

## ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ МОЩНОЙ СИГНАЛЬНОЙ ВОЛНЫ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОМ СМЕШЕНИИ СО СЛАБЫМИ ОПОРНЫМИ ВОЛНАМИ

М. Абдурахманов, О. П. Заскалько, И. Г. Кузнецов

*Исследуется вырожденное четырехволновое смешение в среде с локальным инерционным откликом, обусловленным поглощением света. Достигнута эффективность преобразования энергии в обращенную волну  $\sim 20\%$  при начальной интенсивности опорных волн  $\sim 10^{-3}$  от интенсивности сигнальной.*

В большинстве работ, посвященных обращению волнового фронта (ОВФ) в процессах четырехволнового смешения (ЧВС), исследование ограничено обращением слабой сигнальной волны в поле мощных опорных волн заданной интенсивности [1, 2]. В такой постановке практическое применение ЧВС для ОВФ мощного лазерного пучка затруднительно, поскольку требует еще более мощных плоских опорных волн. Этого недостатка лишены схемы ЧВС с самопересечением сигнального пучка, где ОВФ происходит в режиме параметрической генерации [3]. Однако такие схемы предполагают многопроходность, а следовательно, большие времена установления, и поэтому непригодны для ОВФ коротких световых импульсов. В данной работе исследована возможность эффективного преобразования энергии из мощной сигнальной волны в обращенную в схеме ЧВС со слабыми опорными волнами для сред с инерционным откликом.

Эксперименты выполнены по следующей схеме (рис. 1): сходящийся интенсивный пучок 1, образованный при прохождении излучения одномодового неодимового лазера ( $t_u = 50$  нс) через линзу с фокусным расстоянием 1,5 м, попадал в кювету толщиной  $l = 1$  см с пропусканием  $T = 0,5$ , заполненную раствором хлористой меди в этиловом спирте. В кювете с пучком 1, диаметр которого составлял 2 мм, пересекался под углом  $\theta = 5^\circ$  слабый пучок 2 с расходимостью менее 0,5 мрад, распространявшийся попутно (а) или навстречу (б) пучку 1. Интенсивность пучка 2 на входе в кювету составляла  $\sim 10^{-3}$  от интенсивности пучка 1. Прошедший через кювету пучок 2 отражался точно назад плоским зеркалом (пучок 3). В двух сериях опытов между кюветой и плоским зеркалом помещался ромб Френеля, вследствие чего пучки 2 и 3 были ортогонально поляризованы. В результате взаимодействия указанных трех пучков в кювете возникал новый пучок 4, распространявшийся навстречу пучку 1. Пучки 1–4 одновременно регистрировались фотоэлементами Ф1–Ф4 типа ФК-19, подключенными к двухлучевому осциллографу С8-14. Основными параметрами, определяемыми по результатам опытов, являлись эффективность  $\eta_1$  перекачки энергии пучка 1 в пучки 2–4, под которыми понимаем отношение пиковых мощностей пучков к мощности  $W$  пучка 1 на входе в среду.

Рассмотрим встречное распространение пучков 1 и 2. На рис. 2а приведены зависимости эффективности перекачки энергии в пучки 3 и 4 от мощности пучка 1. Там же для сравнения приведены значения эффективности двухпучковой самодифракции, когда зеркало М (рис. 1б) перекрывалось непрозрачным экраном. В последнем случае уже при  $W = 1,5$  МВт в пучок 2 преобразовывалось до 40% энергии падающего на кювету излучения. При этом он имел гладкое распределение интенсивности и практически дифракционную расходимость. Когда экран в схеме отсутствовал, а пучки 2 и 3 были ортогонально поляризованы, пучок 4 имел поляризацию пучка 3 и возбуждался начиная с  $W = 0,8$  МВт. Темп нарастания его мощности с ростом  $W$  был ниже, чем у пучка 3 и насыщение  $\eta_4$  происходило при  $W \approx 2$  МВт на уровне 8% (рис. 2а). В то же время в опорный пучок 3 преобразовывалось около 20% энергии падающего излучения. Во временном ходе пучка 4 наблюдалось характерное запаздывание максимума интенсивности, обусловленное инерционностью записываемой в среде решетки. Когда ромб Френеля отсутствовал, пучки 1–4 имели одинаковую поляризацию и в среде, наряду с общей отражательной решеткой, записываемой парами пучков 1–2 и 3–4, записывалась общая просветная решетка парами 1–3 и 2–4, а также две отражательные решетки, ответственные за двухпучковое взаимодействие 1–4 и 2–3. В этом случае темп нарастания интенсивности пучков 3 и 4

с ростом  $W$  был заметно выше (рис. 2а), а максимальное преобразование энергии в пучок 3 ( $\eta_3 = 0,3$ ) наблюдалось при  $W = 0,8$  МВт. Дальнейшее увеличение мощности сигнала приводило к уменьшению  $\eta_3$ , однако эффективность возбуждения обращенного пучка 4 при этом продолжала возрастать и составляла 18% при  $W = 4$  МВт.

