ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

LXXV 1982 2

УДК 621.315.592

ФИЗИКА

С. К. Аветисян, Э. М. Казарян,
А. О. Меликян, Г. Р. Минасян

Параметрическая генерация длинноволнового разностного излучения в полупроводниках при наличии межзонного резонанса

(Представлено академиком АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляном 15/III 1982)

Хорошо известна роль когерентного субмиллиметрового излучения (СИ) большой мощности в экспериментальных исследованиях твердых тел. В частности, для фононной и экситонной спектроскопии представляет значительный интерес область частот порядка $10^{12\div13}$ сек$^{-1}$. Однако на сегодняшний день имеются трудности для получения СИ с длиной волны $\lambda > 30$ мкм [1,2] на прямых межзонных переходах в полупроводниках. Трудность здесь заключается в том, что даже в нелегированных материалах генерация СИ сильно подавляется решеточным поглощением. С другой стороны, можно создать благоприятные условия генерации СИ в полупроводниках, если частота излучения света меньше предельной частоты поперечного оптического фонона ω_{TO} в данном материале.

В настоящей работе предложена одна возможность генерации СИ в полупроводниках с $E_g \sim 0{,}1$ эВ. Она основана на эффекте резонансного параметрического взаимодействия двух волн накачки близких частот ω_1, $\omega_2 \gtrsim E_g/\hbar$, удовлетворяющих соотношению $\omega_2 - \omega_1 = \omega_3 < \omega_{TO}$.

В отличие от стандартной теории параметрической генерации [3], в данной задаче частоты накачки попадают в область межзонного поглощения и в случае выполнения условия сильного поля $\Omega\tau \gg 1$ (Ω — обратное время межзонных переходов в поле волн накачки, τ — транспортное время релаксации) методы теории возмущений для нахождения поляризации полупроводника становятся неприменимыми.

Общий подход для исследования резонансных параметрических процессов с учетом эффекта сильного поля заключается в нахождении поляризации среды без разложения последней в ряд по степеням напряженностей полей. Как было показано в [4], поляризацию среды можно представить в виде производных квазиэнергии по напряженностям полей. Это обстоятельство позволяет получить точные самосогласованные уравнения распространения волн с учетом эффектов интенсивности.

Исходным для нахождения квазиэнергии двухзонного полупроводника (c и v зоны) в трех полях $\vec{A}_1$, $\vec{A}_2$, $\vec{A}_3$ является следующий гамильтониан:

$$\hat{H} = \frac{1}{2m_0}\left(\hat{\vec{P}} - \frac{e}{c}\vec{A}\right)^2 + V(\vec{r}), \qquad (1)$$

где $V(\vec{r})$—периодический потенциал решетки, m_0—масса свободного электрона, а векторный потенциал $\vec{A}$ имеет следующий вид:

$$\vec{A} = |A_1|\vec{e}\cos(\vec{k}_1\vec{r} - \omega_1 t + \varphi_1) + |A_2|\vec{e}\cos(\vec{k}_2\vec{r} - \omega_2 t + \varphi_2) + |A_3|\vec{e}\cos(\vec{k}_3\vec{r} - \omega_3 t + \varphi_3). \qquad (2)$$

Применяя резонансное приближение для полей $\vec{A}_1$ и $\vec{A}_2$ [5-7] и учитывая только внутризонные переходы в поле A_3, для временных амплитуд волновой функции $a_c(t)$ и $a_v(t)$ нетрудно получить следующую систему уравнений:

$$i\hbar\dot{a}_v = \frac{e(\vec{e}\vec{p}_{vv})}{2m_0c}\left[A_3 e^{i(\vec{k}_3\vec{r} - \omega_3 t)} + \text{к. с.}\right]a_v + \frac{e(\vec{e}\vec{p}^{\,*}_{cv})}{2m_0c}\left[A_1 e^{i(\vec{k}_1\vec{r} + \omega_1 t)} + A_2 e^{-i\vec{k}_2\vec{r}}\right]a_c;$$

$$i\hbar\dot{a}_c = \Delta_{2\vec{k}}a_c + \frac{e(\vec{e}\vec{p}_{cc})}{2m_0c}\left[A_3 e^{i(\vec{k}_3\vec{r} - \omega_3 t)} + \text{к. с.}\right]a_c +$$

$$+ \frac{e(\vec{e}\vec{p}_{cv})}{2m_0c}\left[A_1 e^{i(\vec{k}_1\vec{r} + \omega_1 t)} + A_2 e^{i\vec{k}_2\vec{r}}\right]a_v, \qquad (3)$$

