

УДК 535.345

ФИЗИКА

С. К. Аветисян, С. С. Данагулян, Г. Р. Минасян

Межзонное многофотонное поглощение инфракрасного излучения в Ge

(Представлено академиком АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляном 14/XII 1988)

В работе ⁽¹⁾ чистые образцы Ge при T=300 К подвергались облучению CO₂ лазером с частотой $\Omega = 1,77 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ и максимальной интенсивностью $I = 500 \frac{\text{мВт}}{\text{см}^2}$. Эксперимент показал, что начиная с $I = 200 \frac{\text{мВт}}{\text{см}^2}$ концентрация неравновесных носителей $n(I)$ зависит от интенсивности как $I^{3,5}$.

Такие высокие интенсивности, как отмечается в ⁽¹⁾, могли вызывать межзонное многофотонное поглощение ($E_g/\hbar\Omega > 6$). В этом случае n зависел бы от интенсивности как I^7 , а коэффициент поглощения K — как I^6 (как это следует из теории возмущений ⁽²⁾). Однако в условиях описанного эксперимента характерный параметр задачи $\hbar\Omega/\nu \sim 1$ (ν — энергия взаимодействия электрона с полем волны). Так что обычная теория возмущений не применима, поскольку существует сравнимый с семифотонным поглощением вклад от поглощения восьми и большего числа фотонов. В связи с этим нами применена адиабатическая теория по параметру $\hbar\Omega/E_g \ll 1$ ⁽³⁾, для расчета коэффициента многофотонного поглощения в Ge.

Уравнение Шредингера для электрона в кристалле под действием электромагнитной волны $E = E_0 \sin \Omega t$ имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \psi(r, t)}{\partial t} = \left\{ \frac{1}{2m_0} \left(\hat{p} + \frac{eE_0}{\Omega} \sin \Omega t \right)^2 + u(r) \right\} \psi(r, t), \quad (1)$$

где m_0 — масса свободного электрона, $u(r)$ — периодический потенциал решетки, $\hat{p}$ — оператор квазимпульса электрона.

Разлагая волновые функции $\psi(r, t)$ по функциям Хаустона ⁽⁴⁾, перейдем к импульсному представлению

$$\begin{aligned} \psi(r, t) &= \sum_n \int a_n(p, t) \psi_n \hat{p}(r) dp; \\ p' &= p + \int_0^t E(t') dt'. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\Psi_{np'} = e^{\frac{i}{\hbar} p r} u_n(r)$ — стационарные Блоховские функции. Подставляя (2) в (1), для временных коэффициентов $a_n(p, t)$ будем иметь следующие дифференциальные уравнения:

$$i\hbar \frac{\partial a_k(p, t)}{\partial t} = E_k(p') a_k(p, t) - ieE_0 \sin(\Omega t) \times \\ \times \left(\int u_{j,p'}^*(r) \frac{\partial u_{k,p'}(r)}{\partial p} dr \right) a_j(p, t), \quad (3)$$

где $E_k(p) = p^2/2m_k$, $k=1, 2$. Здесь мы предполагаем, что межзонные многофотонные переходы происходят между валентной зоной как тяжелых дырок, так и легких дырок и зоной проводимости. При вычислении интегральной вероятности переходов нами учтены межзонные переходы с обеих валентных подзон. Система уравнений (3) совпадает с системой уравнений, получаемых в адиабатической теории возмущений (4). Однако, как показано в (3), даже при слабых полях теория возмущений приводит к некорректным результатам. Действительно, при нахождении вероятности перехода применяется метод перевала (2), а с другой стороны, недиагональный матричный элемент перехода содержит полюс в точке перевала ($E_c(p, t) = E_v(p, t)$). Как показано в (3), во втором порядке теории возмущений особенность матричного элемента полностью компенсирует малость поля. В связи с этим, следуя (3), для расчета вероятности межзонного перехода будем применять адиабатическую теорию. Недиагональный матричный элемент координаты равен

$$x_{1,2} = \frac{1}{2i\epsilon(p, t)} \frac{\partial \epsilon(p, t)}{\partial t}; \quad (4)$$

$$\epsilon(p, t) = E_c(p, t) - E_v(p, t).$$

Представляя адиабатическую энергию в следующем виде.

$$\epsilon(p, t) = E_g \left(1 + y^2 + \left(x + \frac{1}{\gamma} \sin \Omega t \right)^2 \right),$$

$$\text{где } y^2 = \frac{p_{\perp}^2}{2m^*E_g}, \quad x^2 = \frac{p_{\parallel}^2}{2m^*E_g}, \quad m^* = \frac{m_c m_v}{m_c + m_v}, \quad \gamma = \frac{\Omega \sqrt{2m^*E_g}}{eE_0},$$

