

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Экспериментальное наблюдение явления самопереключения односторонних распределенно-связанных волн

А.А. Майер

Теоретические основы явления самопереключения односторонних распределенно-связанных волн (OPCB) с линейным коэффициентом связи изложены в [1]. Настоящий обзор посвящен экспериментальному наблюдению этого интересного явления, самопереключению импульсов и теории самопереключения OPCB с нелинейным коэффициентом связи.

PACS number: 42.25.-p, 42.65.Pc, 42.79.Ta, 42.81.Gs

Содержание

1. Введение (1071).
2. Изменение формы колоколообразного импульса при его самопереключении (1072).
 - 2.1. Об уравнениях.
 - 2.2. Квазистационарный случай.
 - 2.3. Влияние дисперсии и фазовой самомодуляции.
 - 2.4. Влияние инерционности нелинейного отклика, нелинейной дисперсии групповой скорости, дисперсии коэффициента связи.
 - 2.5. О быстродействии самопереключателей.
3. Экспериментальное наблюдение нелинейной перекачки и самопереключения OPCB (1177).
 - 3.1. Нелинейная перекачка света в ТСОВ.
 - 3.2. О возможности наблюдения и использования эффекта самопереключения излучения; дискретный оптический транзистор.
 - 3.3. Наблюдение самопереключения света в ТСОВ и демонстрация возможности создания оптического транзистора.
 - 3.4. Распад и укорочение сверхкороткого импульса света при его самопереключении.
 - 3.5. Последующие эксперименты.
 - 3.6. Требования к параметрам системы и накачки.
4. Переключение излучения с одной частоты на другую в среде с квадратичной нелинейностью (1186).
 - 4.1. Общие формулы.
 - 4.2. Накачка — на частоте ω , сигнал — на частоте 2ω .
 - 4.3. Накачка — на частоте 2ω , сигнал — на частоте ω .
 - 4.4. Об автосинхронизации волн.
 - 4.5. Переключение изменением фазы.
 - 4.6. О самопереключении других OPCB с нелинейным коэффициентом связи.
 - 4.7. О синхронизмах связанных волн.
 - 4.8. Переключение излучения в квадратично-нелинейных ТСОВ.
5. О логических элементах (1193).
6. О физическом смысле явления самопереключения OPCB (1194).
7. Заключение (1194).
8. Приложение (1194).

Список литературы (1195).

А.А. Майер. Институт общей физики РАН,
117942 Москва, ул. Вавилова 38, Россия
Тел. (095) 132-83-91

Статья поступила 15 апреля 1996 г.,
после доработки 26 августа 1996 г.

1. Введение

Теория явления самопереключения односторонних распределенно-связанных волн (OPCB) с линейным коэффициентом связи подробно изложена в [1]. Рисунок 1 иллюстрирует это явление в простейшем случае идентичных волн и наличия только одной из них на входе.

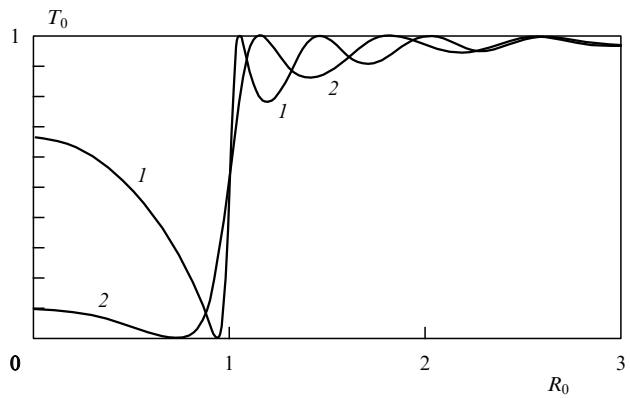


Рис. 1. Зависимость $T_0 = I_{0l}/I_{00}$ от $R_0 \equiv I_{00}/I_{0M}$ при $L = 2\pi Kl/\lambda\beta = 1,6\pi$ (1), $1,2\pi$ (2); OPCB — идентичны, на входе — только нулевая волна.

В интегральной [2–8], волоконной [9–11] и нелинейной [12–15] оптике существует широкий класс OPCB, между которыми по мере их распространения происходит обмен энергией. К ним относятся волны в туннельно-связанных оптических волноводах (ТСОВ), волны различных поляризаций в двулучепреломляющем кристалле или волноводе, волны при брэгговской дифракции в периодической структуре, различные моды в неоднородном волноводе, волны различных частот в квадратично-нелинейной среде и т.д. Последние из перечисленных обладают нелинейным коэффициентом связи, остальные — линейным.

Класс ОРСВ более обширен, чем класс волн с разнонаправленными связанными волнами, используемый для создания бистабильных оптических переключателей [16–32]. Теория линейного взаимодействия ОРСВ с линейным коэффициентом связи разработана давно и детально [2–11].

Автором впервые было показано [33–35]¹, что в нелинейном режиме при определенных условиях может происходить явление самопереключения ОРСВ, заключающееся в том, что малое изменение входной интенсивности одной из ОРСВ вызывает резкое изменение соотношения интенсивностей ОРСВ на выходе. Практическая ценность этого явления состоит в том, что на его основе был предложен [33, 34] ранее неизвестный класс оптических транзисторов с рекордным быстродействием. Это явление и связанные с ним вопросы исследованы в [33–35, 37–73] и другими авторами [36, 74–114]. Литературные ссылки, как правило, расположены в хронологическом порядке; иногда они сгруппированы с учетом близости обсуждаемых вопросов (например, [105–116]).

В данном обзоре описаны эксперименты по наблюдению самопереключения ОРСВ с линейным коэффициентом связи и изложена теория самопереключения ОРСВ с нелинейным коэффициентом связи в квадратично-нелинейной среде. Кроме того, в настоящем обзоре рассмотрено самопереключение импульсов, так как в первых экспериментах [45, 46] наблюдалось самопереключение именно импульсов (в силу того, что для наблюдения требуются достаточно большие входные интенсивности) и уместно сравнить теоретическое и экспериментально наблюдаемое изменение формы импульсов в процессе их самопереключения.

2. Изменение формы колоколообразного импульса при его самопереключении

Рассмотрим изменение колоколообразной формы лазерного импульса при его прохождении сквозь систему с ОРСВ (с линейным коэффициентом связи), показатель преломления которых зависит от интенсивности.

2.1. Об уравнениях

Поведение импульса в системе с ОРСВ в кубично-нелинейной среде (с учетом дисперсии, а также инерционности нелинейного отклика, нелинейной дисперсии групповой скорости и дисперсии коэффициента связи) описывается уравнениями [69]:

$$2i \frac{\partial a_0}{\partial z_n} + v \frac{\partial a_0}{\partial \tau_n} + D_n \frac{\partial^2 a_0}{\partial \tau_n^2} - i\mu_3 \frac{\partial^2 a_0}{\partial \tau_n^2} = -L \left\{ a_1 \exp(i z_n \xi L) + \right. \\ \left. + i\mu_K \frac{\partial a_1}{\partial \tau_n} \exp(i z_n \xi L) + 4 \left[\Theta_{0n} |a_0|^2 a_0 + \Theta_{01n} |a_1|^2 a_0 + \right. \right. \\ \left. \left. + \tilde{\Theta}_n a_0^2 a_1^* \exp(2i z_n \xi L) - \mu a_0 \frac{\partial |a_0|^2}{\partial \tau_n} - i\mu_n \frac{\partial}{\partial \tau_n} (|a_0|^2 a_0) \right] \right\},$$

$$2i \frac{\partial a_1}{\partial z_n} - v \frac{\partial a_1}{\partial \tau_n} + D_n \frac{\partial^2 a_1}{\partial \tau_n^2} - i\mu_3 \frac{\partial^2 a_1}{\partial \tau_n^2} = -L \left\{ a_0 \exp(-i z_n \xi L) + \right.$$

$$+ i\mu_K \frac{\partial a_0}{\partial \tau_n} \exp(-i z_n \xi L) + 4 \left[\Theta_{1n} |a_1|^2 a_1 + \Theta_{10n} |a_0|^2 a_1 + \right. \\ \left. + \tilde{\Theta}_n a_0^2 a_1^* \exp(-2i z_n \xi L) - \mu a_1 \frac{\partial |a_1|^2}{\partial \tau_n} - i\mu_n \frac{\partial}{\partial \tau_n} (|a_1|^2 a_1) \right], \quad (2.1.1)$$

где $L = 2\pi K l / \beta \lambda$, $K = \beta \lambda / (2l_c)$ — линейный коэффициент распределенной связи волн, l — длина системы, l_c — длина связи в линейном режиме при $\xi = v = D_n = \mu = \mu_n = \mu_K = \mu_3 = 0$, т.е. длина одной перекачки мощности, λ — длина волны, $\Theta_{jn} = \Theta_j / |\Theta|$, $\Theta_{10n} = \Theta_{01n} = \Theta_{01} / |\Theta|$, $\Theta_n = \tilde{\Theta} / |\Theta|$ — нормированные нелинейные коэффициенты; $\Theta = (\Theta_0 + \Theta_1) / 2$; Θ_j , Θ_{01} и $\tilde{\Theta}$ — нелинейные коэффициенты волноводов [1, 34]. Если ОРСВ являются волнами в ТСОВ или модами разного порядка в одиночном волноводе, то $|\Theta_{10}| \ll |\Theta|$ и перекрестными членами с коэффициентами Θ_{10n} и $\tilde{\Theta}_n$, как правило, можно пренебречь. Член с $\tilde{\Theta}_n$ существен, если под волнами "0" и "1" подразумевать ОРСВ ортогональных поляризаций в двулучепреломляющем волноводе. В этом случае $\Theta_{01n} = 2/3$, $\tilde{\Theta}_n = 1/3$ (см. [1] и [72]). Для остальных ОРСВ, включая волны в ТСОВ, можно считать, что $\tilde{\Theta} = 0$. $a_j = A_j / \sqrt{I_{0M}}$ — нормированные амплитуды волн, $I_{0M} = 4K/|\Theta|$ — критическая интенсивность (полного самопереключения) [1]; ниже $I_{0M} = I_M$ (см. [1]); $z_n = z/l$, $D_n = D/l/\tau_p^2$, $D = \partial^2(\beta\omega/c)/\partial\omega^2$ — коэффициент дисперсии, $\mu_3 = (1/3)\partial^3(\beta\omega/c)/\partial\omega^3$ — коэффициент дисперсии третьего порядка, $\tau_n = \tau/\tau_p$, τ_p — длительность импульса, $\tau = t - z/u$, $v = (u_0^{-1} - u_1^{-1})/2$, $u = 2u_0u_1/(u_0 + u_1)$ — средняя групповая скорость, $\xi = \alpha\beta/K$; $\alpha = \beta_1 - \beta_0$, β_j — эффективный показатель преломления j -й волны ($j = 0, 1$); $\beta = (\beta_1 + \beta_2)/2$; $u_j = \partial\omega/\partial(\beta_j\omega/c)$ — групповая скорость j -й волны; $\mu \simeq T_{nl}/\tau_p$ учитывает инерционность нелинейности [15]; $\mu_n \simeq (T_0/\tau_p\pi - \Theta^{-1}\partial\Theta/\partial\omega)$ — волновую нестационарность и дисперсию нелинейности [15], $\mu_K \simeq (2K/\omega + \delta K/\delta\omega)(K\tau_p)^{-1}$ — волновую нестационарность и дисперсию коэффициента связи; T_0 — период светового колебания, T_{nl} — время релаксации Θ . В [1] даны выражения для нелинейных коэффициентов волноводов через интегралы перекрытия волноводных мод и компоненты тензора кубичной нелинейности среды $\hat{\Theta}$, причем показано, что в качестве $\hat{\Theta}$ можно, как правило, использовать тензор изотропной среды. Разницей коэффициентов D_n , μ , μ_n , μ_3 , μ_K для волн "0" и "1" пренебрегаем, но ее нетрудно учесть: достаточно снабдить эти коэффициенты дополнительным индексом $j = 0, 1$.