где

$$\vec{p}_{ij} = \int \psi^*_{i\vec{k}_2\vec{r}}(\vec{r})\hat{\vec{p}}\psi_j(\vec{r})d\vec{r}\,(i,\ j = c,\ v); \quad A_l = |A_l|e^{i\varphi_l}, \quad l = (1, 2, 3),$$

$$\Delta_{2\vec{k}} = \frac{E_{c\vec{k}} - E_{v\vec{k}}}{\hbar} - \omega_2 \text{—расстройка резонанса для частоты } \omega_2,$$

$E_{c,v,\vec{k}}$ и $\psi_{c,v,\vec{k}}$—невозмущенные энергии и волновые функции c и v зон соответственно.

Следует отметить, что именно внутризонные переходы в поле $\vec{A}_3$ обеспечивают параметрическое взаимодействие волн накачки $\vec{A}_1$ и $\vec{A}_2$ при распространении через полупроводник, а в отсутствие поля $\vec{A}_3$ система уравнений (3) переходит в известные уравнения, описывающие двухзонный полупроводник в бихроматическом поле [8,9]. Система уравнений (3) нами решена методом Хилла [10], который для решения подобных задач впервые был применен в [11]. Воспользовавшись указанным методом, для квазиэнергии ε нетрудно получить

$$\varepsilon^{1,2} = \frac{\hbar\Delta_{2\vec{k}}}{2} \pm \frac{\hbar\omega_3}{2\pi}\arccos\left[\cos\frac{\pi\Delta_{2\vec{k}}}{\omega_3} - \frac{2\pi}{\omega_3}R_{\vec{k}}\sin\frac{\pi\Delta_{2\vec{k}}}{\omega_3}\right]. \qquad (4)$$

Следуя работе [11], можно показать, что величина R представляется в виде быстро сходящегося ряда по параметрам задачи

$$\frac{V_i}{\hbar\omega_3} = \frac{e}{2m_0c}\frac{(\vec{e}\vec{p}_{cv})}{\hbar\omega_3}|A_i| \quad (i=1;\ 2) \quad \text{и} \quad \frac{V_3}{\hbar\omega_3} = \frac{e(\vec{e}(\vec{p}_{cc}-\vec{p}_{vv}))}{2m_0c\hbar\omega_3}|A_3|.$$

Вычисление R с точностью до четвертого порядка по параметрам $\frac{V_i}{\hbar\omega_3}$ дает

$$R_{\vec{k}} = \frac{|V_2|^2}{\hbar\Delta_{2\vec{k}}} + \frac{|V_1|^2}{\hbar(\Delta_{2\vec{k}}+\omega_3)} + \frac{1}{\hbar^2\Delta_{2\vec{k}}(\Delta_{2\vec{k}}+\omega_3)}\Big\{V_3V_1V_2^*\exp[i(\varphi_1+\varphi_3-\varphi_2)+$$

$$+i(\vec{k}_1+\vec{k}_3-\vec{k}_2)\vec{r}\,]+\text{к. с.}\Big\}. \tag{5}$$

Следует отметить, что в отсутствие поля $\vec{A}_3$ полученное решение (4) совместно с (5) есть квазиэнергия полупроводника в бихроматическом поле для неизученной области параметров задачи $\frac{V_i}{\hbar\omega_3}\to 1$, не поддающейся исследованию по теории возмущений $\left(\frac{V_i}{\hbar\omega_3}\ll 1\right)$ и адиабатическому приближению $\left(\frac{V_i}{\hbar\omega_3}\gg 1\right)$ [8,9].

Волновое уравнение, описывающее самосогласованную задачу распространения в полупроводнике трех коллинеарных волн с медленно меняющимися амплитудами, имеет вид

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - \frac{n}{c^2}\frac{\partial^2\vec{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi e}{m_0c}\sum_{\vec{k}}\langle 1\vec{k}|\hat{\vec{p}}|1\vec{k}\rangle, \tag{6}$$

где $|1\vec{k}\rangle$ — квазиэнергетическая волновая функция электрона в состоянии 1 с квазиимпульсом $\hbar\vec{k}$.