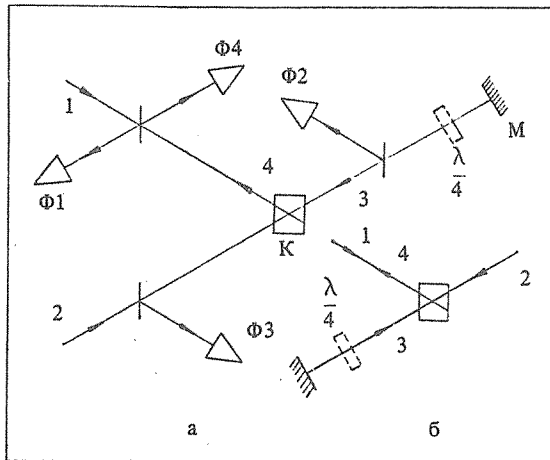


Рис. 1. Схема эксперимента: К – кювета с раствором, М – плоское зеркало,  $\lambda/4$  – ромб Френеля, Ф1–Ф4 – фотозащиты.

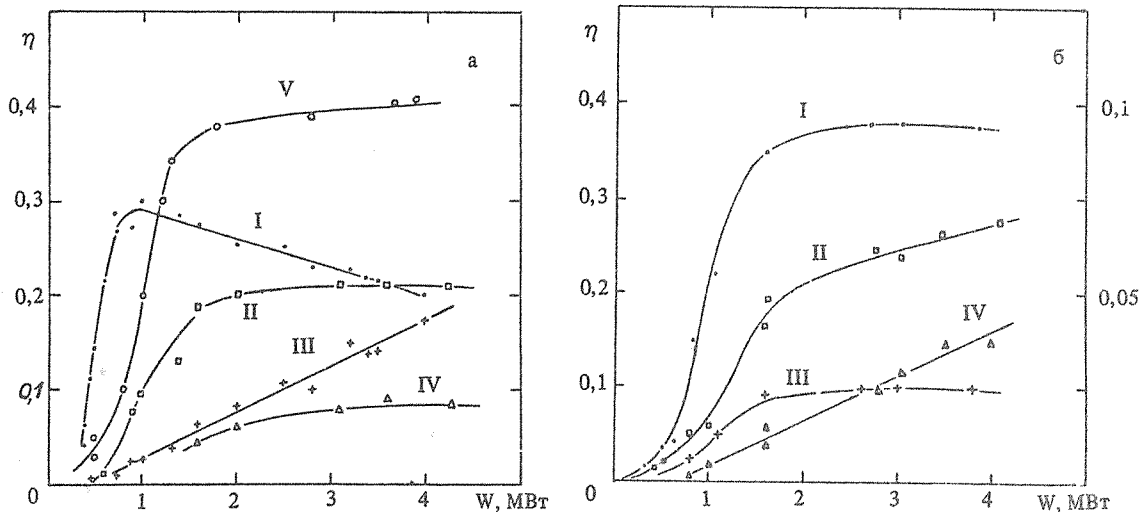


Рис. 2. Зависимость эффективности преобразования энергии  $\eta$  в опорный пучок 3 (I, II) и обращенный пучок 4 (III, IV) в случае встречного (а) и попутного (б) распространения пучков 1 и 2; кривые II, IV отвечают ортогональным, а I, III – совпадающим поляризациям опорных пучков 2 и 3, кривая V – эффективность двухпучковой самодифракции  $\eta_2$ .

В случае попутного распространения пучков 1 и 2 параметры двухпучковой самодифракции аналогичны параметрам, полученным при встречном их распространении, с тем лишь отличием, что насыщение возникало при  $\eta_2 \approx 0,15 - 0,2$ , т.е. с учетом пропускания кюветы энергия пучка 2 составляла 30–40% энергии прошедшего излучения. Для ортогональных поляризаций пучков 2 и 3 максимальная эффективность преобразования энергии в пучки 3 и 4 достигалась при  $W = 4$  МВт и составляла соответственно 7 и 4% (рис. 2б, шкала справа). Сравнение полученных в этом опыте значений  $\eta$  показало, что в пределах погрешности эксперимента выполняется соотношение  $T\eta_2 = \eta_3 + \eta_4$ . Оно является отражением закона сохранения энергии и попарного характера взаимодействия попутных пучков 1–2 и 3–4 на общей просветной решетке показателя преломления. В случае одинаковых поляризаций всех пучков наблюдались существенно большие значения  $\eta_3$  и  $\eta_4$ , однако относительная доля преобразованной энергии, приходящаяся на обращенный пучок 4, была в 4 раза меньше, чем для встречного распространения пучков 1 и 2.

