МНОГОФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ КОМПОНЕНТЫ БИХРОМАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

Монозон Б. С., Игнатьева Л. А.

Аналитически исследуется влияние внешних однородных электрического E и магнитного H полей на межзонное многофотонное поглощение в полупроводнике сильной световой волны с частотой ω_1 и амплитудой электрического поля $\mathbf{F}_1$ в присутствии другой сильной световой волны с частотой ω_0 и полем $\mathbf{F}_0$. Обе световые волны считаются поляризованными параллельно магнитному полю и перпендикулярно электрическому. Получены явные выражения для мощности поглощаемого излучения $P(\omega_1)$. Спектр поглощения зависит от соотношения между расстройкой частот $\Omega=\omega_1-\omega_0$ и характерной частотой $\Omega_R=e^2F_0F_1\times\times(2\mu\hbar\omega_0\omega_1)^{-1}$ (μ — приведенная эффективная масса электронов и дырок). Электрическое поле E вызывает возгорание новых серий спектральных линий и сдвиг спектра в длинноволновую сторону. Поле $\mathbf{E}\perp\mathbf{H}$ придает изменению амплитуды высокочастотных осцилляций немонотонный характер. Путем незначительной вариации величины E можно достичь резкого изменения в поглощении.

В последнее время значительное внимание уделяется вопросам поведения полупроводника в поле двух сильных световых волн $\mathbf{F}_0\cos\omega_0 t+\mathbf{F}_1\cos\omega_1 t$ с амплитудами электрических полей $\mathbf{F}_j$ и частотами ω_j ($j=0,\ 1$). Общая теория фундаментального многофотонного поглощения одной из компонент бихроматического светового поля $\mathbf{F}_1\cos\omega_1 t$ развивалась в [1]. В настоящей работе теоретически исследуется влияние однородных стационарных электрического E и магнитного H полей на межзонное многофотонное поглощение в полупроводнике сильной световой волны с частотой ω_1 и амплитудой электрического поля $\mathbf{F}_1$ в присутствии другой сильной волны с частотой ω_0 и амплитудой $\mathbf{F}_0$. Волны считаются поляризованными параллельно друг другу, поскольку при такой поляризации их взаимодействие проявляется наиболее заметно [1]. Направление магнитного поля выбрано параллельным направлению световых векторов и перпендикулярным направлению стационарного электрического поля ($\mathbf{F}_0\parallel\mathbf{F}_1\parallel\mathbf{H}\perp\mathbf{E}$). Рассчитывается поглощаемая мощность зондирующей световой волны ($\mathbf{F}_1\cos\omega_1 t$).

1. Мощность многофотонного поглощения

Пространственная плотность поглощаемой мощности P световой волны, электрическое поле которой $\mathbf{F}_1(t)$, вычисляется путем усреднения по времени правой части выражения

$$P=\overline{\mathrm{Sp}\,(\rho\hat{p})},\tag{1}$$

где $\hat{P}=e\mathbf{r}\dot{\mathbf{F}}_1$ — оператор мощности, ρ — матрица плотности электронных состояний в кристаллическом поле и внешних электрическом $\mathbf{F}(t)$ и магнитном H полях.

В случае чистого состояния матрица плотности $\rho=\psi(\mathbf{r},\ t)\psi^*(\mathbf{r}',\ t)$ определяется в приближении метода эффективной массы [2] волновой функцией

$$\psi(\mathbf{r},\ t)=u_h(\mathbf{r})\,f_h(\mathbf{r},\ t)+a(t)\,u_e(\mathbf{r})\,f_e(r,\ t),$$

$u_{h,e}$ — блоховские амплитуды в экстремумах дырочной (h) и электронной (e) зон, $f_{h,e}$ — модулирующие внутризонные функции, $a(t)$ — коэффициент межзонного оптического перехода, вызываемого полным нестационарным полем обеих световых волн.