Энергия импульса

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} (|A_0|^2 + |A_1|^2) d\tau_n \quad (2.1.2)$$

вдоль системы сохраняется: $dI/dz = 0$.

При $K = \mu_K = 0$ и $\tilde{\Theta}_n = \Theta_{01n} = 0$ система уравнений (2.1.1) распадается на два независимых уравнения, приведенных в [15].

2.2. Квазистационарный случай

Приближение $D = \mu = \mu_n = \mu_K = \mu_3 = 0$ в волоконных световодах справедливо вплоть до сверхкоротких импульсов ($\tau_p \sim 1 \div 10$ пс) [45, 46]. Критерий его справедливости обсуждается ниже.

В этом приближении (2.1.1) переходят в квазистационарные уравнения [33, 34] (где время τ присутствует лишь

¹ Для частного случая ввода света в один из идентичных ТСОВ аналогичный переключатель рассмотрен одновременно с нами Янсеном [36].

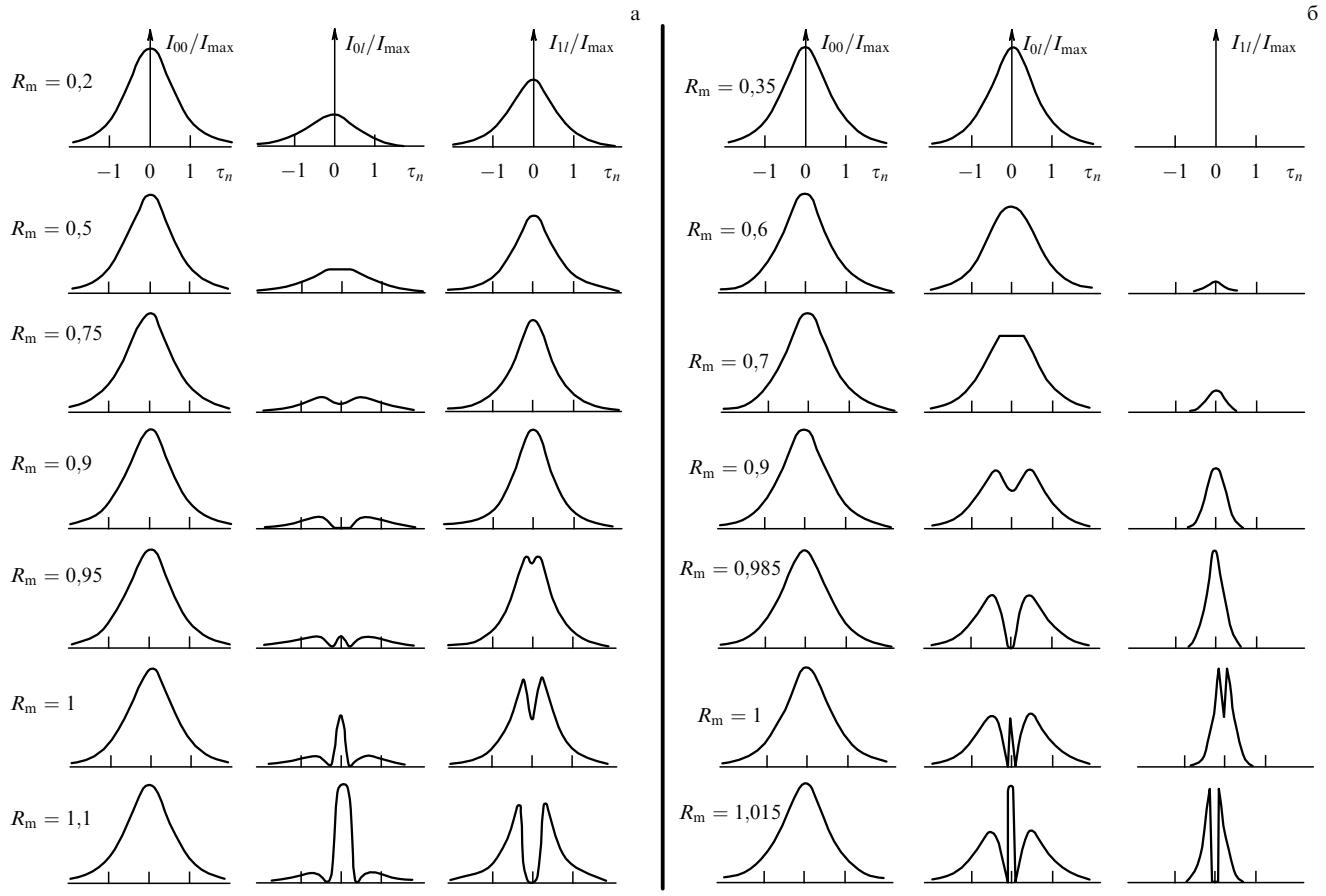


Рис. 2. Форма импульсов: на входе в нулевой волне $I_{00}/I_{max} = 1/\cosh(\tau_n)$, на выходе в нулевой волне $I_{0l}(\tau_n)/I_{max}$ и первой волне $I_{1l}(\tau_n)/I_{max}$; $\tau_n \equiv \tau/\tau_p$ — нормированное время в сопровождающей системе координат; $R_m \equiv I_{max}/I_{0M}$; $R_1 \equiv I_{10}/I_{0M} = 0$, $\alpha = v = \bar{\Theta} = 0$, $D = 0$, $\mu = \mu_n = \mu_K = \mu_3 = 0$; (а) $L = 1.4\pi$; (б) $L = 2\pi$.

как параметр), анализ которых изложен в [1]; причем уравнения с $\Theta_{01} \neq 0$ сводятся к уравнениям с $\Theta_{01} = 0$ простой заменой [1, 55]. В этом случае их решение выражается через эллиптические функции $\text{cn}(L, r)$, $\text{sn}(L, r)$ и $\text{dn}(L, r)$, для которых найдены простые аппроксимации в области самопереключения: $r \approx 1$, $\exp L \gg 1$ [1]. Например, в простейшем случае идентичных ($\alpha = 0$, $\Theta_0 = \Theta_1 = \Theta$, $v = 0$) ОРСВ и одной (нулевой) волны на входе интенсивность j -й волны на выходе определяется формулой [35, 36]:

$$J_{jl} = \frac{R_0}{2} [1 + (-1)^j \text{cn}(L, r)], \quad (2.2.1)$$

где $r = I_{00}/I_{0M} \equiv R_0$, $J_{jl} \equiv I_{jl}/I_{0M}$, $I_{jl} \equiv I_j(z = l)$, $I_{j0} \equiv I_j(z = 0)$, $j = 0, 1$, причем $I_{00}(t)$ — функция времени, описывающая форму входного импульса.

Из (2.2.1) следует, что при входной интенсивности [35]

$$I_{00} = I_M^{(j)} = I_{0M} [1 + (-1)^j 8 \exp(-L)] \quad (2.2.2)$$

все выходное излучение сосредоточено в нулевой ($j = 0$, $I_{0l} = I_{00}$, точка M_0 системы), либо в первой ($j = 1$, $I_{1l} = I_{00}$, точка M_1 системы) волне (см. рис. 1). Дифференциальный коэффициент усиления при $I_{00} \approx I_{0M}$ составляет [35]:

$$k \equiv \frac{\partial I_{0l}}{\partial I_{00}} \approx \frac{\exp L}{8}. \quad (2.2.3)$$

Согласно оценкам [35, 1] для ТСОВ в кристалле GaAs при $\lambda = 1,06$ мкм имеем критическую мощность $I_{0M} S \approx 14$ Вт при коэффициенте усиления по мощности $\partial I_{0l}/\partial I_{00} \approx 500$. Вблизи экситонного резонанса Θ гораздо больше, а I_{0M} соответственно меньше. Для двужильного волоконного световода, у которого $\Theta \sim 10^{-12}$ ед. СГСЭ (см., например, [15]), согласно оценке [37, 1] имеем критическую интенсивность порядка 10^9 Вт см $^{-2}$, т.е. критическую мощность порядка 100 Вт. Отметим, что Θ зависит не только от нелинейности материала волновода, но и от концентрации поля в волноводе, которая определяется параметром $V = 2\pi a(n_j^2 - \bar{n}^2)^{1/2}/\lambda$, где n_j и \bar{n} — показатели преломления светонесущей жилы радиуса a и оболочки.

Пусть в систему с идентичными ОРСВ в виде "нулевой" волны вводится колоколообразный импульс:

$$I_{00}(t) = \frac{I_{max}}{\cosh[(t - t_{max})/\tau_p]},$$

где I_{max} — максимальная интенсивность введенного излучения, достигаемая в момент t_{max} , которую целесообразно представить в виде $I_{max} = I_{0M} R_m$, причем $I_{10} \equiv I_1(z = 0) = 0$. Здесь $R_m \equiv I_{max}/I_{0M}$ — отношение максимальной входной интенсивности к критической.

Форма импульсов на выходе описывается решением (2.2.1).

На рисунке 2 левый импульс — входной; его форма всегда одна и та же; средний и правый — импульсы,

выходящие в виде соответственно нулевой и первой волн. На рисунке 2 указано значение R_m , увеличивающееся сверху вниз.

Рисунок 2а при $R_m = 0,9$ и рис. 2б при $R_m = 0,985$ соответствуют $I_{\max} = I_M^{(1)}$, а рис. 2а при $R_m = 1,1$ и рис. 2б при $R_m = 1,015$ — $I_{\max} = I_M^{(0)}$.

Из рисунка 2 видно, что возможно значительное укорочение импульсов, формирование импульсов прямоугольной формы и другие интересные применения рассмотренного процесса. Учитывая, что минимальное время самопреключения излучения в данной системе ограничивается лишь временем релаксации нелинейности, которое для плавленого кварца составляет 10^{-14} с, можно сделать вывод о возможности укорочения длительности импульса до 10^{-14} с. Этот вывод впервые экспериментально подтвержден в [46] (см. раздел 3.4). На возможность укорочения импульсов таким способом впервые указано в [74]. В [35] было предложено использовать самопреключение импульсов для ограничения их интенсивности или их селекции по интенсивности.

2.3. Влияние дисперсии и фазовой самомодуляции

Чтобы осуществить эффективное самопреключение излучения при малых входных интенсивностях можно, как следует из формул $I_{0M} = 4K/|\Theta|$ и (2.2.3), использовать длинные системы с ОРСВ, имеющие достаточно большой параметр L при малом K и, следовательно, при малой I_{0M} . Такие системы можно реализовать на основе различных волоконных световодов: двужильного волоконного световода (ТСОВ); двулучепреломляющего световода с ОРСВ различных поляризаций; двухмодового волоконного световода с двумя однородными связанными модами.

Для наблюдения и использования самопреключения излучения целесообразно вводить в волоконный световод сверхкороткие импульсы (см. [43] и раздел 3.2). Однако для длинного волоконного световода и сверхкоротких импульсов излучения совместное влияние дисперсии второго порядка и фазовой самомодуляции может оказаться существенным и им уже нельзя пренебречь.