Анализ нестационарного ЧВС, имевшего место в условиях данного опыта, проведем вначале для случая записи в среде только просветной решетки показателя преломления. Система уравнений, описывающая взаимодействие четырех волн: интенсивной сигнальной  $E_1$  и первоначально слабой опорной  $E_2$ , распространяющихся попутно под небольшим углом  $\pm \theta/2$  к некоторой оси  $z$ , а также волн  $E_3$  и  $E_4$ , распространяющихся навстречу соответственно волнам  $E_2$  и  $E_1$ , имеет вид:

$$((-1)^{k+1} \partial/\partial z + a/2) E_{2k-1} = i\sigma^+ E_{2k}, \quad ((-1)^{k+1} \partial/\partial z + a/2) E_{2k} = i\sigma E_{2k-1}, \quad (1)$$

где  $k = 1, 2$ ;  $a$  — коэффициент линейного поглощения. Решетка диэлектрической проницаемости записывается попарно интерферирующими волнами  $E_1, E_2$  и  $E_3, E_4$  в результате нагрева среды и последующего теплового расширения:

$$(\partial/\partial t + 1/\tau)\sigma = \beta(E_1^* E_2 + E_3^* E_4), \quad \beta = (a\omega/16\pi\rho c_p) (\partial\epsilon/\partial T)_p. \quad (2)$$

Здесь  $\rho c_p$  — удельная теплоемкость;  $\tau$  — время релаксации решетки. Начальные и граничные условия, отвечающие условиям эксперимента, следующие:

$$E_1(t, 0) = E_{10}(t); \quad E_2(t, 0) = E_{20}(t); \quad E_3(t, l) = RE_2(t, l); \quad E_4(t, 0) = 0, \quad \sigma(0, z) = 0.$$

Решение системы уравнений (1), (2) с указанными граничными условиями запишем в приближении отсутствия истощения сигнальной волны, полагая (в соответствии с опытом) зависимость от времени амплитуд  $E_{10}$  и  $E_{20}$  одинаковой. Тогда для опорной волны  $E_2$  имеем:

$$E_2(l, t) = T^{1/2} E_{20}(t) [1 + (\beta(1-T)/ia)^{1/2} \times \\ \times \int_0^t e^{(t-t')/\tau} |E_{10}(t')|^2 \left( \int_{t'}^t |E_{10}(t'')|^2 dt'' \right)^{-1/2} J_1 \left( 2\sqrt{-i\beta(1-T) \int_{t'}^t |E_{10}(t'')|^2 dt''/a} \right) dt'], \quad (3)$$

где  $J_1$  — функция Бесселя. В рамках этого приближения для волны  $E_4$  на выходе из среды получим:  $E_4(t, 0) = RT^{1/2} E_2(t, l) [E_2(t, l) - E_2(t, 0)]/E_{10}(t)$ .

Аналогично можно рассмотреть случай записи только отражательной фазовой решетки. В результате для волны  $E_2$  получаем выражение, аналогичное (3), а для  $E_4$  в тех же обозначениях имеем:  $E_4(t, l) = RE_2(t, 0) [E_2(t, 0) - E_2(t, l)]/E_{10}(t)$ . Из этих выражений следует, что при больших инкрементах нарастания интенсивностей опорных волн для отражательной решетки  $\eta_4 = \eta_2^2$ , а для просветной  $\eta_4 = T\eta_2^2$ .

Таким образом, если в течение лазерного импульса не успевает произойти релаксация наведенной решетки, то, как и наблюдалось на опыте, схемы ЧВС с записью отражательной решетки имеют в  $1/T$  раз большую энергетическую эффективность, чем схемы с просветной решеткой. Кроме того, для обеих схем характерна существенно меньшая эффективность возбуждения обращенной волны по сравнению с опорными в случае слабого истощения сигнальной волны ( $\eta_2 \ll 1$ ). Это же наблюдалось и на опыте, где возбуждение пучка 4 регистрировалось лишь в области насыщения усиления опорных волн.

В заключение отметим, что условием высокого качества ОВФ в рассмотренных схемах ЧВС является отсутствие искажений опорных волн в процессе их усиления. Необходимые условия последнего совпадают с условиями динамической коррекции волнового фронта в процессе нестационарной самодифракции [3].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта. М., Наука, 1985.
2. Беспалов В. И., Пасманик Г. А. Нелинейная оптика и адаптивные лазерные системы. М., Наука, 1986.
3. Березинская А. М., Духовный А. М., Стаселько Д. И. ЖТФ, 53, 1986 (1983).

Поступила в редакцию 7 января 1988 г.