

- [1] K a l i l F., B i r k h o f f R.D. - Phys. Rev., 1953, N 91, p. 505.
- [2] C o s s l e t t V.E., T h o m a s S.N. - Brit. J. Appl. Phys., 1964, N 15, p. 1283.
- [3] R e i m e r L., B r o c k m a n n K., P h e i n U. - J. Phys. D; Appl. Phys., 1978, N 11, p. 2151.
- [4] Л а н д а у Л.Д. Собр. тр., т. 1. М.: Наука, 1969, с. 482.
- [5] B l u n c k O., L e i s e g a n g S. - Zs. Phys.; 1950, N 128, p. 500.
- [6] M o y o l J.E. - Phil. Mag., 1955, N 46, p. 263.
- [7] M a s s a b e e H.D., R a j u M.R., T o b i a s C.A. - Phys. Rev., 1968, N 165, p. 469.

Ленинградский политехнический институт им. М.И. Калинина

Поступило в Редакцию 26 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 5

12 марта 1988 г.

КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ  
НА ДЫРКАХ ОДНООСНО-ДЕФОРМИРОВАННОГО  
ПОЛУПРОВОДНИКА

Ф.Т. В а с ь к о

Исследован ряд механизмов рассеяния ИК-излучения на свободных носителях полупроводников со сложной зонной структурой (см. [1-3]). Сечения рассеяния в таких случаях заметно больше томпсоновского, а флуктуации, связанные с параметрами зонной структуры, не экранируются при высоких концентрациях носителей. В квантующих магнитных полях имеет место комбинационное рассеяние на переходах между расщепленными по спину уровнями Ландау, причем порог вынужденного рассеяния оказался низким, что позволило создать интенсивные переставляемые магнитным полем источники ИК-излучения [4]. Здесь рассмотрено неэкранируемое комбинационное рассеяние, обусловленное флуктуациями квадрупольного момента дырок при их переходах между расщепленными одноосным сжатием зонами  $\Gamma_8$  (рассеяние в отсутствие деформации рассмотрено в [2]). Найдена спектральная и поляризационная зависимость дифференциального сечения рассеяния; дается оценка порога вынужденного рассеяния.

Процесс рассеяния с переходом между  $f$ - и  $i$ -состояниями ( $E_i$  - энергия  $i$ -того состояния) определяется матричным элементом

$$\sum_i \frac{(f|H_I|z)(z|H_I|i)}{E_i - E_f} + (f|H_{II}|i)$$

$$H_I = \frac{1}{c} \sum_{\vec{q}, \mu} \vec{J}(\vec{q}) \cdot \vec{A}_{\vec{q}, \mu}, \quad H_{II} = \left(\frac{e}{c}\right)^2 \sum_{\vec{q}, \mu, \vec{q}', \mu'} \vec{A}_{\vec{q}, \mu} \cdot \hat{D} \cdot \vec{A}_{\vec{q}', \mu'}, \quad (1)$$

в котором  $\vec{q}$  и  $\mu$  – волновой вектор и поляризация фотона,  $\vec{A}_{\vec{q}, \mu}$  – Фурье-образ векторного потенциала,  $\vec{J}(\vec{q})$  – оператор плотности дырочного тока,  $\hat{D}$  – четырехрядная матрица обратных эффективных масс, так что  $e\hat{D}$  пропорционален оператору квадрупольного момента дырок [2]. Вычисление (1) проведем в дипольном приближении для случая

$$\hbar\omega_{I,S} \gg |\varepsilon_0| \gg \bar{\varepsilon}, \quad (2)$$

где  $\hbar\omega_I$  и  $\hbar\omega_S$  – энергия квантов падающего и рассеяного излучения,  $|\varepsilon_0|$  – величина расщепления экстремума дырочных зон,  $\bar{\varepsilon}$  – средняя энергия дырок. Из-за запрещенного характера переходов между дырочными зонами имеем для первого слагаемого (1) оценку  $(e\bar{v})^2 \bar{A}^2 / \hbar\omega_{I,S}$ , так что его вклад в матричный элемент мал по сравнению со вторым слагаемым (1) по параметру  $\bar{\varepsilon} / \hbar\omega_{I,S}$ . Кроме того, из правого неравенства (2) следует, что дырки локализованы в нижнем экстремуме (вырожденные по спину состояния  $|\vec{p}, \sigma_i\rangle$ ) с энергией  $\varepsilon_{+\vec{p}}$  и функцией распределения  $f(\varepsilon_{+\vec{p}})$ , и для дифференциального сечения рассеяния получается формула