Если $D_n \neq 0$, а $\mu = \mu_n = \mu_K = \mu_3 = v = \alpha = 0$, $\Theta_0 = -\Theta_1 = \Theta$, то (2.1.1) переходят в уравнения [43, 47, 105]

$$\begin{aligned} i \frac{\partial A_0}{\partial z_n} + D_n \frac{\partial^2 A_0}{\partial \tau_n^2} &= -LA_1 - \Theta_n |A_0|^2 A_0, \\ i \frac{\partial A_1}{\partial z_n} + D_n \frac{\partial^2 A_1}{\partial \tau_n^2} &= -LA_0 - \Theta_n |A_1|^2 A_1 \end{aligned} \quad (2.3.1)$$

(где $\Theta_n = 2\pi l/\Theta/\lambda\beta$), являющиеся простым обобщением уравнений [33, 34, 1] на случай диспергирующей среды. Случай $D_n = 0$ подробно рассмотрен в обзоре [1].

Помимо интеграла (2.1.2) уравнения (2.3.1) имеют интеграл [43, 47]:

$$\begin{aligned} G = \int_{-\infty}^{\infty} \left[-\frac{1}{2} D_n \left(\left| \frac{\partial A_0}{\partial \tau_n} \right|^2 + \left| \frac{\partial A_1}{\partial \tau_n} \right|^2 \right) + L \operatorname{Re}(A_1 A_0^*) + \right. \\ \left. + \frac{\Theta_n}{4} (|A_0|^4 + |A_1|^4) \right] d\tau_n \end{aligned} \quad (2.3.2)$$

— обобщение интеграла [33, 34, 1] на случай диспергирующей среды.

2.3.1. О чувствительности системы к дисперсии в несолитонном режиме. В [59] численно исследовался процесс самопреключения колоколообразного сверхкороткого импульса с учетом совместного влияния дисперсии и фазовой самомодуляции (при $\mu = \mu_n = \mu_K = 0$). Рассмотрение для определенности проведено на примере ТСОВ. Расчеты позволили сделать следующие выводы [59]:

1. При определенной, достаточно большой дисперсии $|D_n|$ глубина провалов в центре выходных (см. рис. 2) импульсов становится не полной, даже когда ОРСВ идентичны и $I_{\max} = I_M^{(j)}$ (см. (2.2.2)).

2. Чем больше L , тем больше совместное влияние дисперсии и фазовой самомодуляции на эффект самопреключения излучения. Например, при $L = 1,4\pi$ этот эффект нарушается при значительно большем уровне дисперсии, чем при $L = 2\pi$.

3. Если $\operatorname{sign} \Theta D = \operatorname{const}$ и $|D_n| = \operatorname{const}$, то при изменении знаков Θ и D временные профили выходных интенсивностей почти совпадают.

4. Совместное влияние дисперсии и нелинейности на форму выходных импульсов зависит от знака ΘD и от того, в какой точке находилась бы система при $D = 0$. Если $D = 0$ соответствует точке M_1 , то при $\Theta D < 0$ (саморасширение импульсов) совместное влияние дисперсии и фазовой самомодуляции, искажающее эффект самопреключения импульса, гораздо слабее, чем при $\Theta D > 0$ (самосжатие импульсов). Если $D = 0$ соответствует точке M_0 , то при $\Theta D < 0$ оно наоборот несколько сильнее, чем при $\Theta D > 0$.

Условия, позволяющие пренебречь дисперсионным членом и считать, что $D_n = 0$, не обязательно сводятся к известным условиям для одиночных волноводов: $l \ll l_d \approx \tau_p^2/2D$ и $l \ll l_{n,\tau} \approx \tau_p \sqrt{\lambda/(4\pi|\Theta|I_{00}D)}$, так как степень влияния D_n зависит от параметра L , определяющего крутизну самопреключения, и от знака ΘD . Уровни $|D_n|$, начиная с которых проявляется влияние D_n , для различных L и $\operatorname{sign} \Theta D$ указаны в [59]. Например, при $L = 2\pi$ и $\Theta D < 0$ для точки M_1 влияние D_n проявляется начиная с $|D_n| \approx 10^{-3}$, а при $|D_n| \ll 10^{-3}$ членом с D_n можно пренебречь. Им можно пренебречь для сверхкоротких импульсов ($\tau_p \leq 1$ пс) и длинных волоконных световодов ($l > 1$ м), если $\lambda \approx 1,3$ мкм, что соответствует точке с $D = 0$.

2.3.2. Самопреключение солитонов. Влияние дисперсии может не только ухудшить самопреключение импульса, но и улучшить его, сделав полным. Для этого дисперсия должна компенсировать неоднородность по времени нелинейного фазового набега так, чтобы импульс приобрел однородный (или почти однородный) по времени фазовый профиль, т.е. стал солитоном:

$$A_{00}(t) = \frac{\sqrt{I_{\max}}}{\cosh [(t - t_{\max})/\tau_p]}$$

причем $I_{\max} \approx 2D_n/\Theta_n$, т.е. $\pi|\Theta|I_{\max}/\lambda\beta \approx |D|/\tau_p^2$.

Вопрос о возможности солитонного режима в условиях самопреключения в ТСОВ и особенностях этого режима был поставлен достаточно давно [43, 47]. В [43] было высказано предположение, что при $l_{n,l} \approx l_d$ в системе могут образовываться парные солитоны, т.е. два связанных солитона, один из которых распространяется в виде нулевой волны (в нулевом волноводе, если

речь идет о ТСОВ), а другой — в качестве первой волны (в первом волноводе).

Распространение солитонов в ТСОВ и других системах с ОРСВ численно исследовалось в [105–114]. В [105] предполагалось, что на вход нулевого волновода подается фундаментальный солитон и путем численного решения (2.3.1) исследовалась его дальнейшая эволюция. Происходило перераспределение энергии солитона между волноводами, но солитонная форма импульса в каждом волноводе сохранялась [105]! Иными словами, образовывались парные солитоны, между которыми шел энергообмен в соответствии с нелинейной теорией [35, 1]. Однако в [105] были рассмотрены лишь области вдали от самоперееключения: $(I_{\max}/I_{0M})^2 \gg 1$ и $(I_{\max}/I_{0M})^2 \ll 1$. Для них подтверждены (применительно к солитонам) выводы [35].

В [106] численно решались уравнения (2.3.1) (т.е. уравнения из [43, 47, 105] без соответствующих ссылок²) для случая ввода в один из ТСОВ фундаментального солитона, причем непосредственно в области самоперееключения: $I_{00} \approx I_{0M}$. На основе компьютерного счета продемонстрировано [106], что солитон может переключаться полностью без распада и искажения формы (т.е. без образования "кратеров" и распада на части, как в квазистационарном случае (см. рис. 2)). Таким образом, возможно полное самоперееключение энергии солитонов! Это объясняется однородностью временного профиля фазы солитона, т.е. во всех его точках фаза одинакова и зависит только от z . Поэтому он переключается как единое целое. В зависимости от максимального значения интенсивности он целиком оказывается на выходе либо в нулевой, либо в первой волне.

Для фундаментального солитона мы фактически имеем временной аналог пространственного волновода; поэтому, пренебрегая фазовой модуляцией и изменением длительности солитона, в первом приближении имеем

$$A_j = \rho_j(z) \exp[i\varphi_j(z)] \cosh^{-1}(\tau_n). \quad (2.3.3)$$

Подставляя (2.3.3) в (2.3.1), получаем

$$\begin{aligned} i\rho'_0 \cosh^{-1}(\tau_n) - i\varphi'_0 \rho_0 \cosh^{-1}(\tau_n) &= \\ &= D_n \rho_0 \cosh^{-1}(\tau_n) [1 - 2 \cosh^{-2}(\tau_n)] - \\ &- L \rho_1 \exp(i\psi) \cosh^{-1}(\tau_n) - \Theta_n \rho_0^3 \cosh^{-3}(\tau_n), \\ i\rho'_1 \cosh^{-1}(\tau_n) - i\varphi'_1 \rho_1 \cosh^{-1}(\tau_n) &= \\ &= D_n \rho_1 \cosh^{-1}(\tau_n) [1 - 2 \cosh^{-2}(\tau_n)] - \\ &- L \rho_0 \exp(-i\psi) \cosh^{-1}(\tau_n) - \Theta_n \rho_1^3 \cosh^{-3}(\tau_n) \end{aligned} \quad (2.3.4)$$

(где штрих означает дифференцирование по τ_n), и временной профиль поля $\cosh^{-1}(\tau_n)$ можно описывать и учитывать так же, как учитывали пространственный профиль поля при выводе уравнений в [33, 34, 43] и (2.1.1) (см. также [1]), а именно, домножить обе части уравнений (2.3.4) на $\cosh^{-1}(\tau_n)$ и затем проинтегрировать

их по τ_n от $-\infty$ до ∞ . Получаем

$$\begin{aligned} i\rho'_0 &= -L\rho_1 \sin \psi, \\ -\varphi'_0 \rho_0 &= \frac{D_n \rho_0}{6} - L\rho_1 \cos \psi - \frac{2}{3} \Theta_n \rho_0^3, \\ i\rho'_1 &= L\rho_0 \sin \psi, \\ -\varphi'_1 \rho_1 &= \frac{D_n \rho_1}{6} - L\rho_0 \cos \psi - \frac{2}{3} \Theta_n \rho_1^3, \end{aligned} \quad (2.3.5)$$

что эквивалентно системе

$$\begin{aligned} \psi' &= \frac{L(I_0 - I_1)}{\sqrt{I_0 I_1}} \cos \psi + \frac{2}{3} \Theta_n (I_1 - I_0), \\ I'_0 &= -L\sqrt{I_0 I_1} \sin \psi, \quad I'_1 = L\sqrt{I_0 I_1} \sin \psi. \end{aligned} \quad (2.3.6)$$

Таким образом, получаем ту же систему уравнений [35, 1], что и в квазистационарном случае, в которую, однако, вместо Θ входит эффективный нелинейный коэффициент равный $(2/3)\Theta$. Соответственно критическая интенсивность возрастает в полтора раза по сравнению с квазистационарным случаем, что примерно согласуется с численными результатами [106, 108].

Поэтому для описания самоперееключения фундаментального солитона в первом приближении можно пользоваться теорией [1], понимая под фазами $\varphi_j(z)$ фазу солитона в j -й волне (в j -м волноводе, если речь идет о ТСОВ), а под $I_j(z)$ — его пиковую интенсивность. Для оценок в качестве нелинейного коэффициента можно использовать коэффициент

$$\Theta_{\text{эфф}} \simeq \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \Theta \cosh^{-4}(\tau_n) d\tau_n}{\int_{-\infty}^{\infty} \cosh^{-2}(\tau_n) d\tau_n} = \frac{2}{3} \Theta, \quad (2.3.7)$$

получающийся усреднением по временному профилю (аналогичным усреднению по поперечному сечению при выводе уравнений в [33, 34] (см. [1] раздел 1)). При такой грубой оценке временной профиль в первом приближении предполагается неизменным и пропорциональным $\cosh^{-1}(\tau_n)$, хотя некоторое его изменение в процессе переключения все же имеет место [106]. Этим, по-видимому, объясняется некоторое количественное расходжение данной выше оценки критической интенсивности с численными результатами [106].

