

УДК 621.373;535

ЧЕТЫРЕХФОТОННОЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ ПРИ НАКАЧКЕ УЛЬТРАКОРОТКИМ АДИАБАТИЧЕСКИМ ИМПУЛЬСОМ

Б. В. КРЫЖАНОВСКИЙ

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 20 марта 1987 г.)

Рассмотрен процесс четырехфотонного параметрического усиления слабых волн в двухуровневой среде при интенсивной ультракороткой накачке. Исследовано развитие процесса во времени в зависимости от величины волновой расстройки δk_0 . Получены простые выражения для энергий усиленных импульсов как функций частот затравочного сигнала и величины угла рассеяния.

Воздействие интенсивной квазирезонансной волны накачки на среду двухуровневых атомов создает условия для развития в среде процесса четырехфотонного параметрического рассеяния (ЧПР). Если наряду с накачкой в среду подается слабая волна с частотой ω_3 , то в среде наводятся колебания на частотах ω_3 и $\omega_4 = 2\omega_n - \omega_3$, где ω_n — частота накачки, т. е. инициируется появление волны ω_4 . Распространяясь в одном с накачкой направлении, волны ω_3 и ω_4 могут эффективно взаимодействовать и усиливаться посредством процесса ЧПР, в котором поглощаются два кванта волны накачки и излучаются кванты ω_3 и ω_4 при обязательном выполнении законов сохранения энергии ($2\omega_n = \omega_3 + \omega_4$) и импульса ($2k_n = k_3 + k_4$) [1—6]. К настоящему времени процесс ЧПР детально исследован в стационарном режиме (см. библиографию в [4]). Развита теория предсказывает, что процесс ЧПР может успешно протекать, если частота одной из волн, скажем ω_4 , близка к частоте атомного перехода ω_a и смещена относительно нее в длинноволновую сторону, а частота ω_3 близка к трехфотонной частоте $2\omega_n - \omega_a$, причем $\omega_3 > 2\omega_n - \omega_a$.

В настоящей работе исследуется развитие процесса ЧПР во времени в условиях, когда длительность накачки τ много меньше времени релаксации Γ^{-1} . Нестационарность процесса ЧПР приводит к зависимости оптимальных (по усилению) углов и частот рассеяния от длины области взаимодействия, интенсивности и длительности накачки.

1. Постановка задачи и основные выражения

Рассмотрим процесс ЧПР, возбуждаемый интенсивным адиабатическим импульсом, распространяющимся вдоль оси z . Пренебрегая истощением накачки, считаем поле ее заданным в виде

$$E_n(z, t) = \varepsilon_n(\tau) \exp[i(k_n z - \omega_n t)] + \text{к. с.}, \quad (1)$$

где $\tau = t - z/c$. Будем рассматривать рассеяние только под малыми к оси z углами. Поля слабых волн ищем в виде

$$E_j(z, t) = \varepsilon_j(z, \tau) \exp[i(k_j^0 z - \omega_j t)] + \text{к. с.}, \quad (2)$$

где $k_j^0 = (\omega_j/c) \cos \theta_j$, $j = 3, 4$. Здесь θ_3 и θ_4 — отсчитываемые от оси z углы рассеяния соответствующих волн, которые с большой точностью можно считать равными друг другу ($\theta_3 = \theta_4 = \theta$).

Будем полагать амплитуды $\varepsilon_{3,4}$ медленными функциями переменных z и τ и пренебрегать движением населенностей квазиэнергетических состояний (КЭС) системы „атом в поле накачки“ [7]. Тогда развитие волн будет описываться системой укороченных уравнений Максвелла-Блоха

$$\frac{\partial \varepsilon_3}{\partial z} = p b^2 Q, \quad \frac{\partial \varepsilon_4}{\partial z} = -p a^2 Q^* e^{i \delta k_0 z}, \quad (3)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma + i\Delta \right) Q = b^{*2} \varepsilon_3 + a^2 \varepsilon_4^* e^{i \delta k_0 z}.$$

