ФТП, том 25, вып. 2, 1991

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ ОБЪЕМНЫХ И ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ТОНКОМ СЛОЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ

Дряхлушин В. Ф.

В работе исследован параметрический распад электромагнитной волны p-поляризации, падающей из диэлектрика на тонкий слой квантовой полупроводниковой сверхрешетки (СР) толщиной

$$L \ll |\delta|, \tag{1}$$

на поверхностную и отраженную электромагнитные волны, т. е. распад типа $2n\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$ (δ — глубина проникновения волн в СР, $\omega_{1,2,3}$ — частоты падающей, отраженной и поверхностной волн, $n=1,2\ldots$). Рассмотрена геометрия, когда ось СР перпендикулярна ее границе. Особенностью задачи является то, что СР под действием сильного гармонического электрического поля становится сильно нелинейной активной средой даже в отсутствие постоянных токов в ней [1]. Падающая волна (волна накачки) выполняет две функции — обусловливает параметрическую связь между волнами и является источником неравновесности системы. Это приводит к специфическим проявлениям нелинейных и параметрических процессов в СР [2, 3].

Толщина создаваемых в настоящее время СР, как правило, меньше или порядка длины распространяющейся в ней волны. В таких структурах появляются новые моды волн (в частности, поверхностные волны) и новые возможности их усиления. Кроме того, здесь волна накачки, распространяющаяся в диэлектрике, является незатухающей, что облегчает условия распада.

В работе получены общие соотношения, определяющие распадную неустойчивость падающей электромагнитной волны на отраженную и поверхностную волны. Найдены границы областей усиления волн, зависимости их инкрементов от амплитуды падающей волны, частотные характеристики. Показано, что имеет место ярко выраженный супергетеродинный перенос линейного инкремента с поверхностной волны на отраженную (у несвязанных волн пространственный линейный инкремент поверхностной волны, как правило, значительно больше, чем объемной [4]).

Распространение волн в СР определяется компонентами тензора диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon_{\perp}^{(2,3)} \equiv \varepsilon_{\perp}(\omega_{2,3}) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_{0\perp}^2}{\omega_{2,3}(\omega_{2,3} + i\nu)},$$

$$\varepsilon_{\parallel}^{(2,3)} \equiv \varepsilon_{\parallel}(\omega_{2,3}, \omega_1, |E_{Tz}|) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_{0\parallel}^2 \nu}{\omega_{2,3}} \sum_{N=-\infty}^{+\infty} \frac{J_N^2\left(\frac{\Omega}{\omega_1}\right)}{(\nu + iN\omega_1)(\omega_{2,3} - N\omega_1 + i\nu)} \tag{2}$$

(выражение для $\varepsilon_{\parallel}^{(2,3)}$ получено и исследовано в [5]). Здесь $\varepsilon_{\parallel}^{(2,3)}$, $\varepsilon_{\perp}^{(2,3)}$, $\omega_{0\parallel}$, $\omega_{0\perp}$ — компоненты тензора и плазменные частоты вдоль и поперек оси СР, ε_0 — диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки, ν — частота столкновений, $\Omega = e\,|E_{Tz}|\,d/\hbar$ — частота Ванье—Штарка, d — период СР, $J_N(x)$ — функции Бесселя, E_{Tz} — нормальная к границам слоя компонента электрического поля падающей волны в СР, связанная при выполнении (1) с амплитудой поля p-волны в диэлектрике (H_0) уравнением

$$E_{Tz} = \frac{\sqrt{\varepsilon_d}\, H_0 \sin\theta}{\tilde{\varepsilon}(\omega_1, |E_{Tz}|)}, \qquad \tilde{\varepsilon}(\omega_1, |E_{Tz}|) = \varepsilon_0 - \frac{2\omega_{0\parallel}^2 \nu}{\Omega\omega_1} \sum_{N=-\infty}^{+\infty} \frac{J_N\left(\frac{\Omega}{\omega_1}\right) J_{N+1}\left(\frac{\Omega}{\omega_1}\right)}{\nu + iN\omega_1} \tag{3}$$

[электромагнитная волна падает в плоскости (xz) под углом θ к поверхности СР]. Для простоты положено $\varepsilon_0 = \varepsilon_d$ (диэлектрической проницаемости диэлектрика).