С точки зрения двухчастичного подхода [3] оптический переход происходит из основного состояния кристалла с волновой функцией $\delta(\mathbf{r})$ в возбужденное, модулирующая волновая функция которого $\Phi(\mathbf{r}, t) \sim f_e f_h^*$ ($\mathbf{r}$ — относительная координата электрона и дырки). При этом формула (1) принимает вид

$$P = \overline{e\mathbf{F}_1(t)\,[\mathbf{r}_{eh} a(t)\,\Phi(0, t) + \text{к. с.}]}, \tag{2}$$

где вычисляемый в дипольном приближении коэффициент

$$a(t) = \frac{1}{i\hbar}\int\limits_0^t d\tau e\mathbf{r}_{he}\,(\mathbf{F}_0 \cos\omega_0\tau + \mathbf{F}_1 \cos\omega_1\tau)\,\Phi^*(0, \tau), \tag{3}$$

$$r_{eh} = \langle u_e \mid r \mid u_h\rangle = \frac{i\hbar}{m_0 \mathscr{E}_g}\,\mathbf{p}_{eh},$$

m_0 — масса свободного электрона, $\mathbf{p}_{eh}$ — межзонный матричный элемент оператора импульса, $\mathscr{E}_g$ — запрещенный энергетический промежуток, достаточно большой ($\mathscr{E}_g \gg e\mathbf{F}_j\mathbf{r}_{eh}$), для того чтобы коэффициент $a(t)$ (3) можно было находить в первом порядке по световым полям.

В случае простых электронной и дырочной зон, характеризуемых соответственно эффективными массами m_e и m_h, функция Φ, описывающая состояние электронно-дырочной пары с полным импульсом $\mathbf{K} \simeq 0$ (дипольное приближение), удовлетворяет уравнению для частицы с массой μ ($\mu^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$) и зарядом e в электрическом $\mathbf{F}(t) = \mathbf{E} + \mathbf{F}_0 \cos\omega_0 t + \mathbf{F}_1 \cos\omega_1 t$ и магнитном $\mathbf{H}$ полях. Если считать магнитное поле и нестационарные поля световых волн направленными по оси z ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{F}_0 \parallel \mathbf{F}_1 \parallel \mathbf{e}_z$), а стационарное электрическое поле $\mathbf{E}$ расположенным в плоскости, перпендикулярной этим векторам, то функция Φ может быть представлена в виде

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \chi_{\perp N, m}(\rho)\, f(z, t; k).$$

Функция χ представляет собой стационарное решение для частицы в скрещенных полях $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ с энергией $\mathscr{E}_{\perp N, m}$ ($N, |m| = 0, 1, 2, \ldots$) [4, 5]. Функция $f(z, t; k)$ описывает движение в нестационарных полях с компонентой кинематического импульса k [1].

Используя явный вид функций χ и f, приведенных соответственно в работах [5] и [1], получим для содержащегося в формулах (2), (3) $\Phi(0, t)$:

$$\Phi(0, t) = T_{N, m}\frac{1}{2\pi a_H}\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\int\limits_0^t d\tau\left[\frac{\hbar^2 K^2(\tau)}{2\mu} + \mathscr{E}_g + \mathscr{E}_{\perp N, m}\right]\right\}, \tag{4}$$

где

$$T_{N, m} = \frac{N!^{1/2}}{(N + |m|)!^{1/2}}\left(\frac{\rho_0^2}{2a_H^2}\right)^{\frac{|m|}{2}} e^{-\frac{\rho_0^2}{4a_H^2}}\, L_N^{|m|}\left(\frac{\rho_0^2}{2a_H^2}\right); \tag{5}$$

$$a_H = \left(\frac{\hbar c}{eH}\right)^{1/2}, \quad \rho_0 = \frac{Mc^2 E}{eH^2}, \quad M = m_e + m_h,$$

$$K(t) = \frac{e}{\hbar}\int\limits_0^t (F_0 \cos\omega_0\tau + F_1 \cos\omega_1\tau)\, d\tau + k,$$

$$\mathscr{E}_{\perp N, m} = \frac{\hbar eH}{2\mu c}(2N + |m| + 1) + \frac{\hbar eH}{2c}\left(\frac{1}{m_e} - \frac{1}{m_h}\right)m \pm (\beta_e \pm \beta_h)\, H - \frac{Mc^2E^2}{2H^2}, \tag{6}$$

$L_N^{|m|}(z)$ — присоединенные полиномы Лагерра, $\beta_{e,h}$ — эффективные магнитные моменты электронов (e) и дырок (h).