Здесь и далее используются следующие обозначения: a и b — амплитуды населенностей основного и возбужденного уровней атома в поле накачки, Q — амплитуда недиагонального элемента матрицы плотности в представлении КЭС [8], $\delta k_0 = 2k_n - k_3^0 - k_4^0$ — волновая расстройка для волн в вакууме, s — величина штарковского сдвига резонансной частоты $\omega_a = \omega_0 + s$ относительно ее невозмущенного значения ω_0 , d — дипольный момент, N — плотность атомов;

$$a = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1+\xi}} \right)^{1/2}, \quad b = \frac{\sqrt{2} \varepsilon_n d}{\hbar \Delta_n (1 + \xi + \sqrt{1+\xi})^{1/2}},$$

$$p = \frac{2\pi \omega_0 N d^2}{\hbar c}, \quad s = \Delta_n (\sqrt{1+\xi} - 1), \quad \Delta_n = \omega_0 - \omega_n, \quad (4)$$

$$\xi = 4 |\varepsilon_n d / \hbar \Delta_n|^2, \quad \Delta = \omega_a - \omega_4 = \omega_3 - (2\omega_n - \omega_a).$$

Общее решение системы уравнений (3) слишком громоздко [9]. Поэтому выпишем вид этого решения только при больших длинах взаимодействия ($p\tau \gg 1$), когда усиление волн $\varepsilon_{3,4}$ может стать существенным (если достаточно велика интенсивность накачки). В этом случае из (3), сохраняя только описывающие экспоненциальное нарастание амплитуд $\varepsilon_{3,4}$ члены, получим

$$\varepsilon_3 = p b^2 \int_{-\infty}^{\tau} b^{*2} \varepsilon_3(0, \tau') I_1(2\sqrt{(g-g')z_0}) \left| \frac{z_0}{g-g'} \right|^{1/2} e^{i\psi} d\tau',$$

$$\varepsilon_4^* = \frac{p a^2 e^{i \delta k_0 z}}{i \delta k_0} \int_{-\infty}^{\tau} b^{*2} \varepsilon_3(0, \tau') I_0(2\sqrt{(g-g')z_0}) e^{i\psi} d\tau', \quad (5)$$

где $\varepsilon_3(0, \tau)$ — амплитуда сигнала на входе в среду ($z=0$), $I_{0,1}$ — функции Бесселя мнимого аргумента, $g=g(\tau)$, $g'=g(\tau')$ и введены обозначения:

$$g(\tau) = p \int_{-\infty}^{\tau} |b|^4 d\tau'', \quad z_0 = z_0(\tau, \tau') = z - \frac{p}{\partial k_0^2} \int_{\tau'}^{\tau} a^4 d\tau'', \quad (6)$$

$$\psi = \psi(\tau, \tau') = \int_{\tau'}^{\tau} \left(i\Gamma + \Delta \frac{\partial k}{\partial k_0} \right) d\tau''.$$

Здесь g — инкремент пространственного усиления процесса самостоятельного трехфотонного комбинационного рассеяния, в котором, как и в любом нестационарном ВКР [10], амплитуда комбинационной волны нарастает как $\exp(2\sqrt{g}z)$, $\partial k = \partial k(\tau)$ — проекция на ось z вектора $\delta \mathbf{k} = 2\mathbf{k}_n - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4$, $k_j = n_j \omega_j/c$, $n_j = n_j(\tau)$ — показатель преломления волны ω_j в присутствии интенсивной накачки [11]:

$$n_3 = 1 + \frac{2\pi N d^2 |b|^4}{\hbar(\omega_3 + \omega_2 - 2\omega_n)}, \quad n_4 = 1 + \frac{2\pi N d^2 a^4}{\hbar(\omega_2 - \omega_4)}. \quad (7)$$