и подставляя (4) в (3), нетрудно получить

$$i\dot{b}_c(\tau) = \frac{1}{2} (1 + q^2) b_c(\tau) - \frac{if_0 \cos \omega t}{1 + q^2} b_v(\tau); \quad (5)$$

$$i\dot{b}_v(\tau) = -\frac{1}{2} (1 + q^2) b_v(\tau) + \frac{if_0 \cos \omega t}{1 + q^2} b_c(\tau),$$

где

$$f_0 = \frac{\hbar e E_0}{\sqrt{m} E_g^2}, \quad \frac{1}{(1 + y^2)^{3/2}}, \quad \tau = (1 + y^2) \frac{E_g t}{\hbar}, \quad \omega = \frac{\hbar \Omega}{(1 + y^2) E_g} = \frac{1}{N(1 + y^2)};$$

$$q = \frac{x}{\sqrt{1+y^2}} + \frac{f_0}{\omega} \sin \omega \tau = \frac{x}{\sqrt{1+y^2}} + \frac{1}{\gamma \sqrt{1+y^2}} \sin \omega t;$$

$$a_{c,v} = b_{c,v} \exp \left[\pm i \int_0^t \left(\frac{p_1^2 + p_x'^2}{4m_c} \pm \frac{p_1^2 + p_x'^2}{4m_v} \right) dt' \right].$$

От сингулярностей в недиагональных частях (5) ($q = \pm i$) можно избавиться с помощью следующих преобразований:

$$\begin{aligned} b_1 &= \frac{1}{2} \left[(A_1 + iA_2) \left(\frac{q-i}{q+i} \right)^{1/2} + (A_1 - iA_2) \left(\frac{q+i}{q-i} \right)^{1/2} \right]; \\ b_2 &= \frac{1}{2} \left[(A_1 + iA_2) \left(\frac{q-i}{q+i} \right)^{1/2} - (A_1 - iA_2) \left(\frac{q+i}{q-i} \right)^{1/2} \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

В работе (3), где рассматривался корневой вид закона дисперсии носителей, применялось несколько иное преобразование. Подставляя (6) в (5), после несложных преобразований можно получить следующее уравнение:

$$\ddot{B} + B \left[\frac{1}{4} (1 + q^2)^2 \right] = 0, \quad (7)$$

где $B = A_1 \exp \left(\frac{1}{2} \ln q \right)$. При получении уравнения (7) отброшены малые члены порядка $\ddot{q}/q$ и $(\ddot{q}/q)^2$. Отметим, что точно такое уравнение получено нами ранее (5), для другой ситуации, когда рассматривалось многофотонное поглощение в Ge между валентными зонами легких и тяжелых дырок. Величина $\frac{1}{4} (1 + q^2)^2$ представляет квадрат адиабатической энергии двухзонного полупроводника. Тогда амплитуда межзонного перехода определяется следующим выражением (5):

$$|R| = \exp \left[-\frac{1}{2} \operatorname{Im} \int_{\tau_0^*}^{\tau_0} (1 + q^2(\tau)) d\tau \right]. \quad (8)$$

Здесь τ_0 и τ_0^* — комплексно сопряженные решения следующего уравнения $1 + q^2(\tau_0 + i\tau_0^*) = 0$. Это уравнение имеет бесконечное множество решений, причем на каждом периоде поля T имеются две пары комплексно сопряженных решений. В работе (6) нами приведена корректная процедура когерентного сложения амплитуд переходов от всех „точек поворота“ на комплексной плоскости времени. Применяя вышеуказанный метод, можно получить следующее выражение для вероятности многофотонного межзонного перехода:

$$w_{x,v} = 2\Omega |R|^2 (1 - |R|^2) \sin^2(\pi \Phi) \exp \left(\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} (1 + q^2(\tau)) d\tau - n \right). \quad (9)$$

Здесь $\Phi = \frac{N}{2} \left(1 + y^2 + x^2 + \frac{1}{2\gamma^2} \right) - \frac{N\omega\tau_0'}{\pi} \left(1 + y^2 + x^2 + \frac{1}{2\gamma^2} \right) +$

$$+ \frac{N}{\pi \gamma} \left(2x \cos \omega \tau_0 + \frac{\sin \omega \tau_0}{4} \right),$$

n — число фотонов, поглощаемых в каждом акте межзонного перехода, а интегрирование для величины R дает