В [112] использовался более сложный вид пробной функции:

$$A_j = \rho_j(z) \exp[i\varphi_j(z) + ib(z)\tau^2] \cosh^{-1}\left[\frac{\tau}{\tau_p(z)}\right]$$

и для $\rho_j(z)$, $\varphi_j(z)$, $\tau_p(z)$, $b(z)$ получена система обыкновенных дифференциальных уравнений, которая согласно [112] не поддается аналитическому исследованию в области, где $l_d \simeq l_c$. Но как раз эта область и представляет наибольший интерес, так как именно она соответствует самоперееключению ($|\Theta|I_{\max} \simeq 4K$) и образованию солитонов ($|\pi\Theta|I_{\max}/\lambda\beta \simeq |D|/\tau_p^2$) одновременно.

В [110] численно исследовано переключение солитонов слабым переменным сигналом, причем рисунок из [110], по существу, совпадает с рис. 6, ранее приведенным в [43], т.е. показывает принцип работы дискретного оптического транзистора [43] в режиме "ключа" для конкретной формы огибающей ($\text{sech } \tau_n$) сверхкоротких импульсов накачки. Зависимость коэффициента пропускания энергии солитонов от фазы входного сигнала [110]

² Это далеко не единственный случай некорректного заимствования; например, в [81] без ссылки использовались уравнения [33, 34].

примерно совпадает с аналогичной зависимостью для квазистационарного случая [1].

Отметим, что фактически в [110] описан (без ссылки) метод переключения [33], запатентованный девятью годами ранее.

В [107, 108] исследовалось относительное расположение максимумов двух попутных солитонов во времени. Рассматривалась ситуация, когда на входы ТСОВ поступают солитоны с близкими интенсивностями. Если максимумы солитонов на входе волноводов слегка сдвинуты по времени друг относительно друга, то в процессе распространения они еще более сдвигаются, т.е. один солитон начинает как бы опережать, а другой отставать. Этот процесс многократно усиливается, если имеет место собственный сдвиг частоты солитона, обусловленный ВКР [114] (и описываемый членом с μ).

Хорошо известно, что в двулучепреломляющей среде волны, поляризованные вдоль и ортогонально оптической оси, распространяются с разной скоростью. Однако нелинейность Θ_{01} ("перекрестный" коэффициент) при достаточно больших входных амплитудах стабилизирует их против разбегания (расщепления), обусловленного двулучепреломлением [115]. Т.е. происходит взаимный "захват" солитонов ортогональных поляризаций и они распространяются с одинаковой скоростью ("быстрая" поляризация замедляется, а "медленная" ускоряется). На этом принципе предложено создать логические элементы [116]: в зависимости от того подан сигнальный импульс или нет, солитон с ортогональной ему поляризацией либо захватывается и задерживается, либо нет; и соответственно либо появляется, либо не появляется во "временном окне". Частоты взаимозахваченных солитонов слегка смещаются (на величину порядка 0,5 ТГц) в противоположные стороны. Отметим, что в [115, 116] не учитывались члены с K и $\bar{\Theta}$, вызывающие самопереключение ОРСВ.

2.4. Влияние инерционности нелинейного отклика, нелинейной дисперсии групповой скорости, дисперсии коэффициента связи

Эти факторы, учитываемые в (2.1.1) членами с коэффициентами соответственно μ , μ_n и μ_K , исследованы в [69] (при $D = 0$). Их влияние проявляется, в частности, в нарушении симметрии импульсов на выходе (рис. 3). Это объясняется тем, что фронт и спад импульса находятся в разных условиях. Так, если речь идет о влиянии параметра μ , т.е. нестационарности нелинейного отклика, то можно сказать, что на фронте импульса кубическая нелинейность еще не успевает принять установленное значение Θ и оказывается меньше этого значения, т.е. критическая интенсивность на фронте как бы увеличена по сравнению с I_{0M} и система еще "не доходит" до точки самопереключения.

Член с μ_K учитывает дисперсию коэффициента связи. Физическая причина ее следующая. У коротких импульсов — широкий частотный спектр. Различным частотным компонентам соответствуют различные коэффициенты связи, т.е. возникает разброс значений коэффициента связи внутри импульса. Этот разброс наиболее велик для ТСОВ, так как их коэффициент связи сильно зависит от частоты. Для других ОРСВ разброс существенно меньше. Чтобы работа самопереключателя не нарушалась, относительный разброс коэффициента связи должен быть много меньше k^{-1} , где k — коэффи-

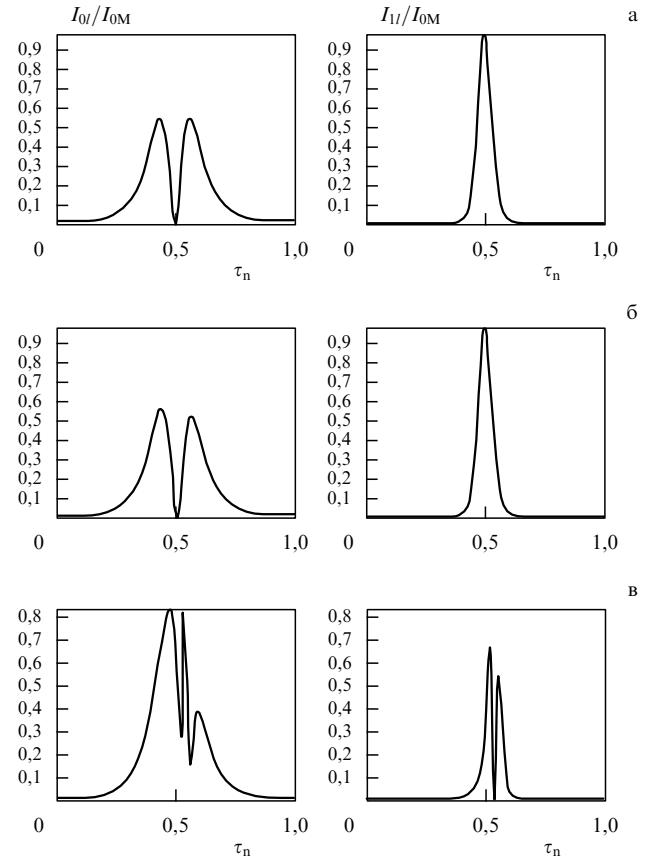


Рис. 3. Форма импульсов на выходе в нулевой $I_0(\tau_n)/I_{0M}$ и первой $I_1(\tau_n)/I_{0M}$ волне; $\tau_n \equiv \tau/\tau_p$ — нормированное время в сопровождающей системе координат; $\mu = 0$ (а); 10^{-3} (б); 10^{-2} (в); $\mu_n = 0$, $\mu_K = 0$, $L = 2\pi$, $\alpha = D = v = \mu_3 = 0$, $\Theta_j = \Theta$, $\Theta_{01} = \bar{\Theta} = 0$ (рис. взят из [69]).

циент усиления, в простейшем случае оцениваемый (2.2.3).

Конкретизируем оценку

$$\mu_K \simeq K^{-1} \tau_p^{-1} \frac{\partial K}{\partial \lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial \omega} + \frac{T_0}{\tau_p \pi}$$

для ТСОВ, выразив μ_K через отношение T_0/τ_p . Численные оценки показывают, что для ТСОВ типична величина $\lambda(K^{-1} \partial K / \partial \lambda) \approx 7$ (хотя возможны как несколько меньшие, так и большие значения). Учитывая, что $\tau_p^{-1} (\partial \lambda / \partial \omega) = -\lambda T_0 / (2\pi \tau_p)$, можно грубо оценить $|\mu_K| \simeq T_0 / \tau_p$.

Расчеты [69] показали, что влияние $|\mu_n|$ и $|\mu_K|$ одинаково: результаты счета при $\mu_n = -\mu_K$ совпадают.

В ряде случаев одновременное влияние членов с коэффициентами μ , μ_n , μ_K оказывается существенно слабее влияния каждого члена в отдельности, т.е. они как бы компенсируют друг друга [69].

Влияние μ_n и μ_K проявляется также в усилении мгновенной пиковой интенсивности "выброса" в импульсе на выходе первого волновода (в первой волне) за счет обострения выброса, его "поджатия" по времени [69].

Результаты расчетов [69] позволяют также оценить значения коэффициентов μ , μ_n , μ_K , начиная с которых нарушается самопереключение импульса. При $L = 2\pi$ эти значения оказываются порядка 10^{-3} ; при $L = 1,4\pi$ они существенно выше — порядка 10^{-2} . Таким образом, если $L \leq 1,4\pi$ и величины коэффициентов μ , μ_n , $\mu_K \ll 10^{-2}$, то членами с μ , μ_n , μ_K в (2.1.1) можно пренебречь.

Данные результаты можно использовать для прогнозирования работы дискретных оптических транзисторов [43] и логических элементов [37] на ТСОВ и других ОРСВ, в которых в качестве накачки используется непрерывная последовательность сверхкоротких импульсов (для оценки параметров накачки и ТСОВ, при которых еще можно пренебречь искажением выходных импульсов).

Приведем два конкретных примера с оценками коэффициентов μ , μ_n , μ_K .

Пример 1. Допустим, используется двужильный волоконный световод из плавленого кварца, для которого $T_{nl} \leq 10^{-14}$ с, $\Theta \sim 10^{-12}$ СГСЭ, и при $K \sim 10^{-6}$ критическая интенсивность порядка 10^9 Вт см $^{-2}$ [37, 40, 45], что при площади сечения $S \sim 10^{-7}$ см 2 соответствует мощности приблизительно 100 Вт. Пусть в один из ТСОВ вводятся сверхкороткие импульсы излучения с $\lambda \approx 1,3$ мкм, т.е. $T_0 = \lambda/c \approx 4,3 \times 10^{-15}$ с, амплитуда которых соответствует интенсивности $I_M^{(1)}$. Тогда $\mu \leq 10^{-2} \times \tau_p$, $\mu_n \simeq \simeq 1,4 \times 10^{-3} \tau_p$, $\mu_K \simeq -4 \times 10^{-3} \tau_p$, где длительность импульсов τ_p выражена в пс. Согласно приведенным выше результатам для импульсов длительностью менее 1 пс влияние членов с μ , μ_n и μ_K может быть существенно уже при $L \geq 1,4\pi$ ($l \geq 4,2$ м). Для импульсов длительностью более 10 пс влиянием этих членов можно пренебречь даже при $L \approx 2\pi$ ($l \approx 6$ м). Например, в условиях экспериментов [45, 46] ($\tau_p \geq 20$ пс) членами с μ , μ_n , μ_K в (2.1.1) можно было уверенно пренебречь, тем более, что в этих экспериментах излучение было более коротковолновым: $\lambda = 0,53$ мкм, т.е. $T_0 = 1,7 \times 10^{-15}$ с.

Пример 2. Допустим, ТСОВ изготовлены из слоистой структуры типа GaAs(100 Å)/Al_{0,3}Ga_{0,7}As(100 Å) ($n \approx 3,5$), представляющей набор квантовых ям (MQW), с нелинейным коэффициентом $\Theta \sim 10^{-4}$ СГСЭ. Если $K \approx 2 \times 10^{-4}$, то критическая интенсивность составляет $1,3 \times 10^4$ Вт см $^{-2}$, что при $S \sim 10^{-7}$ см 2 соответствует мощности приблизительно 1,3 мВт. При бомбардировке этой структуры протонами время релаксации нелинейности уменьшается до $T_{nl} \approx 0,04$ нс [97]. Пусть в один из ТСОВ вводятся импульсы излучения с $\lambda \approx 0,9$ мкм ($T_0 = 3 \times 10^{-15}$ с) длительностью $\tau_p \approx 40$ нс. Тогда член с $\mu \sim 10^{-3}$ может проявляться, если на длине ТСОВ укладывается две линейных перекачки ($L = 2\pi$, $l = 3$ мм), а влиянием членов с μ_n и μ_K можно пренебречь. Для более коротких импульсов: $\tau_p \approx 4$ нс, член с $\mu \sim 10^{-2}$ будет проявляться уже при $L = 1,4\pi$ ($l \approx 2$ мм).