При решении задачи вследствие сильной анизотропии нелинейных свойств СР мы пренебрегаем j_{NLx} и j_{NLy} — компонентами нелинейного электрического тока, но учитываем без разложения по степеням электрического поля компо-

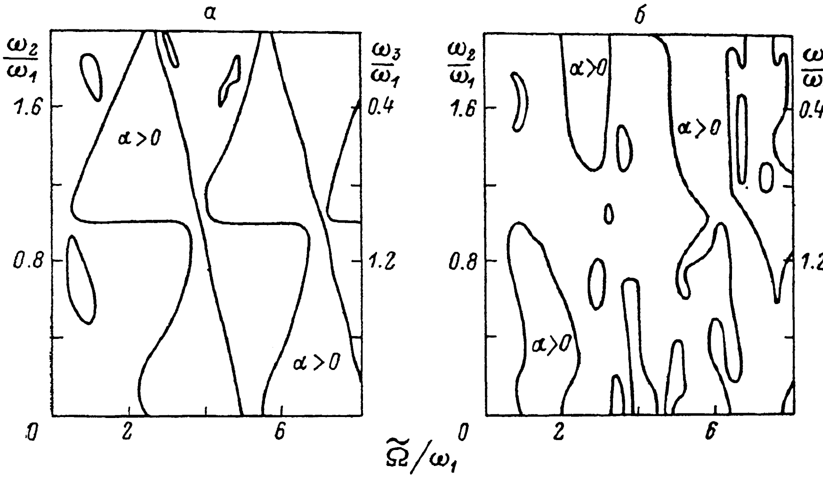

Рис. 1. Области параметрического усиления волн ($\alpha > 0$) процесса распада $2\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$.
Параметры: $\omega_{0\parallel}^2/\omega_1^2\varepsilon_0 = 0.8$; $\omega_1 L\sqrt{\varepsilon_0}/c = 0.1$; $\theta = \pi/4$; *а* — $\omega_1/\nu = 10$, *б* — $\omega_1/\nu = 1$.

ненту j_{NLz}. Нелинейный ток, возбуждаемый в СР и определяющий нарастание отраженной и поверхностной волн, равен

$$j_{NLz} = \sigma_{2,\,3} \left(\frac{E_{Tz}}{|E_{Tz}|} \right)^* E^*_{3,\,2},$$

$$\sigma_{2,\,3} \equiv \sigma(\omega_{2,\,3},\ n,\ |E_{Tz}|) = \frac{i\omega_{0\parallel}^2 \nu}{4\pi} \sum_{N=-\infty}^{+\infty} \frac{J_N\left(\frac{\Omega}{\omega_1}\right) J_{N+2n}\left(\frac{\Omega}{\omega_1}\right)}{(\nu + iN\omega_1)\,[\omega_{2,\,3} - (N+2n)\,\omega_1 + i\nu]}. \qquad (4)$$

Решая уравнения Максвелла с нелинейным током (4) в СР и в диэлектриках и сшивая решение на границах (считая непрерывными E_τ и H_τ, так как нели-

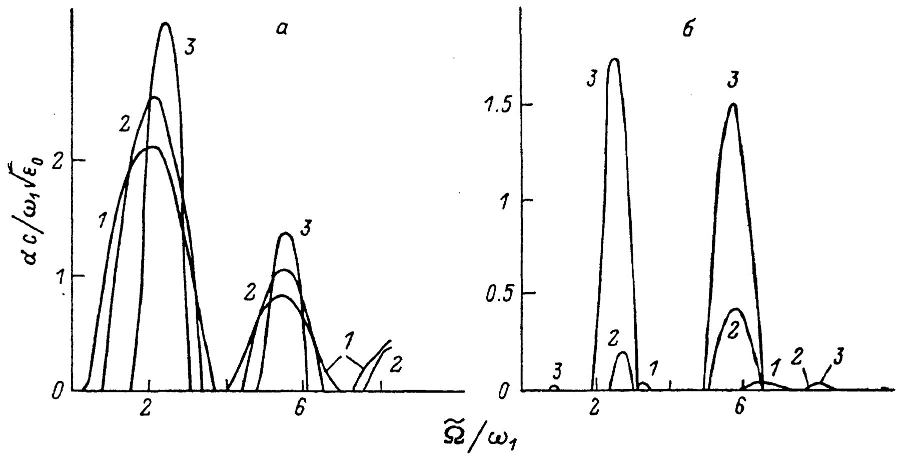

Рис. 2. Зависимость инкремента волн от амплитуды поля накачки для структуры с параметрами рис. 1.
ω_2/ω_1: *1* — 1.05; *2* — 1.35; *3* — 1.65. ω_1/ν: *а* — 10, *б* — 1.