Дальнейшая процедура расчета подробно рассмотрена в работе [1], так что мы ограничимся лишь изложением ее окончательных результатов. Подставляя выражение (4) в формулы (3) и (2), получим, что мощность P представляется в виде

$$P = \hbar\omega_1 W, \quad W = \sum_{s'} W_{s'}, \quad W_{s'} = \sum_{s} W_{s'}^{(s)}.$$

Здесь $W_{s'}^{(s)}(\omega_1)$ имеет смысл вероятности межзонного перехода, обусловленного поглощением s' фотонов частоты ω_1 в присутствии s фотонов частоты ω_0. Тогда $W_{s'}(\omega_1)$ есть вероятность перехода, при котором поглощение указанных фотонов сопровождается всевозможными вкладами фотонов другой волны, W — пространственная плотность полной вероятности межзонного перехода в единицу времени. Вычисление $W_{s'}^{(s)}$ предполагает суммирование по квантовым числам N, m и интегрирование по квазиимпульсу k. Интегрирование по времени в (2) и (3) можно выполнить методом перевала, считая большими параметрами числа фотонов s и s'. Получающиеся при этом выражения приведем для отвечающих эксперименту больших значений адиабатических параметров Келдыша γ_j [6]:

$$\gamma_j^2 = \frac{2\mu s_j \hbar\omega_j^3}{e^2 F_j^2} \gg 1, \quad s_0 \equiv s \gg 1, \quad s_1 \equiv s' \gg 1, \quad j = 0,\ 1.$$

Кроме того, как показано в работе [1], в случае параллельной поляризации волн $\mathbf{F}_0 \parallel \mathbf{F}_1$ не удается найти вероятности $W_{s'}^{(s)}$ в явном виде при любом соотношении частот ω_0 и ω_1. Характерной в этом смысле является частота

$$\Omega_R = \frac{e^2 F_0 F_1}{2\mu\hbar\omega_0\omega_1}. \tag{7}$$

Аналитические результаты могут быть получены в области близких частот $\Omega \equiv \omega_1 - \omega_0 \ll \Omega_R$ и в области различающихся частот $\Omega \gg \Omega_R$.

2. Различающиеся частоты ($\Omega \gg \Omega_R$)

В этой области расстроек частот вероятность $W_{s'}^{(s)}$ с точностью до коэффициента, зависящего только от чисел фотонов s и s', представляется в виде

$$W_{s'}^{(s)}(\omega_1) \backsim \frac{|p_{ehz}|^2 (\hbar\omega_1)^3 \mu}{16\pi^3 m_0^2 \mathscr{E}_g^{3/2} \hbar (1-g)} \left(\frac{2\mu}{\hbar^2}\right)^{3/2} \frac{\hbar^2}{\mu a_H^2 \mathscr{E}_g} (4\gamma_0^2)^{-s} (4\gamma_1^2)^{-s'} \sum_{N,\,m} T_{N,\,m}^2 (H,\ E) \times$$
$$\times \left[4f'^2 \Delta_{N,\,m}^{1/2} \cos^2 (s+s') \frac{\pi}{2} + f^2 \Delta_{N,\,m}^{-1/2} \sin^2 (s+s') \frac{\pi}{2}\right] \left(1 + \sqrt{\frac{s\omega_0^3}{s'\omega_1^3}}\right), \tag{8}$$

где

$$0 < g = \frac{\omega_1\omega_0}{(\omega_1+\omega_0)^2} < \frac{1}{4},$$

$$\Delta_{N,\,m} = \mathscr{E}_g^{-1} \left[s\hbar\omega_0 + s'\hbar\omega_1 - \mathscr{E}_g - \mathscr{E}_{\perp N,\,m} - \frac{e^2}{4\mu}\left(\frac{F_0^2}{\omega_0^2} + \frac{F_1^2}{\omega_1^2}\right)\right], \tag{9}$$

$f(s,\ s')$ и $f'(s,\ s')$ — некоторые коэффициенты (см. формулу (12) работы [7]).

