

## ФОТОПРОВОДИМОСТЬ ДИЭЛЕКТРИКОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА

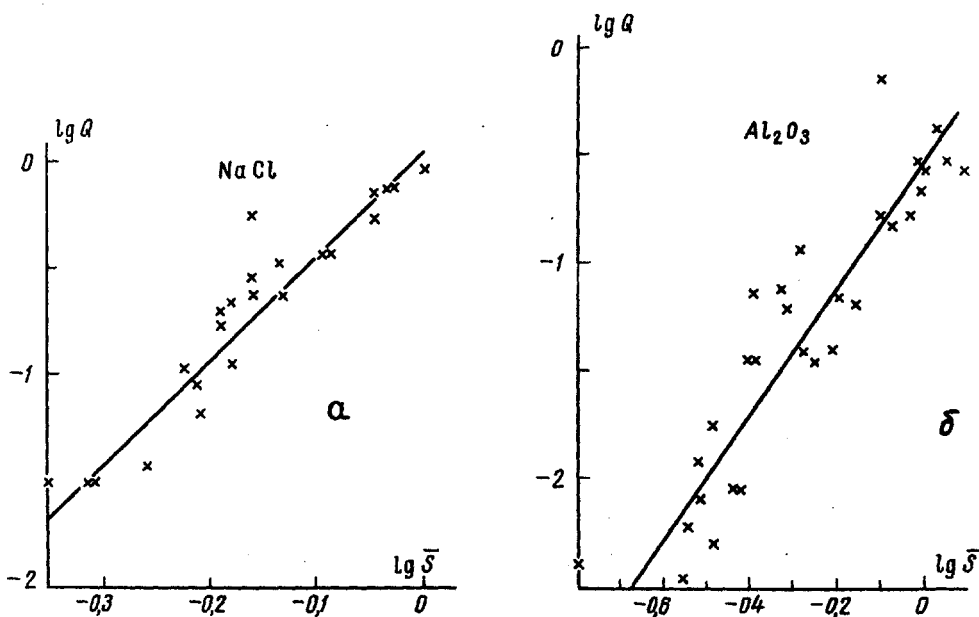
В.С.Днепровский, Д.Н.Клышко, А.Н.Ленин

Одним из возможных методов регистрации многофотонного поглощения в конденсированных средах является наблюдение проводимости, возникающей за счет возбужденных электронов. Этот метод был успешно применен для наблюдения двухфотонного поглощения в антрацене [1]. Основным преимуществом метода является его чувствительность, что должно быть решающим обстоятельством при наблюдении переходов с участием более чем двух-трех фотонов. С другой стороны, использование импульсных лазеров в качестве источников возбуждения при изучении свойств полупроводников и диэлектриков может иметь ряд достоинств; например, при исследовании прозрачных диэлектриков отпадает необходимость в применении сложной экспериментальной техники вакуумного ультрафиолета.

В настоящем сообщении приводятся предварительные результаты экспериментов по наблюдению фотопроводимости неокрашенных монокристаллов  $NaCl$  и  $Al_2O_3$ , возникающей под действием излучения рубинового лазера. Исследуемый образец помещался в плоский конденсатор, заряженный до напряжения  $E_0 \sim 1$  кв. При вспышке лазера на обкладках конденсатора индуцировался заряд, который наблюдался на осциллографе. Для увеличения плотности излучения (в  $\sim 5$  раз) и уменьшения размеров пучка в одном измерении применялась цилиндрическая телескопическая система. Чтобы избежать эффектов, связанных с объемными

зарядами, напряжение на конденсатор подавалось лишь непосредственно перед вспышкой; в промежутках между вспышками конденсатор замыкался.

На рисунке изображена зависимость максимального заряда  $Q$  от плотности излучения  $S$ . Прямые линии получены с помощью статистической обработки экспериментальных точек по методу наименьших квадратов в предположении зависимости типа  $Q \sim S^n$ . Наклоны прямых соответствуют  $n = 4,9 \pm 0,4$  для  $NaCl$  и  $n = 3 \pm 0,3$  для  $Al_2O_3$  (указанные погрешности обусловлены лишь разбросом экспериментальных точек). Время нарастания заряда было в обоих случаях  $\sim 0,2$  мсек, что связано, по-видимому, с присутствием мелких ловушек.