нейные поверхностные токи отсутствуют), получим уравнения для медленно меняющихся амплитуд волн

$$\frac{\partial A_{2,\,3}}{\partial x} = \frac{4\pi i k_{2,\,3x} k^*_{3,\,2x} (2nk_{1x} - k^*_{3,\,2x})\, L\varepsilon_0 \sigma_{2,\,3}}{\omega_{3,\,2} k_{2,\,3x} \varepsilon_\parallel^{(2,\,3)} \varepsilon_\parallel^{(3,\,2)*}} A^*_{3,\,2}. \qquad (5)$$

Здесь $k_{2,\,3x}$, $k_{2,\,3z}$ — компоненты волновых векторов отраженной и поверхностной волн вдоль и поперек направления их распространения, определяемые из решения дисперсионного уравнения в такой структуре [4]. Из (5) легко найти инкремент связанных поверхностной и отраженной волн, который определяет линейную стадию распадной неустойчивости:

$$\alpha = \operatorname{Re}\{\beta^*(\omega_2)\,\beta(\omega_3) + {}^1/_4\,[k''_{2x} - k''_{3x} - i\,(2nk_{1x} - k'_{2x} - k'_{3x})^2]\}^{1/2} - \\ - {}^1/_2\,(k''_{2x} + k''_{3x}), \tag{6}$$

где

$$\beta(\omega_{2,\,3}) = \frac{2\pi i k^*_{3,\,2\tau} k_{2,\,3z}\,(2nk_{1x} - k^*_{3,\,2\tau})\,\varepsilon_0 L}{\omega_{3,\,2} k_{2,\,3x}\,\varepsilon_{\parallel}^{(2,\,3)}\varepsilon_{\parallel}^{(3,\,2)*}}\,\sigma_{2,\,3}, \tag{7}$$

$k'_{2,\,3x}$, $k''_{2,\,3x}$ — действительные и мнимые части волновых векторов. Формулы (5) и (6) определяют параметрическое усиление возбуждаемых волн.

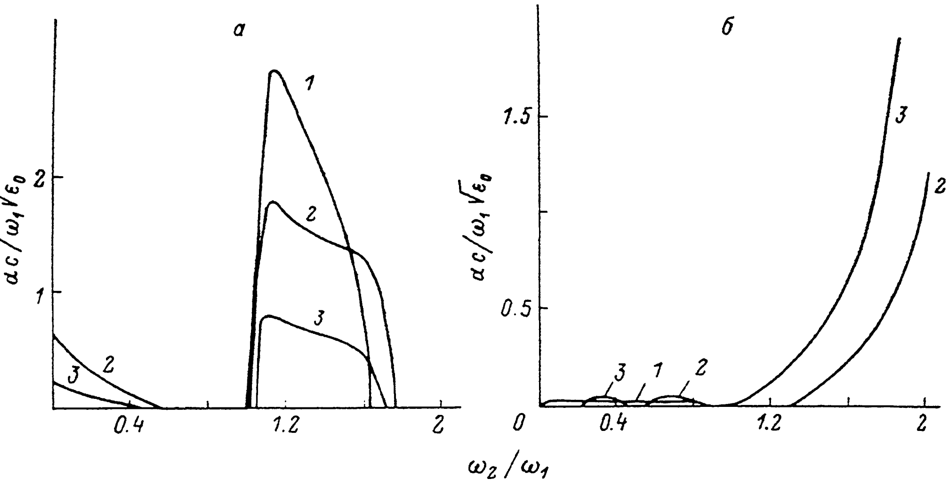

Рис. 3. Зависимость инкремента волн от их частоты для структуры с параметрами рис. 1. Ω/ω_1: *1* — 1.5; *2* — 2.9; *3* — 6. ω_1/ν: *а* — 10, *б* — 1.

Приведем результаты количественных расчетов для процесса распада $2\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$ (т. е. $n=1$). Области параметрического усиления волн ($\alpha > 0$) приведены на рис. 1. На рис. 2 и 3 показаны зависимости инкрементов параметрически возбуждаемых волн от амплитуды падающей волны [$\Omega = (eH_0 d/\hbar\sqrt{\varepsilon_0})\sin\theta$] и частотные характеристики. Отметим, что в областях, где выполняется условие отрицательной динамической проводимости для поверхностных волн, инкремент довольно большой ($\alpha c/\omega_1\sqrt{\varepsilon_0} \sim 1$), вне этих областей он значительно меньше ($\alpha c/\omega_1\sqrt{\varepsilon_0} \sim 10^{-4} \div 10^{-6}$). Инкремент связанных волн в основном обусловлен линейным инкрементом поверхностной волны, т. е. имеет место супергетеродинный перенос инкремента с поверхностной волны на отраженную. С увеличением концентрации носителей заряда в СР либо с уменьшением ее толщины инкременты волн возрастают, что связано с большей концентрацией энергии поверхностной волны в СР, т. е. в активной среде. Из приведенных рисунков несложно оценить, что параметрическое усиление волн наиболее эффективно будет идти в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн.