Для самопереключения солитонов учет членов с μ и μ_n , и μ_3 приводит к увеличению критической интенсивности [109].

2.5. О быстродействии самопереключателей

Быстродействие самопереключателей может ограничиваться за счет факторов, учитываемых коэффициентами μ , D , μ_K и μ_n в (2.1.1), например за счет дисперсии второго порядка. Но основное ограничение обычно связано с инерционностью нелинейности, поэтому предположим для простоты, что $D = \mu_K = \mu_n = \mu_3 = v = 0$. Важно подчеркнуть, что в этом случае быстродействие рассмотренных переключателей и оптических транзисторов определяется не длительностью пробега света по волноводам, а лишь временем релаксации оптической нелинейности среды. Чтобы "почувствовать" это, представим, что на вход системы подается последовательность прямоугольных импульсов нулевой волны, чередующихся по интенсивности со значениями (2.1.3) с $j = 0$ и $j = 1$. Причем

длительность импульсов и интервал между ними много меньше длительности пробега света по волноводам, но много больше времени релаксации нелинейности. Если бы время переключения определялось длительностью пробега света по волноводам, то, очевидно, система не успевала бы переключать импульсы. Но переключение происходит. Дело в том, что в нестационарных уравнениях (2.1.1), описывающих это переключение, в этом случае можно пренебречь членом, учитывающим релаксацию нелинейности, и тогда нестационарные уравнения (2.1.1) становятся квазистационарными [33, 34, 1], в которых бегущее время $\tau = t - z\beta/c$ присутствует лишь как параметр. А уравнения [33, 34, 1] однозначно показывают, что эти импульсы переключаться будут: один окажется на выходе в нулевой волне, следующий — в первой и т.д. Сказанное подтверждает и эксперимент [46] (см. раздел 3.4), в котором были зафиксированы провал и выброс в сверхкоротком импульсе на выходе длительностью менее 5 пс, в то время как длительность пробега составляла 5 нс, т.е. была в тысячу раз больше.

3. Экспериментальное наблюдение нелинейной перекачки и самопереключения ОРСВ

Раздел посвящен экспериментам, цель которых состояла в том, чтобы обнаружить предсказанное в [33–36] явление самопереключения излучения. На перспективность наблюдения этого явления в волоконных световодах было обращено внимание еще в [37], и именно в волоконных световодах удалось обнаружить это явление впервые. В экспериментах [40, 45, 46] излучение лазера с одной поперечной модой вводили в одну из жил двужильного волоконного световода и исследовали распределение мощности между жилами на выходе в зависимости от входной интенсивности. Жилы в сочетании с общей оболочкой из плавленого кварца образовывали одномодовые волноводы, туннельно-связанные между собой. Зазор d между жилами был мал ($d \approx 8$ мкм) и поэтому ввести контролируемым образом излучение в одну из жил, не задев при этом другую, представлялось не совсем простым делом. Для этого была разработана специальная методика ввода [40, 117], суть которой заключается в следующем (рис. 4). Излучение ($\lambda = 0,53$ мкм) пропускали через светоделительный клин 1 и фокусировали микрообъективом 2 на торец световода

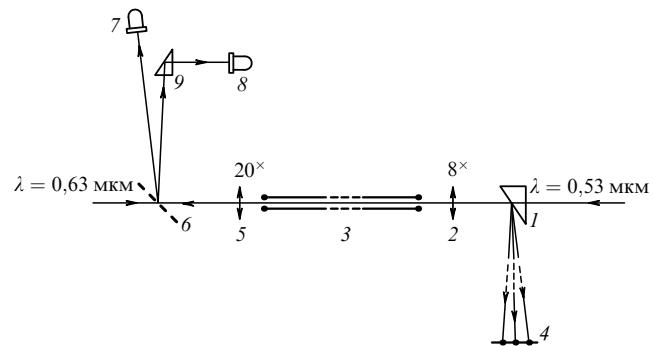


Рис. 4. Схема первого эксперимента [40] по нелинейной перекачке света в ТСОВ: 1 — светоделительный клин, 2 — 8 \times микрообъектив, 3 — световод, 4 — экран, 5 — 20 \times микрообъектив, 6 — съемное зеркало, 7, 8 — фотокатоды, 9 — призма.

3. Сфокусированное излучение частично отражалось от торца световода, вновь проходило через микрообъектив 2, отражалось от поверхности клина 1 и попадало на экран 4. Одновременно с противоположного конца световода в него с помощью микрообъектива 5 вводили "вспомогательное" излучение Не–Не-лазера ($\lambda = 0,63$ мкм), которое, пройдя через световод 3 и микрообъектив 2 и отразившись от клина 1, попадало на экран 4. Поэтому на экране были видны изображения входных торцов жил световода и фокального пятна вводимого излучения. Изображения входного торца одной из жил и фокального пятна совмещали, перемещая входной торец световода микрометрическими винтами, и тем самым добивались совмещения продольных осей вводимого светового пучка и жилы световода.

3.1. Нелинейная перекачка света в ТСОВ

В первом эксперименте [40] в одну из жил вводили импульс ($\tau_p \approx 80$ нс) второй гармоники от лазера на неодимовом стекле в режиме модуляции добротности. В этом эксперименте (см. рис. 4) впервые наблюдалась нелинейная перекачка излучения в ТСОВ и результаты хорошо соответствовали теории (рис. 5), т.е. косвенно подтверждалась возможность самопере克莱чения излучения. Однако само это явление непосредственно наблюдать не удалось, главным образом из-за паразитного эффекта ВРМБ и недостаточно хорошего качества ТСОВ.

Эксперимент [40] можно рассматривать и как метод измерения коэффициента связи K и нелинейного коэффициента Θ волноводов. Теоретическая кривая на рис. 5 (соответствующая экспериментальным точкам) — результат расчета (2.2.1) при параметрах $L = 0,24\pi$, $P_{0M} = 95$ Вт. Из $L = 0,24\pi$ при $l = 18$ см находим $K \approx 5,2 \times 10^{-7}$. Зная K и P_{0M} , находим $\Theta \approx 2Kc\beta S/\pi P_{0M} \approx 4 \times 10^{-13}$ СГСЭ. Для коэффициента n_2 в известной формуле [7, 12, 15] $n = n_0 + n_2 \langle E^2 \rangle$ получаем оценку $n_2 \approx \Theta/2n_0 \approx 1,3 \times 10^{-13}$ СГСЭ, что согласуется с табличными данными (см., например, [15]).

Вскоре после [40] нелинейную перекачку излучения наблюдали в аналогичном эксперименте [76], где ТСОВ были выполнены на основе слоистой периодической структуры типа набора квантовых ям (НКЯ)

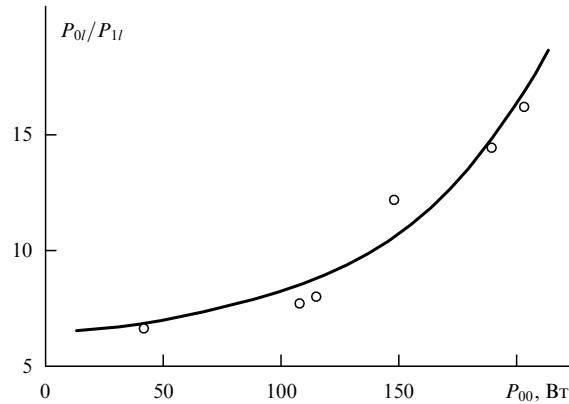


Рис. 5. Отношение мощностей на выходе ТСОВ (длиной $l = 18$ см) как функция мощности света на входе (свет вводится в один волновод); точки — экспериментальные данные [40], сплошная линия — расчет (2.2.1).

GaAs(100 Å)/Al_{0.3}Ga_{0.7}As(300 Å), содержащей 25 периодов, причем критическая мощность была уменьшена примерно до 1 мВт за счет резонансного увеличения кубичной нелинейности вблизи экситонного резонанса³, отстройка от которого составляла $\Delta E = 56$ мэВ; при этом $n_2 \sim 10^{-7}$ см² Вт⁻¹, коэффициент потерь приблизительно равен 6,5 дБ мм⁻¹ ($\delta \approx 15$ см⁻¹); длина ТСОВ $l \approx 2$ мм. Источником излучения служил GaAlAs-лазерный диод при комнатной температуре ($\lambda = 0,85$ мкм и $\tau_p \approx 100$ нс), а ТСОВ охлаждались до температуры 180 К, при которой экситонный резонанс соответствовал $\lambda = 0,82$ мкм. К сожалению, методика ввода излучения в [76] не описана. Спустя еще два года нелинейную перекачку наблюдали в гребешковых ТСОВ из НКЯ Ga_{0.7}In_{0.3}As(150 Å)/GaAs(150 Å) на длине волны $\lambda = 1,15$ мкм [87]. Отстройка экситонного резонанса составляла $\Delta E = 40$ мэВ; при этом $n_2 = 2,25 \times 10^{-7}$ см² Вт⁻¹; коэффициент потерь $\delta = 30$ см⁻¹; длина одной линейной перекачки составляла примерно 0,4 мм. Исследовалось распределение энергии вдоль волноводов методом последовательного их скола.

3.2. О возможности наблюдения и использования эффекта самопере克莱чения излучения; дискретный оптический транзистор

Для того чтобы наблюдать искомое явление было решено [43] вводить в одну из жил цуг сверхкоротких импульсов, так как при этом устраняется паразитный эффект ВРМБ и повышается пороговая интенсивность пробоя торца световода. Был предложен также дискретный вариант оптического транзистора [43], в котором в качестве накачки используется непрерывная последовательность сверхкоротких импульсов с интенсивностью близкой к критической (рис. 6). В отсутствии дисперсии оптимальна прямоугольная форма сверхкоротких импульсов накачки; если же дисперсия существенна, то — солитонная: $\cosh^{-1}(\tau_n)$ (см. раздел 2.3). В этих случаях возможно полное переключение импульсов.

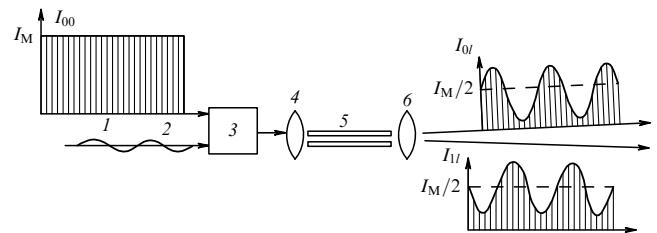


Рис. 6. Принципиальная схема дискретного оптического транзистора на основе ТСОВ: 1 — импульсы накачки; 2 — сигнал; 3 — смеситель; 4 — вводной микрообъектив; 5 — ТСОВ; 6 — разделяющий микрообъектив (взят из [43]).

3.3. Наблюдение самопере克莱чения света в ТСОВ и демонстрация возможности создания оптического транзистора

В следующем эксперименте [45] применен улучшенный, по сравнению с использованным в [40], двужильный волоконный световод на основе плавленого кварца с двумя параллельными одинаковыми жилами радиусом

³ На это обращалось внимание еще в [35].