Зависимость полного заряда на конденсаторе с образцом  $Q$  от средней плотности излучения лазера  $\bar{S}$  в случае  $NaCl$  (а) и  $Al_2O_3$  (б)

Возможное объяснение обнаруженного эффекта - многофотонное возбуждение электронов в зону проводимости <sup>1)</sup>. Первый максимум однофотонного поглощения в  $NaCl$  расположен при  $\Delta_1 = 7,9$  эв, так что  $\langle \Delta_1 / \hbar \omega + 1 \rangle = \langle 4,3 + 1 \rangle = 5$  ( $\langle x \rangle$  означает целую часть  $x$ ) и вероятность возбуждения электронов должна быть пропорциональна  $S^5$ , что согласуется с рисунком. Однако существует предположение, что

поглощение при 7,9 эв связано с образованием экситонов. Так, эксперименты Фергюссона [2] показали, что граница однофотонной проводимости  $\text{NaCl}$  расположена в области второго максимума поглощения при  $\Delta_2 = 9,4$  эв, что соответствует  $\langle \Delta_2 / \hbar\omega + 1 \rangle = \langle 5,3 + 1 \rangle = 6$ . Это расхождение можно объяснить тем, что при использовавшихся интенсивностях излучения образовавшиеся при поглощении 5 фотонов экситоны практически мгновенно ионизировались. Полоса поглощения в  $\text{Al}_2\text{O}_3$  начинается при  $\sim 6$  эв, так что  $\langle \Delta / \hbar\omega + 1 \rangle = \langle 3,4 + 1 \rangle = 4$ . Здесь также наблюдаемую закономерность  $Q \sim S^3$  можно объяснить ступенчатым возбуждением через экситонные или примесные уровни, ионизация которых происходит с большой скоростью.

Оценим вероятность  $n$ -фотонного поглощения с помощью понятия эффективной энергии виртуальных состояний (см., например, [3]), которую будем считать равной  $\Delta \approx n \hbar\omega$ . В этом случае матричный элемент перехода равен  $(H_{sk}^n) / (n-1)! (\hbar\omega)^{n-1}$ , где  $H = e\vec{\epsilon}\vec{E}/2$ . Пусть волновая функция исходного состояния равна  $(\pi a^3)^{1/2} \exp(-\frac{r}{a})$ , а конечного —  $\exp(i\vec{k}\vec{r})$ , тогда при условии  $a^2 k^2 \ll 1$  и в случае нечетного  $n$

$$|H_{sk}^n| = 2^3 \pi^{4/2} (n+1)! \frac{n+3}{2} a^{n+\frac{5}{2}} (\cos \theta \frac{eE}{2})^n k, \quad (1)$$

где  $\theta$  — угол между  $\vec{E}$  и  $\vec{k}$ . Отсюда вероятность перехода на один валентный электрон равна

$$W = \frac{2^4 [n(n+1)(n+3)]^2}{2n+1} \omega \left(n - \frac{\Delta}{\hbar\omega}\right)^{3/2} \left(\frac{\hbar\omega}{I_H}\right)^{5/2} \left(\frac{a}{a_0}\right)^5 \left(\frac{eaE}{2\hbar\omega}\right)^{2n}, \quad (2)$$

где  $I_H = 13,6$  эв,  $a_0 = 0,53 \text{ \AA}$ ; принято, что эффективная масса в зоне проводимости равна массе свободного электрона.

Экспериментальное значение  $W$  можно оценить следующим образом. Время пролета электроном  $t_d$  расстояния  $d$  от освещаемого слоя до положительного электрона равно  $d/\mu E_0$ , где подвижность  $\mu$  равна в случае  $\text{Al}_2\text{O}_3$   $0,05 \text{ см}^2/\text{в.сек}$  [4] и в случае  $\text{NaCl}$   $12 \text{ см}^2/\text{в.сек}$  [5], так что  $t_d$  равно  $7 \cdot 10^{-7}$  и  $2 \cdot 10^{-4}$  сек при  $d = 1 \text{ мм}$  и  $E_0 = 1,2 \text{ кв}$ . Время жизни носителя  $\tau$  в  $\text{NaCl}$  порядка  $4 \cdot 10^{-8}$  сек [5], поэтому

$\tau \ll t_d$  (это справедливо, по-видимому, и в случае  $Al_2O_3$ ; в приводимой ниже оценке принято  $\tau(Al_2O_3) = 10^{-8}$  сек) и, если пренебречь тепловой ионизацией ловушек, то индуцированный заряд  $Q$  в  $t_d/\tau$  раз меньше первоначального заряда  $eN_0 W \Delta t$  ( $N_0$  - плотность возбуждаемых электронов,  $V \sim 0,05$  см<sup>3</sup> - эффективный объем облучаемого слоя образца,  $\Delta t \sim 10^{-8}$  сек - эффективная длительность импульса лазера), так что  $W_{\text{эксп}} = Qt_d / (eN_0 V \Delta t \tau)^2$ . В случае  $NaCl$   $Q = 5 \cdot 10^{-12}$  кул (при средней по сечению пучка плотности излучения  $\bar{S}$  порядка 100 Мвт/см<sup>2</sup>) и если считать, что  $N_0$  равно плотности валентных электронов ( $1,3 \cdot 10^{23}$  см<sup>-3</sup>), то  $W_{\text{эксп}} \sim 0,8 \cdot 10^{-4}$  сек<sup>-1</sup>.