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} = r_0^2 \frac{\omega_S}{\omega_I} 6\gamma^2 \hbar \sum_{\vec{p}} f(\varepsilon_{+\vec{p}}) \delta(\varepsilon_{+\vec{p}} - \varepsilon_{-\vec{p}} + \hbar\Delta\omega) \Psi(\vec{e}_I, \vec{e}_S), \quad (3)$$

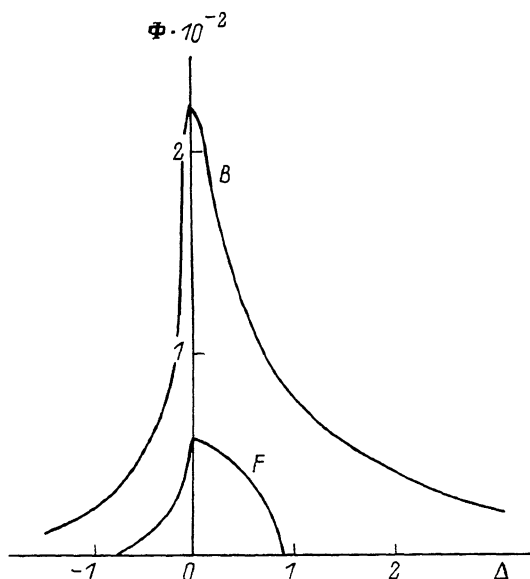
$$\Psi(\vec{e}_I, \vec{e}_S) = \frac{1}{6} \sum_{\sigma_i, \sigma_f} \left| \langle \vec{p}, \sigma_i | (\vec{e}_I \cdot \vec{J})(\vec{e}_S \cdot \vec{J}) + (\vec{e}_S \cdot \vec{J})(\vec{e}_I \cdot \vec{J}) | -\vec{p}, \sigma_f \rangle \right|^2$$

где  $r_0$  – классический радиус электрона,  $\vec{e}_I$  и  $\vec{e}_S$  – орты поляризации падающего и рассеяного излучения,  $\Delta\omega = \omega_I - \omega_S$ . Здесь учитываются лишь переходы между сжатой и растянутой вдоль оси деформации  $\vec{n}$  эллипсоидальными изоэнергетическими поверхностями, а также использовано изотропное приближение для зонной структуры ( $\gamma_1, \gamma \approx \gamma_{2,3}$  – параметры Латтинжера,  $\vec{J}$  – матрица момента 3/2) и упругих характеристик материала. Обсуждение этого приближения проведено в [5], где рассчитан коэффициент поглощения дырок (там приведено выражение для  $\mathcal{D}$  в (1), связь  $|\varepsilon_0|$  с тензором деформации и т.д.).

Из неравенства  $|\varepsilon_0| \gg \bar{\varepsilon}$  следует, что зависимость  $\Psi(\vec{e}_I, \vec{e}_S)$  от импульса дырок незначительна, а спектральная и поляризационная зависимости сечения рассеяния факторизуются. Последняя определяется соотношением

$$\Psi(\vec{e}_I, \vec{e}_S) = 1 - 3(\vec{n} \cdot \vec{e}_I)^2 (\vec{n} \cdot \vec{e}_S)^2 + 2(\vec{n} \cdot \vec{e}_I)(\vec{n} \cdot \vec{e}_S)(\vec{e}_I \cdot \vec{e}_S). \quad (4)$$

Спектр рассеянного излучения имеет форму пика шириной  $\bar{\varepsilon} / \hbar$  с максимумом на частоте  $\omega_S - |\varepsilon_0| / \hbar$ . Явный вид спектральных за-