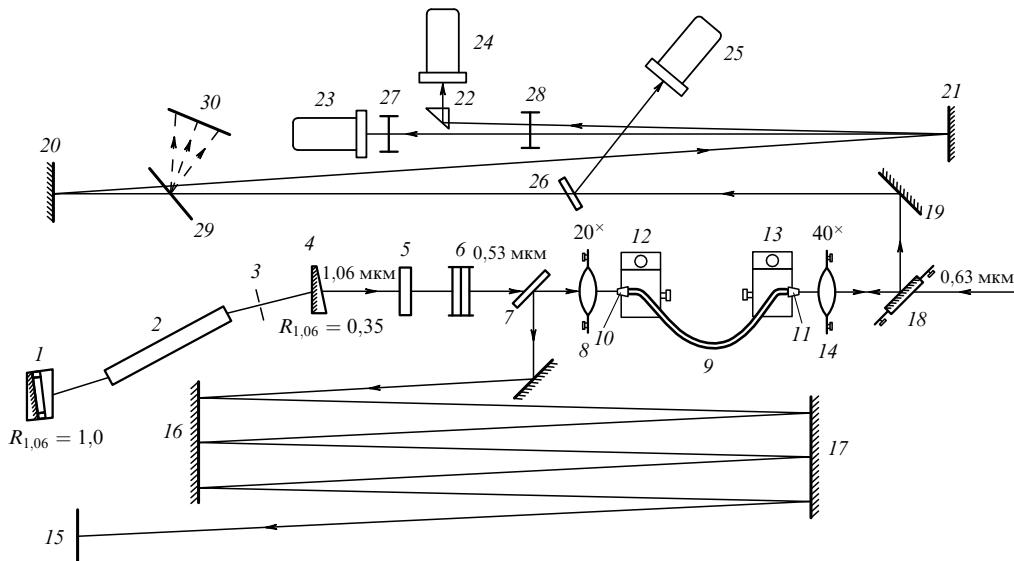


Рис. 7. Схема первого эксперимента [45] по самопереключению излучения в ТСОВ: 1–4 — лазер с пассивной синхронизацией мод; 5 — удвоитель частоты; 6 — фильтр; 7 — зеркало; 8 — микрообъектив; 9 — двухжильный волоконный световод; 10, 11 — держатели; 12, 13 — микрометрические подачи; 14 — микрообъектив; 15 — экран; 16–21 — зеркала; 22 — призма; 23–25 — фотоприемники; 26 — стеклянная пластинка; 27, 28 — фильтры; 29, 30 — съемная дифракционная решетка и экран (для выявления ВКР).

$a \approx 1,3$ мкм в общей оболочке; разность показателей преломления жилы и оболочки $\Delta n \approx 0,005$; $d \approx 8,6$ мкм. В этом эксперименте (схема которого представлена на рис. 7) в одну из жил вводили (с помощью усовершенствованной методики [117]) цуг сверхкоротких импульсов излучения второй гармоники от Nd:YAG-лазера ($\lambda = 0,53$ мкм) в режиме пассивной синхронизации мод. Пучки, вышедшие из обеих жил, пространственно разделялись и направлялись каждый на свой фотокатод (23 и 24). На третий фотокатод 25 (с чувствительностью $\approx 1,15$ мА Вт $^{-1}$) направлялось пластинкой 26 порядка 8 % мощности вводимого излучения. Благодаря малым потерям в световоде можно считать, что $I_{0l} + I_{1l} = I_{00}$. Электрические сигналы с фотокатодов с различными временными задержками направлялись на один и тот же вход осциллографа "Текtronикс" ($\Delta f \sim 1$ ГГц, $r_{вх} = 50$ Ом), на экране которого можно было видеть три цуга сверхкоротких импульсов (см. рис. 8–11): первый цуг (самый левый) — это сигнал, пропорциональный входному; второй и третий цуги — сигналы с выхода одной и другой жилы.

Подбором светофильтров в держателе 27 было достигнуто равенство амплитуд второго и третьего цугов импульсов на экране при $I_{0l} = I_{1l}$. Из-за уширения импульсов третьего цуга (после прохождения кабеля задержки длиной 50 м) эти импульсы в нижней части сливались между собой.

Примененная аппаратура позволяла регистрировать мощность, усредненную по интервалу времени $\tau_d \approx 0,5$ нс⁴. Это примерно на порядок занижало значения максимальной интенсивности отдельных импульсов ($\tau_p \approx 50$ пс) цуга и их огибающих на экране осциллографа. Учитывая приведенные выше данные, оценочный коэффициент пересчета от амплитуды "входного" сигнала на экране осциллографа к мощности составлял примерно $(0,08 \times 50$ Ом) $\times (1,15$ мА Вт $^{-1}$) $\times (\tau_p/\tau_d) \approx 0,46$ мВ Вт $^{-1}$.

⁴ Индекс d — от слова device.

Варьирование мощности импульсов внутри каждого цуга позволило проследить распределение мощности каждого отдельного импульса между ТСОВ на выходе в зависимости от его входной интенсивности. Иными словами, благодаря колоколообразному изменению интенсивности отдельных импульсов (от импульса к импульсу) внутри цуга мы получали своего рода "развертку" входных импульсов по интенсивности от нуля до максимума огибающей. Мощность всего входного цуга варьировалась как с помощью светофильтров 6, так и за счет естественного разброса амплитуд огибающей цугов импульсов лазера.

По сравнению с [40] в обсуждаемом эксперименте [45] были сделаны следующие усовершенствования. Во-первых, в схеме "наведения" использовали 30–40 % зеркало 7, благодаря которому в сторону экрана ответствовалось в 6–10 раз больше красного и зеленого света, чем в [40]. Это способствовало увеличению яркости изображения входного торца на экране 15 и, в свою очередь, позволило применить широкие (20×20 см 2) металлические зеркала 16, 17, установленные на расстоянии 170 см друг от друга, для увеличения оптического пути световых лучей от входного объектива до экрана до 10 м, обеспечив при этом компактность всей установки. Во-вторых, зеркало 18 (которое заменило съемное зеркало 6 в [40]) отражало более 95 % зеленого света, вышедшего из световода и пропускало больше 75 % красного, падающего на него с другой стороны. Это позволяло все время наблюдать на экране 15 увеличенное приблизительно в 2000 раз изображение входного торца световода (контролируя ввод излучения с $\lambda = 0,53$ мкм в одну жилу) и одновременно анализировать импульсы этого излучения с выхода световода на экране осциллографа. Nd:YAG-лазер мог работать как в режиме одиночных цугов импульсов, так и с частотой повторения 3 Гц, что облегчало контроль ввода света и юстировку схемы.

Вся оптическая схема эксперимента (см. рис. 7), включая оба лазера, была жестко "привязана" к массивной плите голографического стола, лежавшей на воздуш-

ной подушке. Таким образом, система была изолирована от внешних источников механических вибраций. Точность микрометрического перемещения входного торца световода в перпендикулярном лучу направлении была выше $0,2 \text{ мкм} \text{ дел}^{-1}$.

Было проведено несколько серий экспериментов. В пределах каждой серии параметры световода не менялись, т.е. $L = \text{const}$. Представлены осциллограммы четырех серий для отрезков световода с $l = 128 \text{ см}$ (рис. 8 — серия А), 101 см (рис. 9 — серия Б), 113 см (рис. 10 — серия В) и 128 см (рис. 11 — серия Г); входная интенсивность увеличивается сверху вниз, как и на рис. 2 (теоретический расчет формы импульсов).

Наблюдалось качественное соответствие экспериментальных (см. рис. 8–11) и теоретических результатов (см. рис. 2).

Эксперименты выявили общую закономерность: при малых интенсивностях вводимого света ($\leq 0,3 \text{ ГВт} \text{ см}^{-2}$) форма огибающих второго и третьего цугов импульсов на экране осциллографа не менялась; не менялось и соотношение между их амплитудами (рис. 8–11). Это линейный режим. На рисунке 1 ему отвечает область, где $(I_{00}/I_{0M})^2 \ll 1$ и кривая $T_0(I_{00}/I_{0M})$ почти параллельна оси абсцисс.

С ростом амплитуды I_{00} (т.е. высоты первого цуга) амплитуда второго (а для серии Г — третьего) цуга несколько увеличивалась, но это увеличение постепенно замедлялось и сходило на нет. Вблизи определенного для данной серии значения амплитуды I_{00} , в центре второго цуга (а для серии Г — в центре третьего) возникал провал (рис. 8б, 9б, 10б, 11г), т.е. уменьшение импульсов цуга. В центре второго цуга на рис. 11 и третьего на рис. 8–10 при этом наблюдался выброс интенсивности. Эта ситуация отвечает "провалу" кривой самопереключения (см. рис. 1) и амплитуде $I_{00} \approx I_M^{(1)}$.

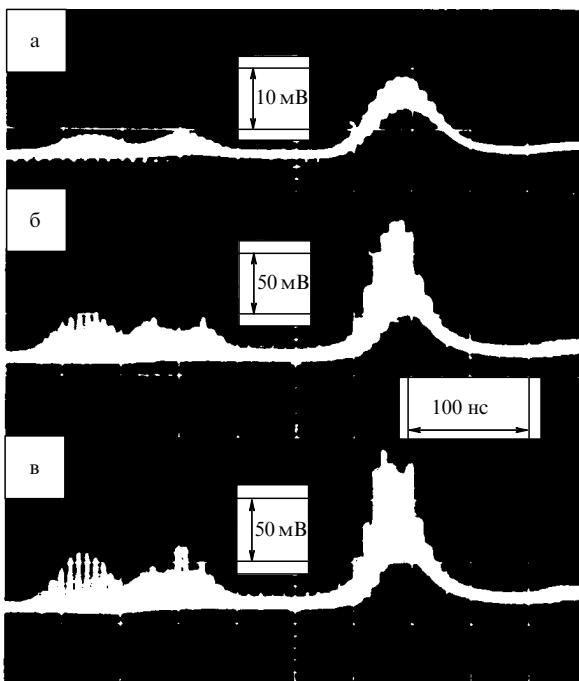


Рис. 8. Осциллограммы [45] импульсов входного сигнала I_{00} (левый цуг) и выходных сигналов I_{0l} (средний цуг), I_{1l} (правый цуг). Экспериментальная серия А.

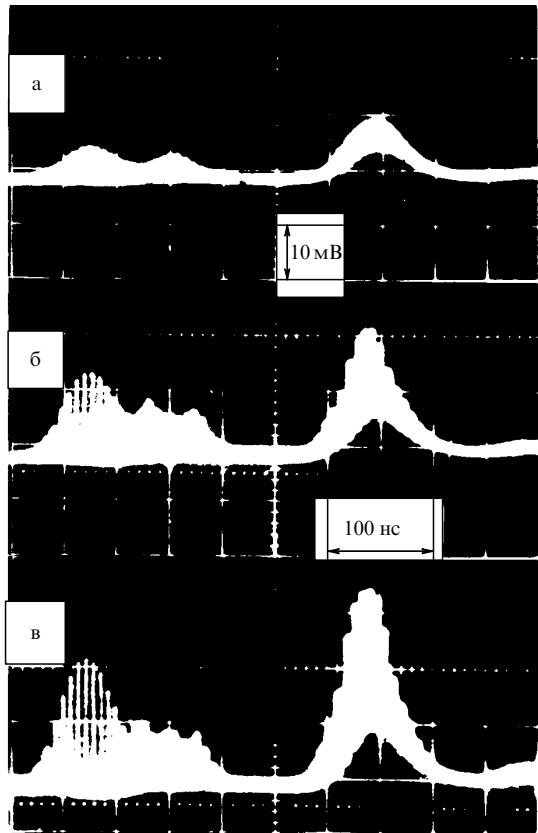


Рис. 9. Осциллограммы импульсов, зарегистрированных в экспериментальной серии Б.