При этом квазиэнергетическое состояние 1 выбрано таким образом, что при адиабатическом выключении взаимодействия оно переходит в основное состояние полупроводника.

Выражая согласно [4] диагональный матричный элемент оператора импульса через квазиэнергию, легко получить укороченные уравнения распространения для комплексных амплитуд $A_l (l=1,\ 2,\ 3)$

$$\frac{\partial A_l}{\partial x} + \frac{n(\omega_l)}{c}\frac{\partial A_l}{\partial t} = -\frac{4\pi ci}{\omega_l n(\omega_l)}\frac{\partial}{\partial A_l^*}\sum_{\vec{k}}\varepsilon^1_{\vec{k}}. \tag{7}$$

Первая часть (7) является резонансной поляризацией полупроводника, учитывающей весь ряд теории возмущений по параметру $\frac{|V_{1,2}|}{\hbar\omega_3}$, и, следовательно, корректно описывает эффекты интенсивности. В дальнейшем будем предполагать, что волны распространяются в направлении синхронизации, т. е. для нерезонансных показателей преломления $n(\omega_l)$ имеем $n(\omega_l)=n$.

Здесь мы воспользуемся результатами работы [12], где показано, что систему уравнений типа (7) можно привести к виду, формально совпадающему с каноническими уравнениями движения Гамильтона классической механики.

Введя вместо амплитуд полей интенсивности излучений $I_l = \frac{\omega_l^2}{c^2}|A_l|^2$ ($l = 1, 2, 3$) и учитывая наличие следующих инвариантов движения:

$$I_1 + I_2 + I_3 = \text{const}; \tag{8}$$

$$I_1/\omega_1 + I_2/\omega_2 = \text{const}, \tag{9}$$

из (7) для относительной интенсивности генерированного излучения $S = \frac{I_3}{I_1^0 + I_2^0}$ получаем следующее уравнение одномерного движения:

$$\frac{ds}{dx} = \frac{\pi}{L}\sqrt{\beta(\alpha_1 + s)(\alpha_2 - s)s - s^2}, \tag{10}$$

где

$$\frac{1}{L} = \frac{4}{\hbar nc}\sum_{\vec{k}}\frac{\partial\varepsilon_{\vec{k}}^1}{\partial R}\,\frac{|d_{cv}|^2\omega_2\omega_3}{\Delta_{2\vec{k}}(\Delta_{2\vec{k}} + \omega_3)}; \quad \alpha_1 = \frac{I_1^0}{I_1^0 + I_2^0}\,\frac{\omega_3}{\omega_2}; \quad \alpha_2 = \frac{I_2^0}{I_1^0 + I_2^0}\cdot\frac{\omega_3}{\omega_2};$$

$$\beta = \frac{4}{\hbar^2\omega_3^2}\cdot\frac{e^2[\vec{e}(\vec{p}_{cc} - \vec{p}_{vv})]^2}{4m_0^2\omega_3^2}(I_1^0 + I_2^0); \quad d_{cv} = \frac{e(\vec{e}\vec{p}_{cv})}{2m_0\omega_2},$$

а I_1^0, I_2^0 — начальные интенсивности волн накачки. Условие (8) выражает закон сохранения полной интенсивности излучения $I_1 + I_2 + I_3 = \text{const}$, а (9) есть аналог известного соотношения Менли—Роу ([3]) для непоглощающей среды.

Величина s в (10) периодически (по x) изменяется от $s = 0$ до $s = s_1$ — меньшего из корней подкоренного выражения в (10). Отсюда следует, что s_1 есть максимальный коэффициент преобразования начальных интенсивностей в СИ. Учитывая, что $\alpha_{1,2} \ll 1$ из-за наличия малых множителей $\omega_3/\omega_{1,2} \ll 1$, а $\beta \sim 1$, из (10) для s нетрудно получить

$$s = s_1 \sin^2\frac{\pi x}{2L}, \tag{11}$$

где $s_1 = \beta\alpha_1\alpha_2$

Как видно из (11), $2L$ есть период осцилляции интенсивности СИ.