2. Рассеяние под малыми углами

Рассмотрение процесса ЧПР проведем, полагая, что амплитуда затравочного сигнала $\varepsilon_3(0, \tau)$ слабо меняется за время воздействия накачки. Характер изменения интенсивностей слабых волн во времени существенным образом зависит от величины ∂k_0 ($\partial k_0 \approx k_n \theta^2$). При малых углах рассеяния, таких, что $\partial k_0 \ll (p\tau_n/z)^{1/2}$, выражения (5) методом перевала преобразуются к хорошо известному (см., например, [12]) виду

$$|\varepsilon_3| = |\varepsilon_4| = \frac{1}{2} |\varepsilon_3(0, \tau)| e^{Gz}, \quad (8)$$

где

$$G = \left(\beta^2 - \frac{1}{4} \partial k^2 \right)^{1/2}, \quad \beta = \frac{p|a|b|^2}{\Delta}. \quad (9)$$

Как видим, рассеяние под малыми углами носит квазистационарный характер, т. е. инкремент усиления G определяется мгновенным значением интенсивности накачки, и слабые волны движутся вместе с накачкой без отставания. Дифференцируя во времени правую часть выражения (8), нетрудно убедиться, что амплитуды $\varepsilon_{3,4}$ имеют острый максимум в узкой окрестности момента времени $\tau = \tau_0$, когда выполняется условие фазового синхронизма $\partial k(\tau_0) = 0$ (рис. 1). Инкремент усиления в максимуме имеет вид $G = \beta(\tau_0)$.

Определим длительности τ_3 и τ_4 трехфотонного и резонансного импульсов как полуширину этого максимума на его полувисоте. Рассмотрим сначала случай слабой накачки, такой, что максимальное значение $s_{\max}$ штарковского сдвига меньше величины начальной рас-

стройки $\Delta_0 = \Delta(\pm\infty) = \omega_0 - \omega_4 = \omega_3 + \omega_0 - 2\omega_H$. В этом случае из (8) и (9) получаем

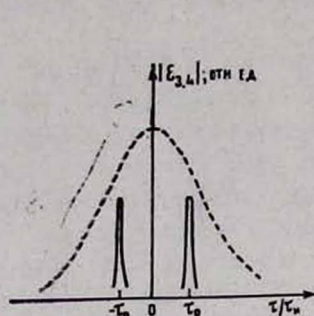


Рис. 1.

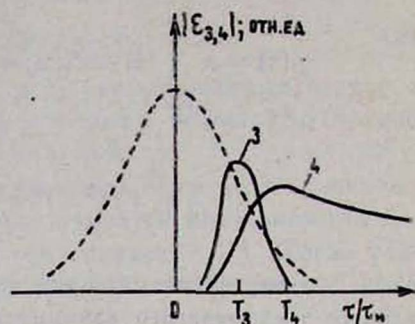


Рис. 2.

Рис. 1. При рассеянии под малым углом ($\theta \ll \theta_0$) выходной сигнал ε_3 состоит из двух импульсов (сплошные кривые), центрированных вокруг точек $\tau = \pm\tau_0$. Это — точки равной интенсивности на переднем и заднем фронтах импульса накачки, в которых $\delta k = 0$. Форма сигнала ε_4 в точности повторяет ε_3 . Здесь рассмотрен конкретный пример $\theta = 10^{-2}\theta_0$ при следующих значениях параметров взаимодействия: слабая накачка $\xi = 0,1$ с огибающей гауссовской формы (пунктир), $\tau_H = 80$ пс, $\Delta_H = 40$ см $^{-1}$, толщина оптического слоя $Nz = 10^{16}$ см $^{-2}$.

