

О САМОПЕРЕКЛЮЧЕНИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ОДНОЙ ЧАСТОТЫ НА ДРУГУЮ

А.А. Майер

Показана возможность переключения мощности излучения с одной частоты на другую на выходе квадратично-нелинейной среды, обладающей кубической нелинейностью, путем изменения входной мощности. На основе этого предложен способ укорочения длительности лазерных импульсов вплоть до 10^{-14} с и показана возможность его реализации для конкретного случая синхронного удвоения частоты в кристалле KDP.

В интегральной и нелинейной оптике важную роль играют однонаправленные распределенно-связанные волны. Таковы волны в туннельно-связанных оптических волноводах (ТСОВ), волны ТЕ и ТМ поляризации в одиночном волноводе, волны при брэгговской дифракции, волны на различных частотах в квадратично-нелинейной среде и т.д. /1-3/. Если показатель преломления для этих волн зависит от их интенсивности, то в определенных условиях возникает эффект самопереключения излучения /4-10/, заключающийся в резком изменении соотношения интенсивностей между волнами на выходе системы при малом изменении входной интенсивности одной из волн.

При постоянном коэффициенте связи K такие процессы описываются уравнениями

$$\begin{aligned} 2i\beta(c/\omega)dA_1/dz + KA_2 \exp(iaz\omega/c) &= -(\theta_{12}|A_2|^2 + \theta_1|A_1|^2)A_1, \\ 2i\beta(c/\omega)dA_2/dz + KA_1 \exp(-iaz\omega/c) &= -(\theta_{21}|A_1|^2 + \theta_2|A_2|^2)A_2, \end{aligned} \quad (1)$$

которые имеют интегралы $E = |A_1|^2 + |A_2|^2$, $\Gamma = K\text{Re}(A_2 A_1^*) + [\frac{E}{2}(\theta_{12} - \theta_{21}) - a\beta]|A_1|^2 + \frac{(\theta_1 - \theta_{12})}{4}|A_1|^4 + \frac{(\theta_2 - \theta_{21})}{4}|A_2|^4$

и решение

$$|A_j(z=l)|^2 \equiv I_{jl} = I_{OM} [J_a + J_d p/q + (J_d p/q - J_a) \text{cn}(s, r)] / [1 + p/q + (p/q - 1) \text{cn}(s, r)], \quad (2)$$

где $j = 1, 2$; $I_{OM} = 8K/|\tilde{\theta}_1 + \tilde{\theta}_2|$ - критическая интенсивность; $\tilde{\theta}_1 = \theta_1 - \theta_{12}$; $\tilde{\theta}_2 = \theta_2 - \theta_{21}$; $s = 2\sqrt{pq}L$; $L = 2\pi Kl/\lambda\beta$; $r^2 = [(J_a - J_d)^2 - (p - q)^2]/4pq$; $p^2 = (J_a - J_b)(J_a - J_c)$; $q^2 = J_b J_c - (J_b + J_c)J_d + J_d^2$; J_a, J_b, J_c, J_d - корни уравнения:

$$-(J - R_2)(R_1 - \delta/2 - J)^2 - (J - R_2)(R_1 - \delta/2 - J)\sqrt{R_1 R_2} \cos \psi_0 + R_1(J - R_2 \cos^2 \psi_0)/4 - (J - R_2)J/4 = 0,$$

$R_j \equiv |A_j(z=0)|^2/I_{OM}$; $\delta = \text{sign}(\theta_c)\tilde{a}\beta/K + 2(\theta_p/\theta_c)(R_1 + R_2)$; $\tilde{a} = a + E(\theta_{12} - \theta_{21})/2\beta$; $\theta_c = (\tilde{\theta}_1 + \tilde{\theta}_2)/2$; $\theta_p = (\tilde{\theta}_2 - \tilde{\theta}_1)/2$; ψ_0 - разность фаз при $z = 0$; отметим, что $J_d = R_2$ при $\psi_0 = 0, \pi$.

Среди однонаправленных распределенно-связанных волн особое место занимают волны на различных частотах в квадратично-нелинейной среде. В таких системах коэффициент связи волн зависит от их амплитуд и, следовательно, эффективный показатель преломления каждой из волн зависит от их интенсивности (даже в отсутствие кубической нелинейности), а решение (2) теряет силу. Поэтому вопрос о самопереключении излучения с одной частоты на другую в квадратично-нелинейной среде, обладающей кубической нелинейностью, требует специального исследования. Ранее этот вопрос не исследовался. Известна лишь зависимость /11/ выходной интенсивности от продольной координаты. При этом кубическая восприимчивость рассматривалась лишь как препятствие, ограничивающее эффективность преобразования частоты.

