энергией: 1)  $h\nu = 0,69 \pm 0,01$  эв; 2)  $h\nu = 0,63 \pm 0,01$  эв (кривые 2а, 2б, 2в соответствуют стадиям затухания  $J_3 = 400, 200$  и  $100$  усл. ед.); 3)  $h\nu = 0,48$  эв (кривые 3а, 3б, 3в соответствуют всплескам интегрального, зеленого и голубого свечения на одной и той же стадии затухания).

Тот факт, что мелкие ловушки проявляются при более высокой температуре, чем глубокие, можно объяснить, исходя из обычной зонной схемы кристаллофосфора с тремя сортами электронных ловушек, глубины которых  $\epsilon_1, \epsilon_2$  и  $\epsilon_T$  различаются настолько, что

$$\begin{aligned} \epsilon_2 - \epsilon_1 &> kT, \\ \epsilon_T - \epsilon_2 &> kT. \end{aligned} \quad (I)$$

(Как видно из сказанного, это условие выполняется хорошо). Концентрации этих ловушек, концентрации локализованных в них электронов, эффективные сечения захвата или электронов и вероятность

их термического освобождения обозначим через  $\nu_1, n_1, \sigma_1$  и  $w_1$  ( $i = 1, 2, \Gamma$ ). Тогда, если пренебречь дырочными процессами, кинетические уравнения можно записать в виде

$$\frac{dn_1}{dt} = \sigma_1 u (\nu_1 - n_1) N^- - w_1 n_1, \quad (2)$$

$$\frac{dN^-}{dt} = \sum_1 w_1 n_1 - \sum_1 \sigma_1 u (\nu_1 - n_1) N^- - \sigma_\rho u n N^-,$$

где  $N^-$  и  $n$  - концентрации свободных электронов и ионизованных центров свечения,  $u$  - тепловая скорость электрона,  $\sigma_\rho$  - эффективное сечение рекомбинации. В послесвечении практически всегда  $N^- \ll n_1 + n_2 + n_\Gamma$ . Поэтому можно считать, что  $n = \sum_1 n_1$ , и пренебречь  $dN^-/dt$  в уравнении (2). Если за время разгорания вспышки концентрации локализованных электронов не успевают сильно измениться, то

$$R = (N_{IR}^- - N^-) / N^-. \quad (3)$$

Найдя из уравнений 2 величины  $N^-$  и  $N_{IR}^-$  и учтя, что в последнем случае к  $w_1$  следует прибавить вероятности оптического освобождения электронов  $P_1(h\nu)_I$ , получим

$$R = \frac{\sum_1 P_1(h\nu) n_1}{\sum_1 w_1 n_1} I, \quad (4)$$

где  $I$  - интенсивность инфракрасного света.

Если ловушки находятся в равновесии с зоной проводимости, т.е. если

$$\frac{dn_1}{dt} \ll w_1 n_1, \quad (5)$$

и степень заполнения их невелика, то

$$\frac{w_1 n_1}{\sigma_1 \nu_1} = \frac{w_2 n_2}{\sigma_2 \nu_2} = \frac{w_\Gamma n_\Gamma}{\sigma_\Gamma \nu_\Gamma}. \quad (6)$$

Когда  $h\nu$  превосходит оптическую глубину самых глубоких ловушек  $\epsilon_{h\nu, \Gamma}$ , то в числителе (4) будет преобладать последний член, если только  $P_\Gamma$  не слишком мало. Тогда температурный ход

R определяется  $w_{\Gamma}$ , так как

$$R = \frac{P_{\Gamma}(h\nu)}{w_{\Gamma}} \frac{1}{\frac{\sigma_1 \nu_1}{\sigma_{\Gamma} \nu_{\Gamma}} + \frac{\sigma_2 \nu_2}{\sigma_{\Gamma} \nu_{\Gamma}} + 1}. \quad (7)$$

В случае  $ZnS-Cu, Co, Cl$  это соответствует  $h\nu > 1$  эв и участку с наклоном 0,4 эв. Если же  $\epsilon_{h\nu,1} < h\nu < \epsilon_{h\nu,2}$ , то в (4) может преобладать первый член. Тогда в (7) следует поменять местами величины, относящиеся к мелким и глубоким ловушкам. На опыте в нашем случае так получается при  $h\nu = 0,69 \pm 0,01$  эв и  $T > 220^{\circ}K$ .