(Рис. 2. Характерный вид изменения амплитуд ε_j (кривые $j=3, 4$) при рассеянии на „большой“ угол ($\theta \gtrsim \theta_0$). Здесь $\theta = 2\theta_0$ и взяты те же параметры взаимодействия, что и на рис. 1.

$$\tau_3 = \tau_4 = \left| \left(1 + \left| \frac{\Delta_H}{\Delta_0} \right| \right) \frac{d \sqrt{\beta z}}{d\tau} \right|_{\tau=\tau_0}^{-1} \sim \frac{\tau_H}{\left(1 + \left| \frac{\Delta_H}{\Delta_0} \right| \right) \sqrt{\beta(\tau_0) z}} \quad (10)$$

Как видим, при больших усилениях, когда $\beta(\tau_0) z \gg 1$, имеет место значительное укорочение усиливаемых волн по сравнению с длительностью накачки. Укорочение особенно сильно в случае $|\Delta_H| \gg \Delta_0$.

В насыщающих полях накачки, таких, что $|s_{\max}| > |\Delta_0|$, величина $\Delta = \Delta_0 + s(\tau)$, следуя за изменениями интенсивности накачки, может обратиться в нуль. Наиболее интересным здесь представляется случай, когда величина текущей расстройки Δ в точке фазового синхронизма становится значительно меньше величины начальной расстройки Δ_0 , т. е. $\Delta(\tau_0) \ll |\Delta_0|$. В этом случае $\tau_{3,4}$ определяются выражением

$$\tau_3 = \tau_4 \sim \tau_H \frac{\Delta(\tau_0)}{|\Delta_0| \sqrt{\beta(\tau_0) z}} \quad (11)$$

Условие $\delta k(\tau_0) = 0$, определяющее в неявном виде точку фазового синхронизма τ_0 , можно переписать в виде

$$\delta k_0 = \frac{p(a^4 + |b|^4)}{\Delta} \Big|_{\tau=\tau_0} \quad (12)$$

Отсюда следуют выражения для частот волн, которые могут усиливаться в задаваемом величиной δk_0 направлении:

$$\omega_4 = \omega_0 + s(\tau_0) - \frac{p[a(\tau_0)^4 + b(\tau_0)^4]}{\delta k_0}, \quad \omega_3 = 2\omega_H - \omega_4. \quad (13)$$

Из (12), с учетом соотношения $\delta k_0 \ll (p \tau_n / z)^{1/2}$, вытекает неравенство

$$\Delta(\tau_0) \gg \frac{p}{\delta k_0} \gg \left(\frac{p z}{\tau_n} \right)^{1/2}, \quad (14)$$

означающее, что под малыми углами усиливаются только волны, отстройка $\Delta(\tau_0)$ которых в точках фазового синхронизма значительно больше ширины линии поглощения.

3. Рассеяние под „большими“ углами

Как следует из (5), усиление растет с ростом величины δk_0 . Наиболее высокий уровень усиления достигается в случае $\delta k_0 \gg (p \tau_n / z)^{1/2}$. Соответствующие углы мы будем называть «большими», подразумевая, однако, $\theta < 1$. Анализ выражений (5) показывает, что усиление может иметь место только в том случае, если в некоторый момент времени τ_0 на переднем фронте импульса накачки будет выполняться условие фазового согласования $\delta k(\tau_0) = 0$. Точку τ_0 можно считать моментом включения механизма ЧПР: при $\tau < \tau_0$ нет усиления слабых волн; нарастание их амплитуд происходит при $\tau > \tau_0$.

В случае $\tau > \tau_0$ выражения (5) методом стационарной фазы преобразуются к виду

$$\begin{aligned} \varepsilon_3(z, \tau) &= p \varepsilon_3(0, \tau_0) b^*(\tau_0)^2 b(\tau)^2 \left| \frac{2 \pi z_0}{(g - g_0) \dot{s}(\tau_0)} \right|^{1/2} I_1(2 \sqrt{(g - g_0) z_0}) e^{i\psi}, \\ \varepsilon_4^*(z, \tau) &= \frac{p \varepsilon_3(0, \tau_0) b^*(\tau_0)^2}{i \delta k_0 |\dot{s}(\tau_0)|^{1/2}} a(\tau)^2 I_0(2 \sqrt{(g - g_0) z_0}) e^{i(\psi + \delta k_0 z)}, \end{aligned} \quad (15)$$