При дальнейшем увеличении амплитуды I_{00} в центре второго цуга (для серии Г — в центре третьего) появлялся выброс, а в центре третьего (для серии Г — в центре второго) — провал (рис. 8в; 9в; 10г, д; 11д, е).

На рисунке 10в–д виден сам эффект самопереключения: при малом увеличении амплитуды I_{00} выброс в центре второго цуга столь велик, что второй цуг вновь становится выше третьего. При этом малые перепады входной мощности на выходе многократно усиливаются. Это усиление перепадов I_{00} возникает вблизи значения $I_{00} = I_{0M}$, $c\beta I_{0M}/2\pi \sim 1 \text{ ГВт} \text{ см}^{-2}$, которое согласуется с приведенной в [37] оценкой критической интенсивности. Для других серий также $c\beta I_{0M}/2\pi \sim 1 \text{ ГВт} \text{ см}^{-2}$.

Коэффициент усиления $k = \partial I_{0l}/\partial I_{00}$ можно оценить как из сопоставления рис. 10г и рис. 10д (малое, примерно на 20 %, увеличение высоты первого цуга вызывает значительно большее, примерно на 100 %, увеличение высоты второго цуга), так и из анализа отдельной фотографии 10д. Оценим коэффициент усиления по фотографии 10д. Разность высот соседних импульсов (отмеченных стрелками) во втором цуге примерно в 5–7 раз превышает разность высот этих импульсов в первом цуге. Учитывая небольшое различие разности высот соседних импульсов в первом и втором цугах в линейном режиме (на рис. 10а во втором цуге эта разность в 1,5 раза больше, чем в первом), получаем грубую оценку коэффициента дифференциального усиления оптического транзистора $k \approx 3 \div 5$.

Отметим, что осциллограмма 10д получена, когда амплитуда $I_{00} \approx I_M^{(0)} > I_{0M}$, так как, во-первых, высоты наивысших импульсов во втором цуге вновь сближаются

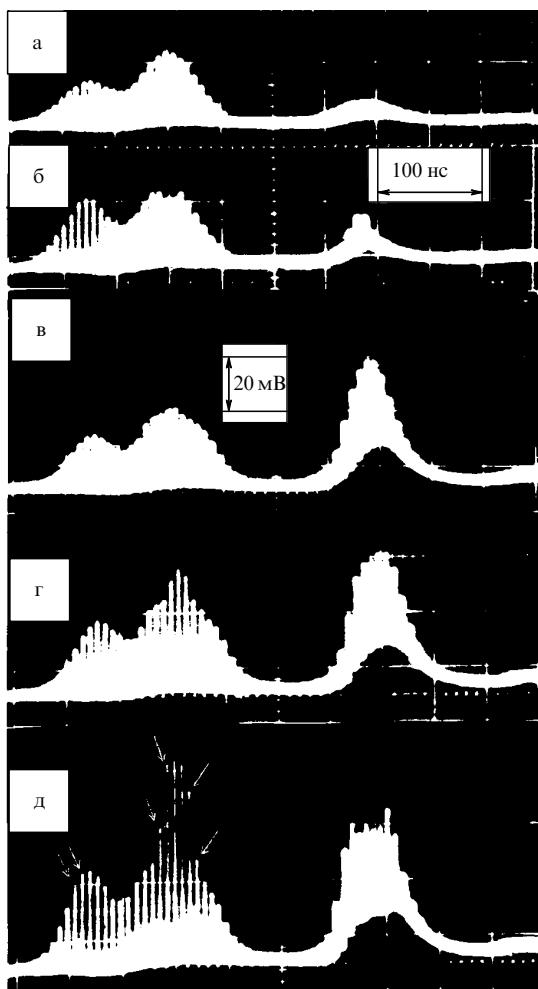


Рис. 10. Осциллографмы импульсов, зарегистрированных в экспериментальной серии В.

и, во-вторых, высота второго цуга вновь становится больше высоты третьего, т.е. $I_{0l} > I_{1l}$.

Для серий А, Б (рис. 8, 9) амплитуда I_{00} не достигает соответствующих этим сериям значений I_{0M} .

Эффект самопереключения виден и на осциллографмах серии Г (см. рис. 11), где в отличие от предыдущих серий третий цуг (самый правый) выходит из нулевого волновода, а второй цуг — из первого. На рисунке 11б, в амплитуда второго цуга меньше амплитуды третьего, а при большей входной интенсивности (рис. 11г–е) амплитуда второго цуга — уже больше амплитуды третьего. Рисунок 11г соответствует амплитуде $I_{00} \approx I_M^{(1)}$. На рисунке 11г–е отчетливо видно развитие явления самопереключения: по мере малого увеличения входной интенсивности импульсы из нулевого волновода (в центре третьего цуга) стремительно нарастают. При этом на рис. 11е (отвечающему участку характеристики вблизи точки М) отчетливо видно, что изменение мощностей на выходе многократно превышает изменение входной мощности: второй и третий цуги буквально "разваливаются" на отдельные сверхкороткие импульсы.

Подчеркнем, что форма "суммарного" цуга (самого левого на экране) всегда остается неизменной — колоконообразной, совпадающей с формой исходного лазерного цуга, т.е. мощность лишь перераспределяется между ТСОВ.

Сопоставляя рисунки 1, 2 и рис. 8–11 и определяя, амплитуда какого цуга первой прекращает рост с ростом амплитуды I_{00} , а также соотношение между амплитудами второго и третьего цугов в линейном режиме (отсчитывая высоту импульсов третьего цуга от "пьедестала"), можно заключить: для рис. 8–10 второй цуг выходит из нулевого волновода, а для рис. 11 — из первого; для всех осциллографм $L > \pi$, причем для рис. 10 $L \approx 1,8\pi$, а для рис. 11 $L \approx 1,6\pi$.

При качественном совпадении результатов эксперимента и теории имеется, однако, количественное расхождение между ними в оценке крутизны самопереключения (коэффициента усиления оптического транзистора) при $I_{00} \approx I_{0M}$. Во-первых, если исходить из указанного выше значения параметра L , то коэффициент усиления для рис. 10 согласно (2.2.3) теоретически равен $\exp(L)/8 \approx \approx 35 \div 50$, т.е. примерно на порядок больше, чем измеренный. Во-вторых, если исходить из экспериментальных оценок значений $I_M^{(1)}/I_{0M}$ и $I_M^{(0)}/I_{0M}$, то параметр L для серии В окажется согласно (2.2.2) равным $L \approx \pi - 1,2\pi$, что существенно меньше указанного выше значения L . Провалы интенсивности на рис. 8–11 оказываются не полными в отличие от рис. 2.

Главная причина такого количественного расхождения — отклонение формы сверхкороткого импульса от прямоугольной и усреднение аппаратурой регистрируемой мощности по интервалу времени приблизительно равному 0,5 нс. Дело в том, что лишь часть сверхкороткого импульса с определенной интенсивностью $I_{00} \approx I_M^{(0)}$ (или $I_{00} \approx I_M^{(1)}$) вовлекается в процесс самопереключения и перебрасывается на выход нулевого (или первого) волновода; остальная его часть остается на выходе первого (или нулевого) волновода. Аппаратура же при измерении интегрирует эти быстрые изменения мощности сверхкоротких импульсов по интервалу времени $\tau_d \approx 0,5$ нс. Это приводит к тому, что провалы в огибающих на экране осциллографа (рис. 8б, 9б, 10б, 11г) оказываются не полными (в отличие от рис. 2), а значение коэффициента усиления, оцененного по осциллографме (например, по рис. 10д) — заниженным по сравнению с теоретическим (2.2.3).

Для осциллографм серии Г (рис. 11г–е) экспериментальные точки указаны на рис. 12 (каждой точке отвечает свой сверхкороткий импульс) и проведены расчетные кривые [70] (см. приложение), учитывающие интегрирование аппаратурой регистрируемой мощности ($\tau_d \approx 0,5$ нс) (кроме того, исключался "пьедестал"). С учетом такого интегрирования теория и эксперимент согласуются не только качественно, но и количественно. Разумеется, данный эксперимент (так же как и предыдущий) можно использовать для определения K , Θ и n_2 (см. приложение).

Чтобы проверить отсутствие или наличие ВКР и оценить его интенсивность, на пути вышедших из световода пучков помещали съемную дифракционную решетку 29 (см. рис. 7) с плотностью 300 штрихов мм^{-1} . Сопоставляя картины на экране 30 и на экране осциллографа, мы выявили, что указанные провалы и выбросы, как правило, не сопровождаются ВКР, т.е. возникают при интенсивностях ниже пороговой для ВКР. В частности, в рассмотренных выше сериях ВКР не наблюдалось. Поэтому описанную закономерность нельзя объяснить за счет ВКР. Другие нелинейные эффекты: ВРМБ, ГВГ, ГТГ в условиях данного эксперимента также отсутствовали.

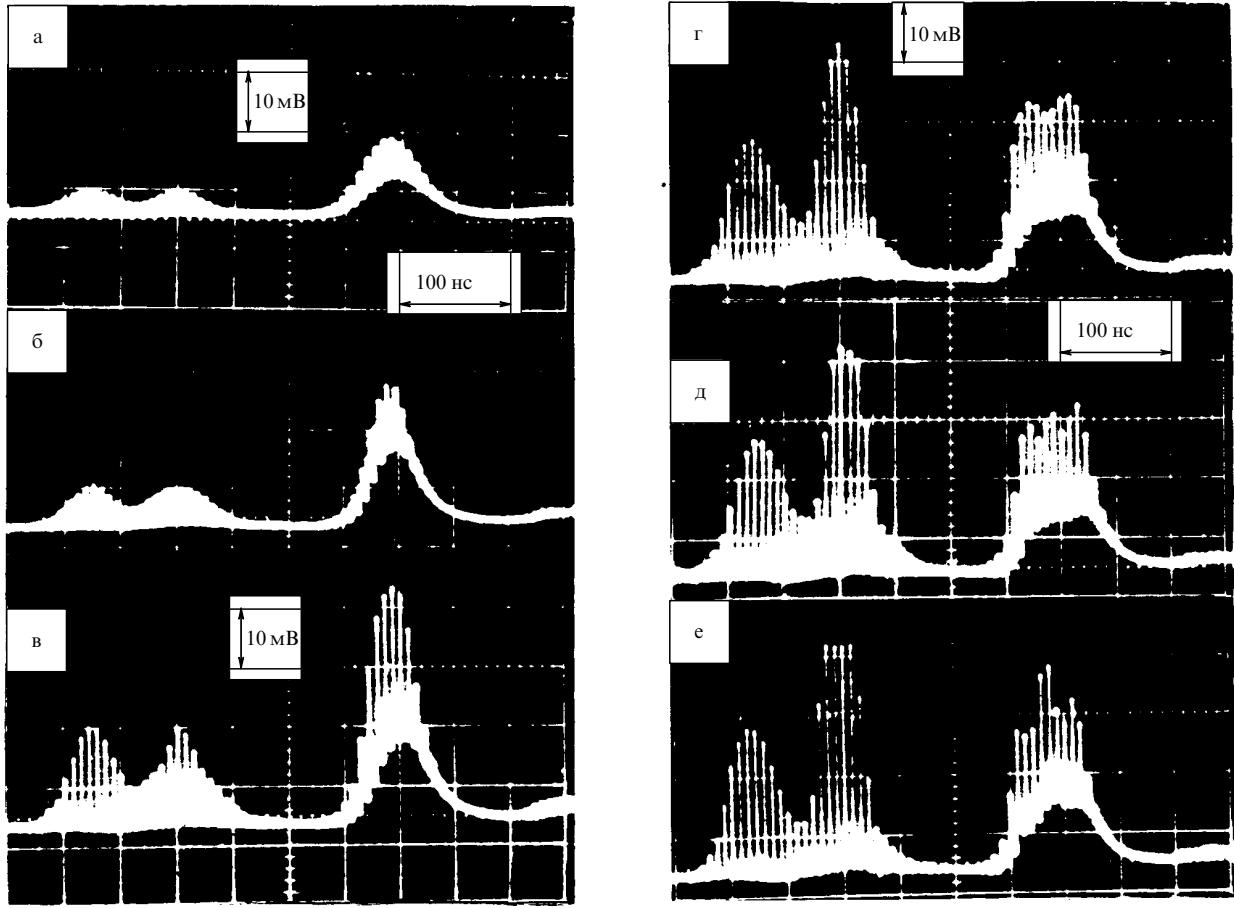


Рис. 11. Осциллографмы импульсов входного сигнала I_{00} (левый пуч) и выходных сигналов I_{11} (средний пуч), I_{0l} (правый пуч). Экспериментальная серия Г.