Найдем теперь условия, при которых в формуле (4) будет преобладать второй член. Пока  $h\nu > \epsilon_{h\nu,1}$ , величина  $P_1(h\nu)$  мало зависит от температуры, тогда как  $P_2(h\nu)$  с понижением температуры уменьшается, так как уменьшается вероятность добавки тепловой энергии, необходимой для освобождения электрона из этих ловушек, если электронный переход происходит адиабатически, т.е. в соответствии с принципом Франка-Кондона. Если же этот принцип нарушается, то на освобождение электрона требуется меньше энергии, потому что ионы кристаллической решетки, окружающие ловушку, сразу оказываются в новом равновесном состоянии. Вероятность неадиабатического освобождения электрона много меньше вероятности адиабатического освобождения, но она мало зависит от температуры. Поэтому, если для адиабатического освобождения требуется слишком большая тепловая добавка, то неадиабатическое освобождение может быть более вероятным. В этом случае температурная зависимость отношения первого и второго членов в числителе (4) будет определяться изменением отношения  $n_1/n_2$ , которое согласно (6) равно

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{\nu_1}{\nu_2} \exp\left(-\frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{kT}\right) \quad (8)$$

При большой разнице  $\epsilon_2 - \epsilon_1$  это отношение быстро убывает с уменьшением  $T$ . Поэтому при малых  $T$  может оказаться, что  $P_1 n_1 \ll P_2 n_2$  несмотря на то, что  $P_1 \gg P_2$ . Это приводит к излому кривой  $I$  при  $T < 220^{\circ}K$ . При  $h\nu < \epsilon_{h\nu,1}$  преобладание  $P_2 n_2$  бу-

дет еще значительнее, так как  $P_1(h\nu)$  при переходе к этим  $h\nu$  резко уменьшается, а  $P_2(h\nu)$  изменяется мало. Как видно из рис. 1 (кривые 2а, б, в), при  $h\nu = 0,63 \pm 0,01$  эв участок с большим наклоном простирается по крайней мере до  $280^\circ\text{K}$ , в то же время вспышка при  $h\nu = 0,63$  эв на I-2 порядка меньше по величине, чем при  $h\nu = 0,69 \pm 0,01$  эв, что и свидетельствует об уменьшении  $P_1(h\nu)$ .

При еще меньших  $h\nu$  энергии квантов не будет хватать для неадиабатического освобождения электронов из глубоких ловушек. Тогда опять начнет преобладать освобождение из мелких ловушек. В наших опытах это проявилось в том, что при  $h\nu = 0,48$  эв опять появился участок с малым наклоном (0,08 эв).

Таким образом, температурная зависимость вспышки при  $T > 220^\circ\text{K}$  указывает не только на перераспределение электронов по ловушкам, но и на то, что оптическое освобождение электронов может происходить также с нарушением принципа Франка-Кондона, причем для этого достаточно квантов с меньшей энергией. Максимум вспышки вблизи  $150^\circ\text{K}$  мы пока объяснить не можем, но полагаем, что он тоже связан с перераспределением электронов между мелкими и глубокими ловушками которое особенно интенсивно протекает сразу после прекращения возбуждения.

Поступила в редакцию  
27 декабря 1971 г.

### Л и т е р а т у р а

1. Л. А. Винокуров, М. В. Фок. Опт. и спектр., 10, 374 (1961).
2. М. В. Фок. Введение в кинетику люминесценции кристаллофосфоров, стр. 55, Наука, М. 1964 г.
3. В. В. Антонов-Романовский, Л. А. Винокуров. Опт. и спектр., 1, 71 (1956).