В настоящей работе вопрос о самопереключении излучения с одной частоты на другую исследован путем численного решения системы уравнений /11/:

$$\begin{aligned} idA_1/dz &= \chi A_2 A_1^* e^{-i\Delta z} + \theta_{11}|A_1|^2 A_1 + \theta_{12}|A_2|^2 A_1, \\ idA_2/dz &= \chi A_1^2 e^{i\Delta z} + \theta_{21}|A_1|^2 A_2 + \theta_{22}|A_2|^2 A_2, \end{aligned} \quad (3)$$

описывающих двухчастотное ($\omega_j = j\omega$, $j = 1, 2$) взаимодействие волн в квадратично-нелинейной среде с учетом кубичной нелинейности. Используются значения параметров (в единицах СГСЭ), приведенные в /11/ для конкретного случая синхронного взаимодействия ($\Delta = 0$) в кристалле KDP ($\lambda = 1,06$ мкм, $\theta_c = 41,5^\circ$)

$$\chi = -1,875 \cdot 10^{-4}, \theta_{11} = 1,987 \cdot 10^{-9}, \theta_{22} = 2,524 \cdot 10^{-9}, \theta_{12} = 1,262 \cdot 10^{-9}, \theta_{21} = 1,25 \cdot 10^{-9}. \quad (4)$$

Результаты расчетов представлены на рис. 1 для случая, когда входная интенсивность второй гармоники равна нулю. Из рисунка видно, что самопереключение излучения с одной частоты на другую возникает уже вблизи нулевой интенсивности основной волны. Это, по-видимому, объясняется тем, что коэффициент связи между волнами на частотах ω и 2ω при малой величине произведения интенсивностей волн близок к нулю, а следовательно, и критическая интенсивность $I_{OM}/5$ (пропорциональная коэффициенту связи), вблизи которой происходит самопереключение, также весьма мала. Отметим, что период перекачки (по оси z) $l_{II} \sim \lambda |\chi A_{10}|^{-1}$.

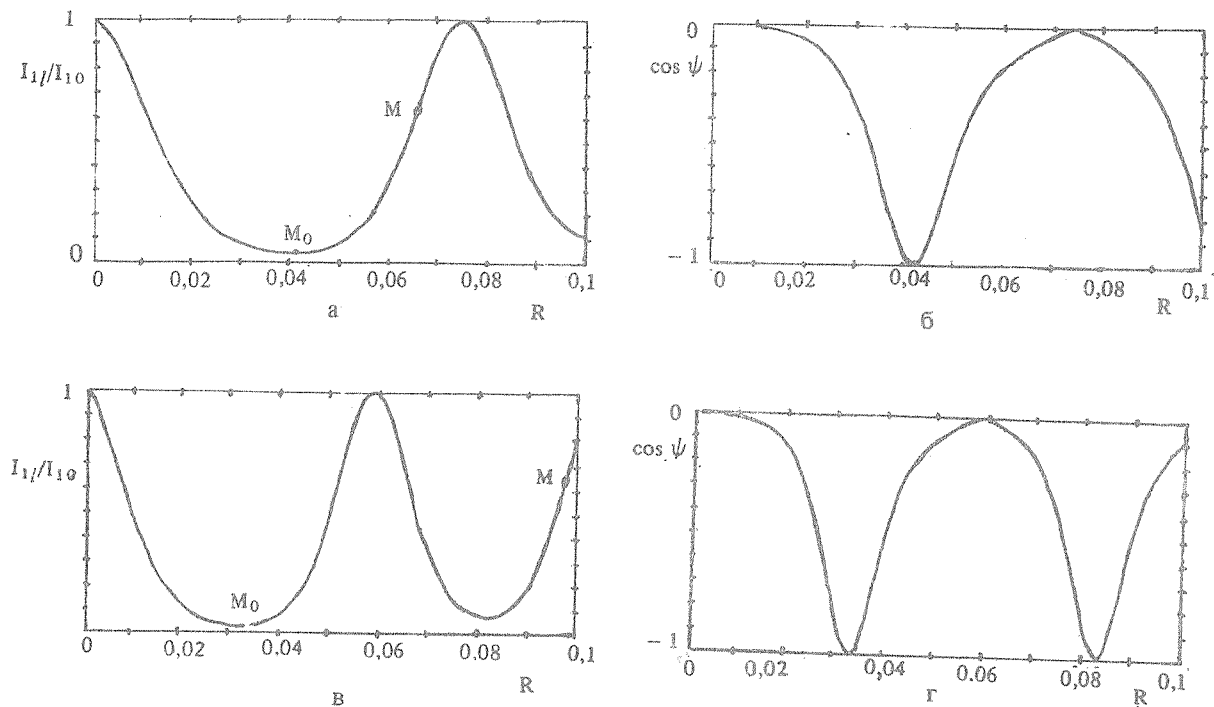


Рис. 1. Зависимости коэффициента передачи интенсивности (мощности) основного излучения $T_1 = I_1/I_{10}$ (а,в) и косинуса разности фаз $\psi = \varphi_2 - 2\varphi_1$ (б,г) от $R = \sqrt{I_{10}}\theta/|\chi|2\sqrt{2}$ — нормированной величины поля на входе; $\theta = (2\theta_{11} - \theta_{12} + \theta_{22} - \theta_{21}/2)/2 \approx 2,3 \cdot 10^{-9}$ СГСЭ; $l = 1,5$ см (а,б); $l = 2$ см (в,г).