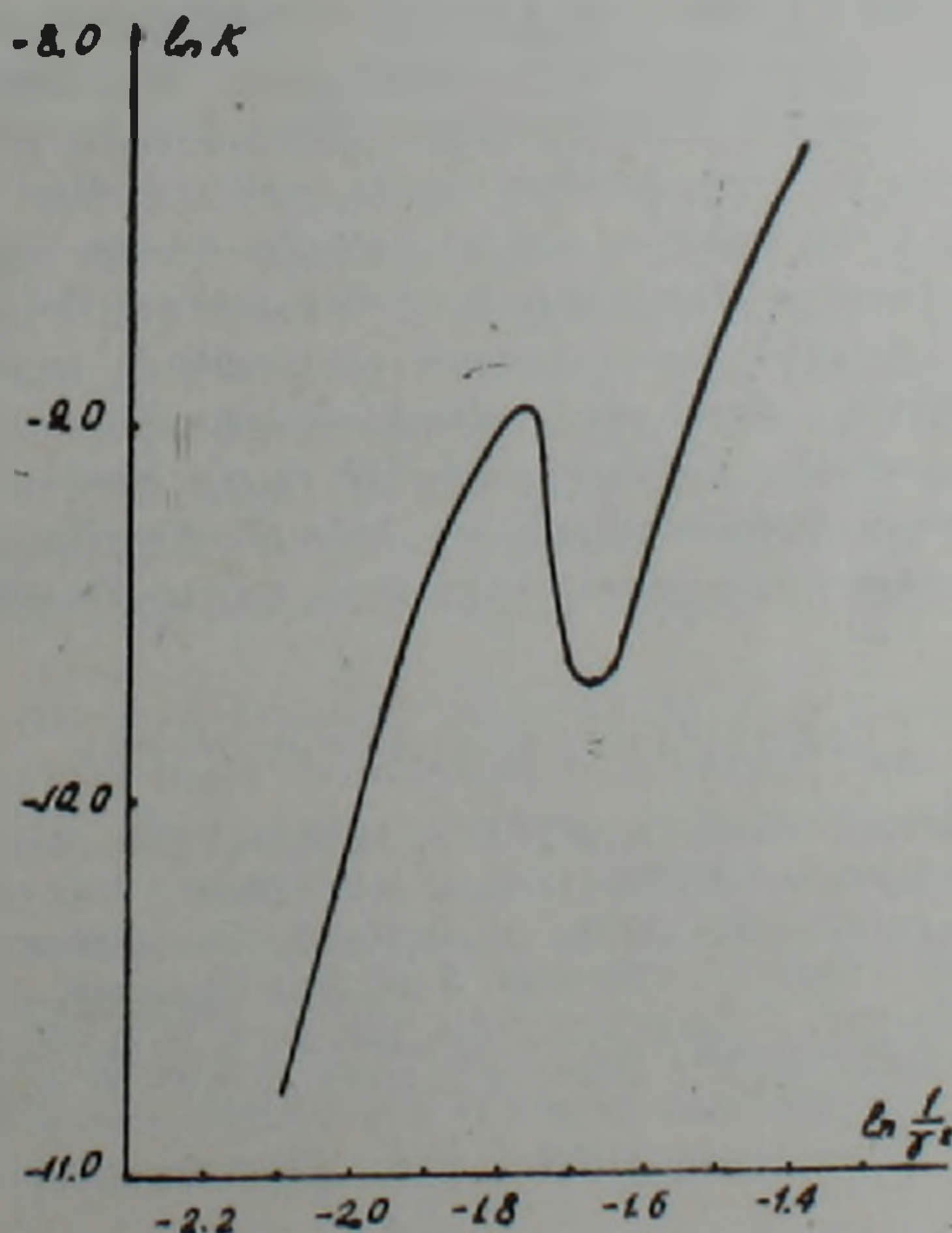
$$R = \exp \left\{ -N \left[\omega \tau_0 + y^2 \omega \tau_0 + x^2 \omega \tau_0 + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{x}{\gamma} \sin(2\omega \tau_0) \operatorname{sh}(\omega \tau_0) - \frac{1}{4\gamma^2} \operatorname{sh}(2\omega \tau_0) \cos(2\omega \tau_0) + \frac{\omega \tau_0}{2\gamma^2} \right] \right\}.$$

С помощью (9) можно вычислить коэффициент многофотонного поглощения

$$K(I) = \sum_{n=N_{\min}}^{\infty} \frac{4\pi n W_n \hbar \Omega}{n_0 c F_0^2}. \quad (10)$$