где $g_0 = g(\tau_0)$, величины $z_0 = z_0(\tau, \tau_0)$ и $\psi = \psi(\tau, \tau_0)$ определяются выражениями (6). Как следует из (15), максимальные значения амплитуд $\varepsilon_{3,4}$ достигаются на заднем фронте импульса накачки, где аргумент бесселевых функций становится наибольшим. Одновременно из вида выражений (15) следует, что чем дальше от центра импульса накачки удалена точка τ_0 (т. е. чем раньше включается механизм ЧПР), тем меньше величина g_0 и тем большее усиление приобретают слабые волны.

Параметры резонансного и трехфотонного импульсов определим в пределе больших усилений, полагая $g(\infty)z \gg 1$. Для определенности зададим форму огибающей накачки в виде $\varepsilon_n = \varepsilon_n^0 \exp(-|\tau/\tau_n|^m)$. В этом случае величина задержки T_3 пика трехфотонного импульса от пика импульса накачки и длительность τ_3 трехфотонного импульса определяются из (15):

$$\tau_3 = \frac{\tau_n}{2m} \left(\frac{\tau_n}{T_3} \right)^{m-1}, \quad T_3 = \tau_n \left| \frac{1}{8} \ln \{ 4z [g(\infty) - g(\tau_0)] \} \right|^{1/m}. \quad (16)$$

Анализ второго из выражений (15) показывает, что амплитуда резонансного импульса достигает максимума в некоторый момент времени $\tau = T_4$ и при временах $\tau > T_4$ спадает квазиэкспоненциально за время $\sim \tau_4$, которое можно определить как длительность резонансного излучения:

$$\tau_4^{-1} = \Gamma + \frac{p}{2\delta k_0^2} \left| \frac{g(\infty) - g(\tau_0)}{z} \right|^{1/2}, \quad T_4 = \tau_n \left(\ln \frac{z \delta k_0^2}{4 p \tau_n} \right)^{1/m}. \quad (17)$$

Как следует из (16), (17), резонансная волна отстает от накачки сильнее, чем трехфотонная ($T_4 > T_3$), а ее длительность превосходит длительности возбуждающего и трехфотонного импульсов ($\tau_4 > \tau_n, \tau_3$).

Оптимизация максимальных амплитуд $\varepsilon_3(z, T_3)$ и $\varepsilon_4(z, T_4)$ по величине τ_0 (т. е. фактически по частоте затравочного сигнала) показывает, что наибольшее усиление достигается в случае $\tau_0 \approx -2T_3$, что соответствует оптимальной частоте затравки

$$\omega_3^0 = 2\omega_n - \omega_0 - s_0 + \frac{p}{\delta k_0}, \quad s_0 = \frac{\Delta_n}{2m} \left| \frac{g(\infty)}{z p^2 \tau_n^2} \right|^{1/4} < \frac{s_{\max}}{4m |g(\infty) z|^{1/4}}. \quad (18)$$

Процесс рассеяния в рассматриваемом здесь пределе «больших» углов носит каскадный характер. На первом его этапе излучается трехфотонный импульс; одновременно происходит когерентное возбуждение среды [7]. На втором этапе энергия возбуждения высвечивается в виде продолжительного резонансного импульса (см. рис. 2). Частоты усиленных волн (на выходе из среды) могут сильно отличаться от их значений на входе. Так, если варьировать частоту затравочного трехфотонного сигнала в пределах от $2\omega_n - \omega_0 + p/\delta k_0$ до $2\omega_n - \omega_0 - s_{\max} + p/\delta k_0$ (только в этих пределах может выполняться условие $\delta k = 0$), то частота выходного сигнала будет оставаться детерминированной: $\omega_3 = 2\omega_n - \omega_0 - s(T_3) + p/\delta k_0$, где величина штарковского сдвига $s(T_3)$ практически не зависит от частоты входного сигнала. Основная часть энергии резонансной волны высвечивается уже в отсутствие накачки, поэтому ее частота вне зависимости от значений частот затравочных сигналов не содержит штарковских сдвигов и определяется выражением $\omega_4 = \omega_0 - p/\delta k_0$.