С ростом l/l_{II} крутизна самопереключения, как обычно /5/, увеличивается. При увеличении входной интенсивности происходят новые самопереключения, которые соответствуют большим критическим интенсивностям. Так как по мере увеличения интенсивностей возрастает коэффициент связи волн, уменьшается l_{II} и увеличивается l/l_{II} , то эти самопереключения имеют большую крутизну.

Для рассмотренного случая (4) входная интенсивность основного излучения на частоте ω , соответствующая точке M_0 , составляет $\text{сп } I_{10}/8\pi \approx 1,67 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2$ (рис. 1а, б) и $0,94 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2$ (рис. 1в, г), где $I_{10} \equiv |A_1(z=0)|^2$

В точке M (рис. 1) производная $\partial T_1/\partial R$ максимальна для рассмотренных значений R ($0 \leq R \leq 0,1$), а $\partial I_{11}/\partial I_{10} = T_1 + (R/2)\partial T_1/\partial R$. Для $l = 1,5 \text{ см}$ (рис. 1а) в точке M ($R = 0,066, T_1 = 0,63$) имеем $\partial T_1/\partial R = 61,2, \partial I_{11}/\partial I_{10} \approx 2,63$, входная интенсивность $4 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2$. Соответственно для $l = 2 \text{ см}$ (рис. 1в, г) в точке M ($R = 0,098, T_1 = 0,65$) имеем $\partial T_1/\partial R \approx 82, \partial I_{11}/\partial I_{10} \approx 4,6$, входная интенсивность $9 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2$. Крутизна самопереключения в рассмотренном случае оказывается значительно больше единицы, но существенно меньше, чем в случае ТСОВ /4-10/.

Самопереключение излучения с одной частоты на другую может найти применение для укорочения длительности сверхкоротких лазерных импульсов. С помощью призмы или дифракционной решетки излучения на частотах ω и 2ω легко разделить на выходе пространственно или по углу и, таким образом, преобразовать самопереключение по частоте в самопереключение излучения между двумя различными направлениями или между двумя точками. Укорочение длительности импульсов основано на том, что в условиях самопереключения части импульса с различными входными интенсивностями соответствуют на выходе различным частотам и поэтому оказываются разделенными. Минимальная длительность импульса на выходе системы определяется временем релаксации оптической нелинейности и составляет $\sim 10^{-14} \text{ с}$.

Отметим, что зависимость выходной интенсивности от входной (рис. 1), рассчитанная путем численного решения уравнений (3), существенно отличается от зависимости (2), согласно которой эффект самопереключения возникает только при достаточно большой интенсивности $I_{10} \approx I_{\text{ом}}$.

Итак, в работе рассчитаны зависимости выходной интенсивности и косинуса разности фаз волн от входной интенсивности, а также коэффициент усиления изменения входной мощности при синхронном удвоении частоты в квадратично-нелинейной среде с учетом кубичной нелинейности. Показана возможность самопереключения мощности оптического излучения с одной частоты на другую. Предложен способ укорочения сверхкоротких импульсов, на конкретном примере показана возможность его реализации. Указано на существенное отличие рассмотренного эффекта от самопереключения излучения в случае двух распределенно-связанных волн, распространяющихся в кубично-нелинейной среде, при постоянном коэффициенте линейной связи.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 9 января 1987 г.
После переработки 4 марта 1987 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Введение в интегральную оптику, под ред. М. Барноски, М., Мир, 1977.
2. А х м а н о в С.А., Х о х л о в Р.В. Проблемы нелинейной оптики. М., Наука, 1964.
3. Б л о м б е р г е н Н. Нелинейная оптика. М., Мир, 1966.
4. М а й е р А.А. Квантовая электроника, 9, 2296 (1982).
5. М а й е р А.А. Квантовая электроника, 11, 157 (1984).
6. М а й е р А.А. Изв. АН СССР, сер. физ., 48, 1441 (1984).
7. М а й е р А.А., С и г а р с к и й К.Ю. Препринт ИОФАН № 311, М., 1985.
8. М а й е р А.А. Препринт ИОФАН № 334, М., 1985.
9. Г у с о в с к и й Д.Д. и др. Препринт ИОФАН № 188, М., 1986.
10. М а й е р А.А. и др. Препринт ИОФАН № 345, М., 1986.
11. Р а з у м и х и н а Т.Б. и др. Квантовая электроника, 11, 2026 (1984).