Из полученного выражения для максимального коэффициента преобразования видно, что интенсивность генерированного СИ квадратично зависит от параметра $I_1^0 + I_2^0$. Последнее означает, что предложенный механизм параметрической генерации СИ будет эффективным в выбранной нами области сильных полей. Так например, для реальных значений $\alpha_{1,2} \sim 0{,}1$, $\beta \sim 1$, что соответствует напряженностям полей накачки $E_{1,2}^0 \sim 10^5$ В/см: в кристалле $Pb_xH_{g1-x}Se$ с $E_g \sim 0{,}1$ эВ $S_1 \sim 1\%$ ($E_3 \sim 10^4$ В/см).

Как было отмечено выше, верхний предел частоты генерируемого СИ определяется предельной энергией поперечного оптического фонона $\hbar\omega_{TO} \approx 0{,}02$ эВ в $Pb_xH_{g1-x}Se$.

Что же касается нижнего предела частоты генерируемого СИ, то он определяется спектральной шириной импульсов накачки и для пикосекундных режимов не может быть меньше $3 \cdot 10^{12}$ см$^{-1}$, что соответствует энергии кванта СИ $\hbar\omega_3 \sim 10^{-3}$ эВ.

В заключение отметим, что в процессе параметрического взаимодействия волн будут генерироваться также высшие гармоники $n\omega_3$. Однако эти частоты либо будут подавляться решеточным поглощением ($n\omega_3 \geqslant \omega_{TO}$), либо могут быть подавлены оптической системой ($n\omega_3 < \omega_{TO}$).

Ереванский политехническиф институт им. К. Маркса

Ս. Կ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Է. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Ա. Հ. ՄԵԼԻՔՅԱՆ, Հ. Ռ. ՄԻՆԱՍՅԱՆ

Կիսահաղորդիչներում տարբերական հաճախությամբ երկարալիքային ճառագայթման պարամետրական գեներացիան միջզոնային ռեզոնանսի առկայության դեպքում

Աշխատանքում քննարկված է կիսահաղորդիչներում տարածվելիս երեք զուգահեռ լազերային իմպուլսների փոխազդեցության ինքնահամաձայնեցված խնդիրը։ Օգտագործելով կիսահաղորդչի բևեռացման վեկտորի համար ստացված ճշգրիտ արտահայտությունը, հետազոտված է տարբերական հաճախության ռեզոնանսային պարամետրական գեներացիան։ Ցույց է տրված $E_g \sim 0,1$ էվ արգելված գոտիով կիսահաղորդիչներում սուբմիլիմետրական ճառագայթման պարամետրական գեներացիայի հնարավորությունը։ Նշված պրոցեսի համար որոշված է ինտենսիվության ձևափոխության էֆեկտիվությունը։

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *Т. Мосс, Г. Барелл, Б. Эллис,* Полупроьодниковая оптоэлектроника, Мир, М., 1976. [2] *О. В. Богданкевич, С. А. Дарзнек, П. Г. Елисеев,* Полупроводниковые лазеры, Наука, М., 1976. [3] *Н. Бломберген,* Нелинейная оптика, Мир, М., 1966 [4] *А. О. Меликян,* Квантовая электроника, т. 4, 429 (1977). [5] *М. Л. Тер-Микаелян.* Нелинейная резонансная оптика, ч. 1, Препринт ИФИ—74—11, Ереван, 1974. [6] *В. М. Галицкий, С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин,* ЖЭТФ, т. 57, 207 (1969). [7] *Э. М. Казарян, А. О. Меликян, Г. Р. Минасян,* ФТП, т. 13, 423 (1979). [8] *C. S. Chang P. Stehle,* Phys. Rev., vol. A 4, 641 (1971) [9] *В. Д. Попов, В. П. Яковлев,* Десятое совещание по теории полупроводников, Новосибирск, 1980. [10] *Э. Т. Уиттекер, Дж. Н. Ватсон,* Курс современного анализа, т. 1, 2, Физматгиз, М., 1963. [11] *С. К. Аветисян, Э. М. Казарян, А. О. Меликян* и др, ФТП, т. 15, 1493 (1981). [12] *А. О. Меликян, С. Г. Саакян,* ЖЭТФ, т. 76, 1530 (1979).