висимостей (приведенный на рисунке для параметров, близких к  $\gamma_{1-3}$  в  $\zeta e$ ) для случаев невырожденных (B) и сильно вырожденных (F) дырок определяется функциями ( $\Phi(x)$  – интеграл вероятности)

$$\Phi_B(\Delta) = \frac{\pi}{2} \gamma(r_1 - r) \sqrt{3\pi(r_1 + 2r)/r_1} \exp\left(-\frac{r_1 - r}{2r} \Delta\right) \begin{cases} 1, & \Delta > 0 \\ 1 - \Phi(\sqrt{-3r_1/4r} \Delta), & \Delta < 0 \end{cases}$$

$$\Phi_F(\Delta) = \frac{3}{4} (r_1 - r) \sqrt{\frac{3}{2} (r_1 - r)(r_1 + 2r)r/r_1} \begin{cases} \sqrt{\frac{2r}{r_1 - r} - \Delta}, & \frac{2r}{r_1 - r} > \Delta > 0 \\ \sqrt{\frac{2r}{r_1 - r} - \Delta} - \sqrt{-\frac{3r_1 \Delta}{2(r_1 - r)}}, & \frac{4r}{r_1 + 2r} > -\Delta > 0 \end{cases} \quad (5)$$

а сечение рассеяния выражается через (4), (5) по формуле

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} = V n r_0^2 \frac{\omega_s}{\omega_I} \Psi(\vec{e}_I, \vec{e}_s) \begin{cases} \frac{\hbar}{T} \Phi_B\left(\frac{\hbar\Delta\omega - |\varepsilon_0|}{T}\right), & (B) \\ \frac{\hbar}{\varepsilon_F} \Phi_F\left(\frac{\hbar\Delta\omega - |\varepsilon_0|}{\varepsilon_F}\right), & (F) \end{cases} \quad (6)$$

в которой  $V$  – нормировочный объем,  $n$  – концентрация дырок,  $T$  и  $\varepsilon_F$  – их температура и энергия Ферми.

Поскольку входящая в (3) приведенная эффективная масса  $\pm$  дырочных зон меньше массы свободного электрона, то и интегральное сечение рассеяния оказывается заметно (на 2 порядка для  $\zeta e$ )

большим, чем томпсоновское сечение. Учет кристаллической анизотропии мало изменит величину сечения, однако может заметно (см. [2]) модифицировать поляризационные зависимости. Наибольший интерес в рассматриваемой ситуации представляет возможность реализовать расщепления зон, сравнимые с энергией кванта  $CO_2$  лазера (для  $Ge$  при сжатии до 10 кбар получаем  $|\epsilon_0| \approx 70$  мэв [5]), так что рассеяное излучение может наблюдаться в диапазоне до 30 мк. Оценка порога вынужденного комбинационного рассеяния (проводимая аналогично [4]) дает значения интенсивности накачки  $CO_2$  лазера порядка  $100 \text{ квт/см}^2$  при сечениях поглощения рассеяного излучения порядка  $10^{-16} \text{ см}^2$ .

### Л и т е р а т у р а

- [1] П л а т ц м а н Ф., В о л ь ф П. Волны и взаимодействия в плазме твердого тела. М., 1975. 436 с.
- [2] В о й т е н к о В.А., И п а т о в а Н.П., С у б а ш и е в А.В. Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т. 48, вып. 4, с. 749-756.
- [3] А б с т р е й т е р Г., К а р д о н а М., П и н ч у к А. В сб.: Рассеяние света в твердых телах. М., 1986, вып. 4. 408 с.
- [4] Ш е н И.Р. В сб.: Рассеяние света в твердых телах. М., 1979. 392 с.
- [5] Б а х а н о в а Е.В., В а с ь к о Ф.Т. - ФТП, 1987, т. 21, вып. 6, с. 1068-1074.

Институт полупроводников  
АН УССР, Киев

Поступило в Редакцию  
11 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 5

12 марта 1988 г.

### ВЛИЯНИЕ ВОДОРОДА НА СТРУКТУРУ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА

А.А. Н е ф е д о в, А.Е. Р ж а н о в,  
В.И. Ф и л и п п о в, В.А. Ч а п л а н о в,  
С.С. Я к и м о в

Газовая среда существенно изменяет свойства полупроводниковых структур, на основе которых возможно построение приборов для анализа состава среды. В настоящее время большое число исследователей работает в этом направлении. Однако даже в сравнительно хорошо изученных МДП структурах механизм такого воздействия далеко не ясен. В предлагаемом сообщении изложены первые результаты исследования влияния газа на структуру переходного слоя между полупроводником и диэлектриком.