Зависимость вероятности $W_{s'}^{(s)}$ (8) от интенсивности волн $\backsim F_j^2$, от напряженности магнитного поля H и от четности полного числа фотонов, участвующих в переходе $(s+s')$, такая же, как и в отсутствие однородного электрического поля ($\mathbf{E} = 0$) [7]. Вблизи края ($\Delta_N \ll 1$) при $\mathbf{E} = 0$ для нечетной суммы $(s+s')$ вероятность $W_{s'}^{(s)} \backsim H F_1^{2s'} F_0^{2s} \sum_N \Delta_{N,0}^{-1/2}$, т. е. представляет собой серию максимумов при частотах ω_1, удовлетворяющих условию $\Delta_{N,0} = 0$. Для четной суммы $(s+s')$ вероятность $W_{s'}^{(s)} \backsim H F_1^{2s'} F_0^{2s} \sum_N \Delta_{N,0}^{1/2}$ и в ней имеется последовательность ступенек.

Как следует из формулы (5) для $T_{N,m}$, в электрическом поле E возгораются переходы с новыми правилами отбора по магнитному квантовому числу $m \neq 0$. В слабых полях $E(\rho_0^2/a_H^2 \ll 1)$ интенсивности этих переходов возрастают с увеличением поля $\backsim [\rho_0^2/(2a_H^2)]^{|m|}$. Вероятности переходов с $m=0$, разрешенных при $E=0$, в области слабых полей убывают $\backsim [1-(1+2N)\rho_0^2/(2a_H^2)]$. По мере дальнейшего роста электрического поля E зависимость $W_{s'}^{(1)}(E)$ приобретает более сложный осциллирующий характер. Значения полей E, при которых вероятность перехода в подзону Ландау с данными значениями N и m обращается в нуль, определяется корнями полинома $L_N^{|m|}[\rho_0^2/(2a_H^2)]$.

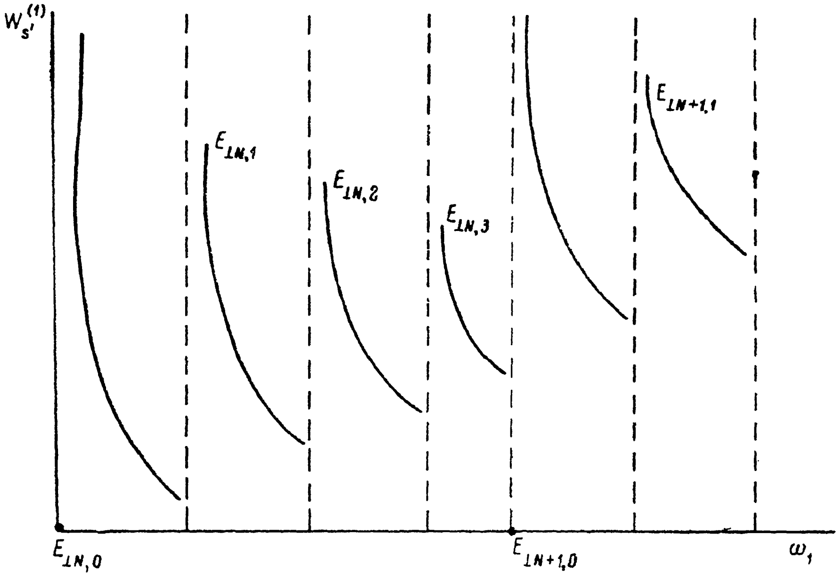

Рис. 1. Вероятность четно-фотонного перехода $W_{s'}^{(1)}(\omega_1)$ (8), соответствующая разрешенным при $E=0$ переходам в подзоны $E_{\perp N,0}$ и возгорающимся в электрическом поле $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ переходам в подзоны $E_{\perp N,m}$ $(m=1, 2, \ldots)$.