Здесь W_n — вероятность n -фотонного перехода, включающая все интерференционные эффекты, связанные с поглощением $n+m$ фотонов и испусканием m фотонов, n_0 — показатель преломления, c — скорость света. В выражении (10) $N_{\min}$ — минимальное число фотонов, поглощаемых в процессе межзонного перехода, которое при $\hbar\Omega = 10,6$ мкм, и $E_g = 0,8$ эВ равно $N_{\min} = 7$. При низких интенсивностях $\gamma \gg 1$ коэффициент поглощения зависел бы от I как I^6 . В рассмотренном же эксперименте $\gamma \sim 1$, и, следовательно, нужно учитывать также переходы с поглощением восьми и большего числа фотонов.

Ниже приведены результаты численного расчета $K(I)$ с учетом всех интерференционных эффектов. Как видно из рисунка, при $\gamma \gg 1$



наклон кривой равен 6 ($N=7$). С дальнейшим увеличением I зависимость $\ln K$ от $\ln \frac{1}{\gamma^2}$ отклоняется от линейной, что связано, как было отмечено выше, с возрастанием роли переходов с $N > 7$. Таким образом, при высоких интенсивностях в соответствии с экспериментом ⁽¹⁾ концентрация фотовозбужденных носителей растет с интенсивностью несколько медленнее. При интенсивностях $I \sim 500 \frac{\text{мВт}}{\text{см}^2}$ наблюдается немонотонная зависимость $K(I)$ (рис.), что является результатом динамического эффекта Штарка ⁽⁶⁾.

В заключение отметим, что для объяснения эксперимента ⁽¹⁾ в работе ⁽⁷⁾ предложен другой механизм, основанный на эффекте ударной ионизации носителей. Однако полученный в ⁽⁷⁾ порог нелинейности неудовлетворительно согласуется с экспериментом ⁽¹⁾.

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса
Ереванский физический институт

Ո. Կ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Ո. Ո. ԴԱՆԱԴՈՒԼՅԱՆ, Հ. Ի. ՄԻՆԱՍՅԱՆ

Ինֆրակարմիր ճառագայթման միջզոնային բազմաֆոտոն կլանումը Ge-ում

Աշխատանքում տեսականորեն ուսումնասիրված է $\lambda = 10.6$ մկմ ալիքի երկարությամբ ուժեղ լազերային ճառագայթման բազմաֆոտոն կլանումը Ge-ում: Բազմականաչափ ցածր ինտենսիվությունների տիրույթում Ge-ում էներգետիկորեն հնարավոր է յոթֆոտոնային միջզոնային կլանում, որը կարելի է նկարագրել խոտորումների տեսությամբ: Սակայն ինտենսիվության հետագա աճի դեպքում ինտեգրալ կլանման մեջ սկսում է դեր խաղալ նաև ութ և ավելի թվով ֆոտոնների միաժամանակ կլանումը և էական է դառնում վերջինիս հետ կապված կոհերենտության երևույթների հաշվառումը:

Բազմաֆոտոն կլանման խնդիրը, հաշվի առնելով վերը նշված հանգամանքը, լուծված է ադիաբատ տեսության օգնությամբ, որը կիրառելի է գործնականորեն կամայական ինտենսիվությունների համար: Ցույց է տրված, որ տեսականորեն ստացված կլանման գործակցի կախումը լույսի ինտենսիվությունից համընկնում է փորձնական տվյալների հետ: Միաժամանակ, կանխագուշակվել է ոչ գծային կլանման գործակցի լույսի ինտենսիվությունից ունեցած ոչ մոնոտոն կախվածության նոր երևույթ: Վերջինս կարող է գտնել անմիջական կիրառություն օպտիկական սարքերում:

ЛИТЕРАТУРА—ԻՐԱՎԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ D. E. Watkins, C. R. Phipps, S. J. Thomson, Opt. Lett., v. 6., p. 76-78 (1981). ² Л. В. Келдыш, ЖЭТФ, т. 47, с. 1945 (1964). ³ Ю. А. Быхов, А. М. Дыхне, ЖЭТФ, т. 58, с. 1734 (1970). ⁴ Л. Илуфф, Квантовая механика, ИЛ, 1957. ⁵ S. Avetissian, M. Hosek, H. Minassian, Solid State Commun., v. 60, p. 419-421 (1986). ⁶ H. Minassian, S. Avetissian, Phys. Rev. B, v. 34, p. 963-966 (1986). ⁷ R. B. James, D. L. Smith, IEEE J. Quantum Electron., v. QE-18, p. 1841-1864 (1982).