Из (2) при  $n = 5$ ,  $n - \frac{\Delta}{\hbar\omega} = 0,5$ ,  $\alpha = 2\text{А}$   $W_{\text{теор}} = 2,5 \cdot 10^{-48} \cdot (S \text{ вт/см}^2)^5 \text{ сек}^{-1}$ , так что  $W_{\text{теор}} = W_{\text{эксп}}$  при  $S = 500 \text{ Мвт/см}^2$ , что в 5 раз превышает экспериментальное значение  $\bar{S}$ . Это превышение можно объяснить пространственной структурой поля излучения лазера.

Аналогичные оценки для  $Al_2O_3$  дают при  $\bar{S} \sim 20$  Мвт/см<sup>2</sup>  $W_{\text{эксп}} = 4,2 \cdot 10^{-3}$  сек<sup>-1</sup> (если считать, что  $N_0$  - плотность валентных электронов,  $N_0 = 2,5 \cdot 10^{23}$  см<sup>-3</sup>) и  $W_{\text{теор}_0} = 1,6 \cdot 10^{-23} \cdot (S \text{ вт/см}^2)^3 \text{ сек}^{-1}$  (при  $n = 3$ ,  $n - \Delta/\hbar\omega = 0,5$ ,  $\alpha = 1,4 \text{ А}$ ), так что  $W_{\text{теор}} = W_{\text{эксп}}$  при  $S = 60$  Мвт/см<sup>2</sup>, что в 3 раза превышает  $\bar{S}$  (пространственная структура в случае  $n = 3$ , естественно, играет меньшую роль, чем при  $n = 5$ ). Отметим, что расчет по формуле Келдыша [6] дает 6 Гвт в случае  $NaCl$  и 30 Мвт в случае  $Al_2O_3$ .

Проведенные оценки не противоречат "многофотонной" интерпретации наблюдаемых эффектов. Следует отметить, что наблюдение многофотонного поглощения в лазерных материалах представляет интерес для изучения механизма их повреждения при больших уровнях генерации и для определения предельной мощности лазеров. Так, проведенные эксперименты позволяют оценить предельную плотность излучения в рубине  $S_{\text{макс}}$ , при которой усиление компенсируется трехфотонным поглощением. Пусть  $\alpha$  - коэффициент усиления, тогда  $S_{\text{макс}} = (\alpha/\beta)^{1/2}$ , где согласно описанным экспериментам  $\beta = 3 \hbar\omega N_0 W_{\text{эксп}} / S^3 \sim 10^{-19} \text{ вт}^{-2} \text{ см}^3$  и при  $\alpha = 1 \text{ см}^{-1}$   $S_{\text{макс}} = 3 \cdot 10^9 \text{ вт/см}^2$ , что на два порядка меньше  $S_{\text{макс}}$ , рассчитанной Бункиным и Прохоровым [7].

В заключение авторы выражают признательность С.А.Ахманову и Р.В.Хохлову за ценные советы и обсуждения.

Физический факультет

Московского государственного  
университета им. М.В.Ломоносова

Поступило в редакцию

1 марта 1966 г.

#### Литература

- [1] K.Nasegawa, S.Yoshimura. J.Phys. Soc. Japan, 20, 460, 1965.
- [2] J.Ferguson. Phys. Rev., 66, 2220, 1944.
- [3] A.Gold, B.Bebb. Phys. Rev. Lett., 14, 60, 1965.
- [4] U.Nochuli. Phys. Rev., 133A, 468, 1964.
- [5] Р.Бьюб. Фотопроводимость твердых тел, Изд.иностр.лит., 1962.
- [6] Л.В.Келдыш. ЖЭТФ, 47, 1945, 1964.
- [7] Ф.В.Бункин, А.М.Прохоров. ЖЭТФ, 48, 1084, 1965.

- 
- 1) Наблюдавшиеся амплитудные и временные характеристики сигналов трудно связать с другими возможными причинами (нагрев образца, фотодизлектрический эффект, нелинейные поправки к диэлектрической постоянной). Например, согласно простейшей оценке, вклад тепловых эффектов в величину наблюдаемого сигнала при наименьших использовавшихся уровнях излучения не превышает 1%.
  - 2) Мы здесь не учитываем влияния пространственного заряда. Более строгий расчет связи  $Q$  и  $W$  требует дополнительных экспериментов.