Список литературы

[1] Романов Ю. А. // Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Горький, 1984. С. 63—77.
[2] Романов Ю. А. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1980. Т. 23. В. 5. С. 617—625.
[3] Белянцев А. М., Орлов Л. К., Романов Ю. А., Шашкин В. И. // Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Горький, 1984. С. 185—198.

[4] Дряхлушин В. Ф. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 9. С. 1681—1684.
[5] Романов Ю. А. // ФТТ. 1979. Т. 21. В. 3. С. 877—882.

Научно-исследовательский
физико-технический институт при НГУ
им. Н. И. Лобачевского
Нижний Новгород

Получено 11.07.1990
Принято к печати 27.09.1990

ФТП, том 25, вып. 2, 1991

К ТЕОРИИ ФОРМЫ ЛИНИИ ГОРЯЧЕЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Меркулов И. А.

Экспериментальное и теоретическое исследование горячей фотолюминесценции (ГФЛ) показало, что эта методика позволяет получить весьма точную количественную информацию о виде спектра и волновых функций горячих фотоносителей, параметрах, определяющих их кинетику [1]. Так, например, измерение темпа деполяризации ГФЛ в магнитном поле позволяет определить значения времен жизни горячих носителей [2].

В последнее время появилась серия экспериментальных и теоретических работ, в которых значение этого времени оценивается из ширины линии горячей фотолюминесценции и энергетической зависимости высот пиков фононных повторений [3, 4]. Далее будет показано, что на эти параметры спектра ГФЛ существенное влияние оказывает кулоновское взаимодействие рождающейся дырки и заряженного акцептора, возникающего после рекомбинации горячего электрона. Учет этого взаимодействия приводит к сдвигу пиков ГФЛ в сторону коротких длин волн, их ширина может увеличиться, а высота — уменьшиться в несколько раз.

Рассмотрим процессы, отвечающие за возникновение первого (бесфононного) пика горячей фотолюминесценции. Для простоты ограничимся случаем невырожденных зон, когда кинетическая энергия свободных электронов $[E_e(\mathbf{k})]$ и дырок $[E_h(\mathbf{k})]$ дается формулой $E_i(\mathbf{k})=\hbar^2k^2/(2m_i)$ и не зависит от их спинов.

При поглощении кванта накачивающего излучения в полупроводнике рождается электронно-дырочная пара с энергией, определяемой из закона сохранения: $E_g+E_e(\mathbf{k})+E_h(\mathbf{k})=\hbar\omega_e$. Здесь E_g — ширина запрещенной зоны, а $\hbar\omega_e$ — энергия поглощаемого фотона. Испуская оптические фононы, горячие электроны быстро релаксируют по энергии. Связанное с этим процессом характерное время жизни электронов в заданном состоянии составляет $\sim 10^{-13}$ с, что приводит к значительной неопределенности их энергии $E\sim 10$ мэВ. Незначительная часть горячих электронов успевает прорекомбинировать с равновесными локализованными на акцепторах дырками, не испустив ни одного фонона. Испускаемые при этом фотоны и дают бесфононный пик горячей фотолюминесценции.

Таким образом: 1) в исходном состоянии в кристалле имелась только дырка на акцепторе, 2) в промежуточном состоянии после поглощения фотона — дырка на акцепторе, свободные электрон и дырка с волновыми векторами k и —k соответственно, 3) в конечном состоянии остаются заряженный акцептор и дырка в валентной зоне. Матричный элемент такого двухфотонного перехода дается формулой

$$M_{fi}^{-}=\int\frac{V_{fk}^{l}V_{ki}^{e}}{\varepsilon_k-\hbar\omega_e}\,d^3k, \tag{1}$$

где

$$\varepsilon_k=E_g+\hbar^2k^2/(2m_e)+\hbar^2k^2/(2m_h)-i\hbar(\Gamma_e+\Gamma_h+\Gamma_a)/2 \tag{2}$$