Из выражений (6) и (9) видно, что весь спектр поглощения смещается полем E в длинноволновую сторону на величину $Mc^2E^2/(2H^2)$. Измерение такого смещения, а также расстояния $\hbar eH/(\mu c)$ между соседними пиками с различными значениями N дает возможность отдельно измерить эффективные массы электронной m_e и дырочной m_h зон. Вследствие условия $\gamma_0^2 \gg 1$ наибольший вклад в вероятность s'-фотонного поглощения $W_{s'}$ даст слагаемое $W_{s'}^{(1)}$ (рис. 1).

3. Близкие частоты ($\Omega \ll \Omega_R$)

При малых расстройках частот вероятность поглощения зондирующего света, в котором участвуют $l=s+s'$ фотонов обеих волн, принимает вблизи края $(\Delta_{N,m} \ll 1)$ вид

$$W_l(\Omega) \backsim \frac{|p_{ehz}|^2 (\hbar\omega_0^3)\mu}{4\pi^2 m_0^2 \mathscr{E}_g^{3/2}\hbar} \left(\frac{2\mu}{\hbar^2}\right)^{3/2} \frac{\hbar^2}{\mu a_H^2 \mathscr{E}_g} \left(\frac{F_1}{F_1+F_0}\right)^2 \times$$

$$\times \sum_s \frac{1}{(4\gamma^2)^L} \Lambda_s(\Omega) \sum_{N,m}' T_{N,m}^2(H, E) \left[\frac{4L\mathscr{E}_g}{\hbar\omega_0} \Delta_{N,m}^{1/2} \cos^2\frac{L\pi}{2} + \Delta_{N,m}^{-1/2} \sin^2\frac{L\pi}{2}\right]. \qquad (10)$$

В этой формуле

$$\Lambda_s(\Omega) = \frac{\sin^2(\Omega_R/\Omega - s)}{\pi^2(\Omega_R/\Omega - s)^2}, \quad \gamma^2 = \frac{2\mu L\hbar\omega_0^3}{e^2(F_0+F_1)^2}, \quad L = l + \left(\frac{\Omega_R}{\Omega} - s\right),$$

$$\Delta_{N,m} = \mathscr{E}_g^{-1}\left[l\hbar\omega_0 + L\hbar\Omega - \mathscr{E}_g - \mathscr{E}_{\perp N,m} - \frac{e^2(F_0+F_1)^2}{4\mu\omega_0^2}\right]. \qquad (11)$$

При $E=0$ в спектре l-фотонного поглощения будут наблюдаться высокочастотные осцилляции, передаваемые функцией $\Lambda_s(\Omega)$, с максимумами $\Omega_s=\Omega_R/s$, $s=1, 2, 3, \ldots$ Они промодулированы плавной зависимостью от Ω, содержащейся в функциях $\Delta_N^{1/2}$ (четные l) и $\Delta_N^{-1/2}$ (нечетные l) [8].

Влияние электрического поля аналогично случаю больших расстроек: возгорания переходов с $m \neq 0$, длинноволнового сдвига линий и осцилляций их интенсивностей по мере роста его напряженности E. Следует отметить обстоятельство, которое может оказаться существенным при расшифровке спектра в области расстроек $\Omega \ll \Omega_R$. При значительной разнице в эффективных массах (например, $m_h \gg m_e$), встречающейся в полупроводниках типа $A^{III}B^{V}$, расстояние между возгорающимися линиями $\backsim eH/(m_h c)$ является малым по-