В эксперименте проще и надежнее всего измеряется энергия импульса. Выпишем выражения для энергий трехфотонного (J_3) и резонансного (J_4) импульсов, усиленных из затравки с оптимальной для заданного угла частотой ω_3^0 из (18) как функции угла θ . Полагая для простоты, что задний фронт накачки спадает экспоненциально, и используя (15), получим

$$J_3 = \frac{|\varepsilon_3(0, \tau_0)|^2}{2 p z \tau_n |\Delta_n|} \exp [4 \sqrt{g(\infty) z} - (\theta_0/\theta)^4], \quad (19)$$

$$J_4 = J_3 [1 + 2 \Gamma T_3 (\theta/\theta_0)^4]^{-1}, \quad \theta_0 = \left[\frac{p T_3 \sqrt{g(\infty) z}}{k_n^2 z} \right]^{1/4}.$$

Как видно из (19), в широкой области углов, таких, что $\theta < \theta_0 (2\Gamma T_3)^{-1/4}$, энергии J_3 и J_4 равны друг другу. Энергия трехфотонного импульса непрерывно растет с ростом θ . При $\theta > \theta_0$ этот рост насыщается и величина J_3 достигает своего верхнего предела, соответствующего процессу самостоятельного трехфотонного ВКР. Энергия резонансного импульса принимает максимальное значение при $\theta = \theta_0 (2\Gamma T_3)^{-1/8}$.

При $\theta > \theta_0 (2\Gamma T_3)^{-1/3}$ величина J_1 падает как θ^{-4} , поскольку частота ω_1 достаточно близко подходит к резонансу и поглощение начинает превалировать над усилением.

В последнем нетрудно убедиться, выписав величины $J_{3,4}$ как функции несущих частот рассеиваемых под оптимальным углом волн:

$$J_3 = \frac{|\varepsilon_3(0, \tau_0)|^2}{2 p z \tau_0 |\Delta_0|} \exp [4 \sqrt{g(\infty) z} - (\Delta_0/\gamma)^2], \quad (20)$$

$$J_4 = J_3 \frac{\Delta_0^2}{\Delta_0^2 + 4\Gamma T_3 \gamma^2},$$

где

$$\Delta_0 = \omega_0 - \omega_1 = \omega_3 - (2\omega_n - \omega_0 - s_0), \quad \gamma = \left(\frac{p z}{4\Gamma_3 \sqrt{g(\infty) z}} \right)^{1/2}. \quad (21)$$

Максимум распределения J_1 приходится на частоту $\omega_1 = \omega_0 - \gamma (4\Gamma T_3)^{1/4}$, находящуюся в пределах ширины линии поглощения. При более близком подходе к резонансу, что соответствует рассеянию на углы $\theta > \theta_0 (2\Gamma T_3)^{-1/3}$, величина J_4 спадает как Δ_0^2 .

Автор благодарит М. Л. Тер-Микаеляна за плодотворные дискуссии и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bloembergen N., Shen Y. R. Phys. Rev., 137, 133 (1964).
2. Арутюнян В. М., Канесян Е. Г., Чалтыкян В. О. ЖЭТФ, 59, 195 (1970).
3. Mollow B. R. Phys. Rev., A7, 1319 (1973).
4. Skinner S. H. Optics Commun., 41, 255 (1982).
5. Плеханов А. И. и др. ЖЭТФ, 83, 426 (1985).
6. Крыжановский Б. В., Меликян А. О. Оптика и спектр., 59, 161 (1985).
7. Тер-Микаелян М. Л., Меликян А. О. ЖЭТФ, 58, 281 (1970).
8. Kryzhanovskiy B. V., Melikyan A. O. Optics Commun., 29, 164 (1979).
9. Крыжановский Б. В., Григорян Г. Г. Препринт ИФИ—86—120, Ереван, 1986.
10. Ахманов С. А. и др. ЖЭТФ, 59, 485 (1970).
11. Тер-Микаелян М. Л. Препринт ИФИ—74—11, Ереван, 1974.
12. Boyd R. W., Raymer M. G., Harter D. J. Phys. Rev., A 24, 411 (1981).

ՔԱՌԱՖՈՏՈՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻԿ ՈՒԺԵՂԱՑՈՒՄԸ ԱԴԻԱԲԱՏԻԿ ԳԵՐԿԱՐՃ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐՈՎ ՄՂՄԱՆ ԴԵՊՖՈՒՄ

Բ. Վ. ԿՐԻՃԱՆՈՎՍԿԻ

Դիտարկված է թույլ ալիքների քառաֆոտոն պարամետրիկ ուժեղացման պրոցեսը ինտենսիվ դերվարձ իմպուլսներով մղման առկայությամբ երկմակարդակ միջավայրում: Հետազոտված է պրոցեսի զարգացումը ժամանակի ընթացքում կախված ալիքային ապալարբի ձևի մեծությունից: Ստացված են պարզազույն արտահայտություններ ուժեղացված իմպուլսների կենդանի համար արդեն ֆունկցիա ընկնող ազդանշանի հաճախությունից և ցրման անկյան մեծությունից:

FOUR-WAVE PARAMETRIC GAIN UNDER PUMPING BY ULTRASHORT ADIABATIC PULSE

B. V. KRYZHANOVSKY

The process of four-wave mixing in two-level media under intense pumping by an ultrashort pulse is discussed. The evolution of the process of four-wave mixing in time and its dependence on the magnitude of phase mismatch δk_0 is investigated. Simple expressions for the energies of gained pulses as functions of input signal frequency and of the value of scattering angle are obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 88—92 (1988)

УДК 621.378.325

КОНКУРЕНЦИЯ МОД В ТОНКОПЛЕНОЧНОМ УСИЛИТЕЛЕ-ГЕНЕРАТОРЕ

Г. В. АРУТЮНЯН, Г. П. ДЖОТЯН, Г. Р. САРКИСЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 2 апреля 1987 г.)

Исследовано взаимодействие двух электромагнитных волн с неоднородным по коэффициенту усиления квазиволноводным слоем. Проанализированы конкуренция этих волн и эффект захвата пространственной моды генерации тонкопленочного квазиволноводного лазера.

Инжекция внешнего излучения в резонатор лазера находит широкое применение на практике для стабилизации частоты, повышения выходной мощности и спектральной яркости излучения различного типа генераторов [1—4]. В работе [5] было исследовано усиление плоской электромагнитной волны в тонкопленочном лазерно-активном квазиволноводном слое (КС), в том числе и в случае, когда превышен порог генерации системы. Было показано, что в этом режиме усиления имеют место бистабильность и гистерезисный характер зависимости интенсивности волны, прошедшей через квазиволноводный слой, от интенсивности волны, падающей на КС. Был выявлен эффект захвата (вынужденной синхронизации) волнового вектора излучения генерации усиливаемым (инжектируемым) сигналом.

Для анализа механизма эффекта захвата необходимо рассмотреть взаимодействие с лазерно-активным КС и конкуренцию по крайней мере двух электромагнитных волн. Исследованию этого вопроса и посвящена настоящая работа.

Рассмотрим взаимодействие двух плоских электромагнитных волн с частотами ω_1 и ω_2 , падающих на лазерно-активный КС под углами θ_1 и θ_2 (рис. 1). Усиливающая среда предполагается однородно уширенной с центральной частотой активного перехода ω_0 . Считая частоты