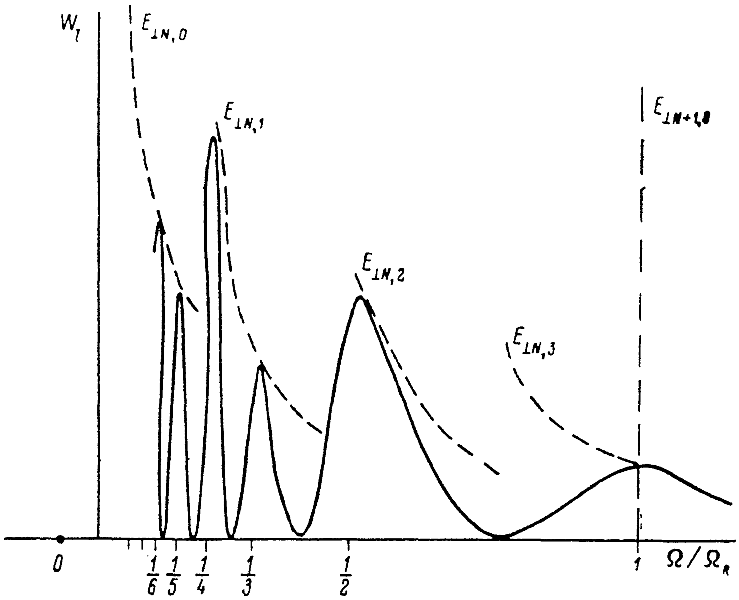

Рис. 2. Вероятность нечетно-фотонного поглощения $W_l(\Omega)$ (10), соответствующая разрешенным при $E=0$ переходам в подзоны $E_{\perp N,\,0}$ и возгорающимся в поле $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ переходам в подзоны $E_{\perp N,\,m}$ $(m=1, 2, \ldots)$.

сравнению с расстоянием $eH/(\mu c)$ между разрешенными при $E=0$ линиями и может оказаться сравнимым с переходом высокочастотных осцилляций или даже меньше его. В результате спектр $W_l(\Omega)$ будет представлять собой результат наложения высокочастотных осциллирующих серий, относящихся к различным значениям магнитного квантового числа m (рис. 2). Такая ситуация может быть реализована, например, при освещении полупроводника с параметрами $\mathcal{E}_g \simeq 0.6$ эВ, $\mu \simeq 0.1 m_0$, $m_h \simeq 10\mu$ излучением с частотами $\omega_0 \simeq \omega_1 \simeq 2 \cdot 10^{14}$ с$^{-1}$ и электрическими полями $F_0 \simeq F_1 \simeq 10^5$ В/см в магнитном поле $H \simeq 5 \cdot 10^4$ Э. При этом возникает соотношение $eH/(m_h c) < \Omega_R < eH/(\mu c)$, следствием которого является немонотонное изменение амплитуд высокочастотных осцилляций. По мере увеличения магнитного поля и достижения условия $eH/(m_h c) > \Omega_R$ все осцилляции укладываются на расстоянии между подзонами Ландау с соседними m и их амплитуды будут монотонно уменьшаться, согласно обратной корневой зависимости, аналогично случаю $E=0$ [8].

Электрическое поле E позволяет резко изменить поглощение на данной частоте ω_1 в окрестности какого-либо относительно узкого осцилляционного пика, ширина которого, оцененная в работе [1], составляет десятые доли процента оптической частоты. Исходя из рассмотренного в предыдущем абзаце примера и определяя необходимое для этого поле из условия $Mc^2E^2/(2H^2) \simeq \hbar\Omega_R$, получим $E \simeq 1$ кВ/см.

Таким образом, скрещенное с магнитным электрическое поле создает дополнительную возможность для образования высокой избирательности поглощения в полупроводнике компоненты сильной бихроматической световой волны.

Список литературы

[1] Монозон Б. С., Игнатьева Л. А. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. В. 2. С. 593—603.
[2] Weiler M. H., Reine M., Lax B. // Phys. Rev. 1968. V. 171. N 3. P. 949—958.
[3] Elliott R. J. // Phys. Rev. 1957. V. 108. N 3. P. 1384—1389.
[4] Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е. // ЖЭТФ. 1967. Т. 53. В. 2 С. 717—722.
[5] Жилич А. Г., Монозон Б. С. Магнито- и электропоглощение света в полупроводниках. Л., 1984. 204 с.
[6] Келдыш Л. В. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. В. 5. С. 1945—1956.
[7] Монозон Б. С., Игнатьева Л. А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 11. С. 2098—2102.
[8] Монозон Б. С., Игнатьева Л. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. В. 2. С. 480—484.

Ленинградский
кораблестроительный институт

Получена 17.03.1989
Принята к печати 29.05.1989