На основании изложенного можно сделать вывод, что в эксперименте [45] впервые в классе систем с ОРСВ наблюдалось явление самопереходения излучения, и продемонстрирована возможность создания оптического транзистора на его основе.

Вскоре был проведен аналогичный эксперимент [84], подтвердивший самопереходение ОРСВ различных поляризаций. В [84] использовались волны круговых поляризаций. Самопереходение ОРСВ ортогональных поляризаций, предсказанное в [34, 37], наблюдалось позже в [90, 104].

Спустя год с небольшим эксперимент [45] был повторен [92] и также наблюдался эффект самопереходения света в ТСОВ. Однако простое перекрытие части луча лезвием бритвы, предпринятое в [92], представляется менее удачным, чем в [45], решением проблемы контролируемого введения света в одну из жил световода. До разработки методики ввода света [117] мы также пытались пользоваться бритвой для перекрытия одной из жил, но пришли к выводу, что этот способ не гарантирует надежно контролируемый ввод света в одну из жил из-за дифракции света на краю бритвы.

3.4. Распад и укорочение сверхкороткого импульса света при его самопереходении

Впервые эти явления наблюдались в эксперименте [46]. Использовался тот же волоконный световод и та же методика [117] ввода света в него, что и в эксперименте [45]. Два световых пучка, вышедших из обоих ТСОВ,

пространственно разделялись (на расстояние примерно 5 мм) и направлялись в щель скоростной электронно-оптической камеры. На фотографиях (рис. 13), сделанных с экрана камеры, и соответствующих денситограммах (рис. 14), отчетливо видно, что при определенной интенсивности ($I_{00} \approx I_M^{(1)}$) входного импульса в центральной части одного из выходных импульсов (на рис. 13 — верхнего) возникает провал интенсивности (и он как бы распадается на две части), а в том же месте другого — узкий и резкий выброс интенсивности (рис. 13а, в; рис. 14а, в). При чуть большей входной интенсивности ($I_{00} \approx I_M^{(0)}$) выброс сменяется провалом, а провал — выбросом (рис. 13б, г; рис. 14б, г). Длительность провала и выброса была менее 6 пс, а длина световода порядка 1 м, т.е. длительность пробега света по волноводам составляла примерно 5 нс. Это означает, что время переключения определяется не длительностью пробега света по ТСОВ, а лишь временем установления оптической нелинейности, которое для плавленого кварца порядка 10^{-14} с.

Спустя 2 года был проведен эксперимент [93] аналогичный [46]; на вход подавались импульсы длительностью порядка 200 фс и для регистрации выходных импульсов использовался автокоррелятор.

3.5. Последующие эксперименты

В [95, 96] были сделаны попытки снизить критическую интенсивность I_{0M} самопереходения, используя экспионный резонанс в ТСОВ на основе слоистых структур

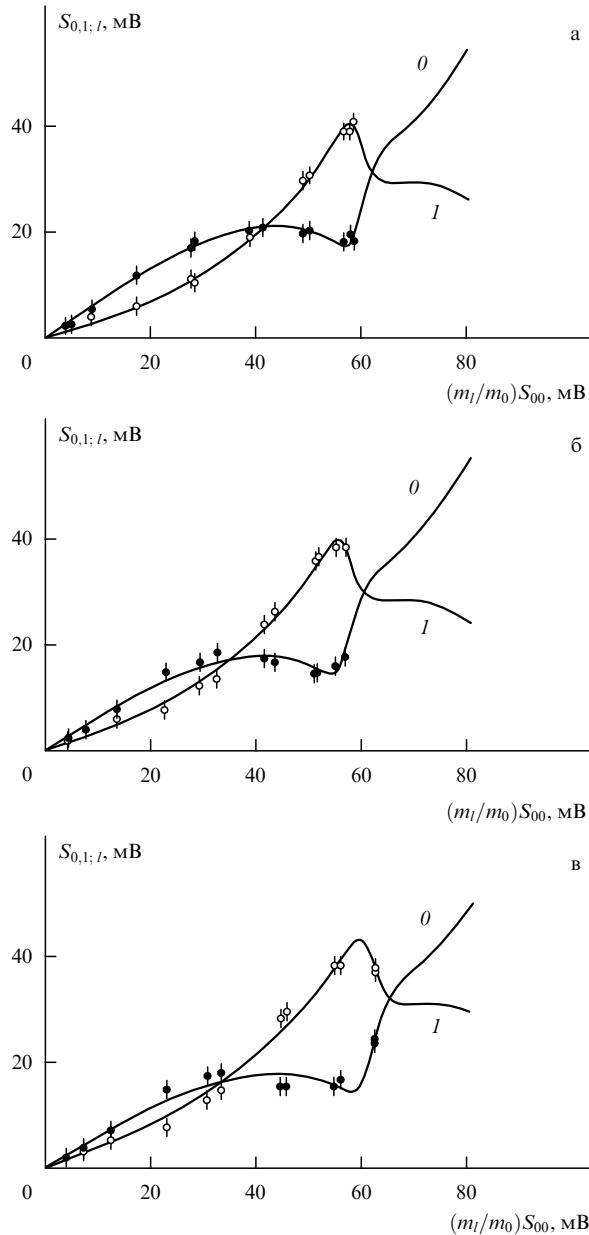


Рис. 12. Экспериментальные точки и расчетные зависимости выходных интенсивностей импульсов от входных с учетом интегрирования импульсов по времени аппаратурой; (а) соответствует рис. 11г; (б) — 11д; (в) — 11е (см. приложение).

НКЯ из полупроводников A^3B^6 , обладающих большой нелинейностью. Сложность состоит в том, что вблизи экситонного резонанса, где нелинейность особенно велика, чрезвычайно велико и поглощение. Это заставляет сокращать длину ТСОВ l , снижая крутизну самоперееключения; сохранить высокую крутизну можно, увеличивая K , но при этом неизбежно возрастает I_M . Самоперееключение излучения наблюдали в полосковых гребенчатых ТСОВ (рис. 15), причем светонесущий слой представлял НКЯ из 60 периодов $GaAs(100 \text{ \AA})/Al_{0,28}Ga_{0,72}As(100 \text{ \AA})$ и экситонный резонанс соответствовал $\lambda \approx 0,839 \text{ мкм}$ [96]. Ввод излучения только в один волновод достигался за счет того, что нулевой волновод был на 500 мкм длиннее первого. В [96] исследовали два образца. Для одного образца (высота гребешка 0,74 мкм, зазор между ними приблизительно

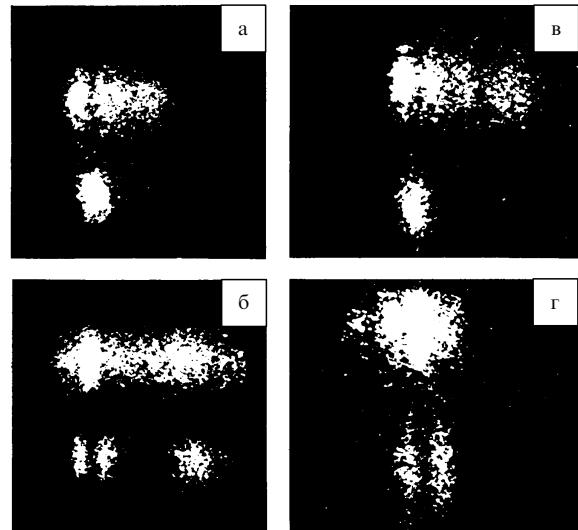


Рис. 13. Фотографии импульсов, полученные с экрана камеры [46]. Два вертикально расположенных пятна соответствуют импульсам из двух ТСОВ.

равен 1 мкм) $\lambda \approx 0,870 \text{ мкм}$, $\Delta E \approx 53 \text{ мэВ}$, $l = 1,2 \text{ мм}$, $\alpha = 31 \text{ см}^{-1}$, пропускание — около 1 %. Для другого образца (высота гребешка 0,74 мкм, зазор между ними приблизительно равен 2 мкм) $\lambda \approx 0,878 \text{ мкм}$, $\Delta E \approx 66 \text{ мэВ}$, $l = 3,1 \text{ мм}$, $\alpha = 5 \text{ см}^{-1}$. Несмотря на использование такой структуры критическая мощность самоперееключения была сравнительно большой $P_M \sim 10 \text{ Вт}$, а критическая интенсивность — порядка 10^8 Вт см^{-2} , т.е. всего на порядок меньше, чем в [45], где использовалось обычное волокно на основе плавленого кварца. Так как в [96] $l \sim 1 \text{ мм}$, а в [45] $l \sim 1 \text{ м}$, то согласно данным [96] нелинейность НКЯ была всего лишь на четыре порядка больше, чем у волокна [45], тогда как по данным предыдущего эксперимента [95] нелинейность НКЯ была $n_2 = 1,67 \times 10^{-5} \text{ см}^2 \text{ Вт}^{-1}$, т.е. на семь порядков больше, чем у плавленого кварца. Парадокс возможно объясняется следующими причинами. Во-первых, в [95] излучение было непрерывным, а в [96] оно представляло сверхкороткие импульсы. Поэтому, учитывая "медленность" нелинейности НКЯ (без бомбардировки протонами $\tau_{nl} \approx 20 \text{ нс}$, при бомбардировке протонами $\tau_{nl} \approx 0,04 \text{ нс}$ [97]), можно предположить, что нелинейность в [96] "не успевала", а в [95] "успевала" достигать максимальных (установившихся) значений, и поэтому нелинейность эффективно была в [96] больше, чем в [95] (даже если бы отстройка от резонанса в [95] и [96] была одинаковой). Возможно, по этой же причине эффективное отношение нелинейности НКЯ [96] к гораздо менее инерционной нелинейности волокна [45] при пикосекундных импульсах оказалось не столь большим, как при работе с наносекундными и более длинными импульсами. Во-вторых, авторы [95] ближе подошли к экситонному резонансу: $\Delta E \approx 13 \text{ мэВ}$ (при $l \approx 2 \text{ мм}$) и поэтому добились гораздо большей нелинейности и гораздо меньшей критической интенсивности (равной 170 Вт см^{-2}), чем в [96]. Сделать это (по мнению авторов [95]) удалось за счет того, что НКЯ $GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ находился между волноводами, и в нем распространялся лишь слабый экспоненциально спадавший (в поперечном направлении) хвост профиля поля.

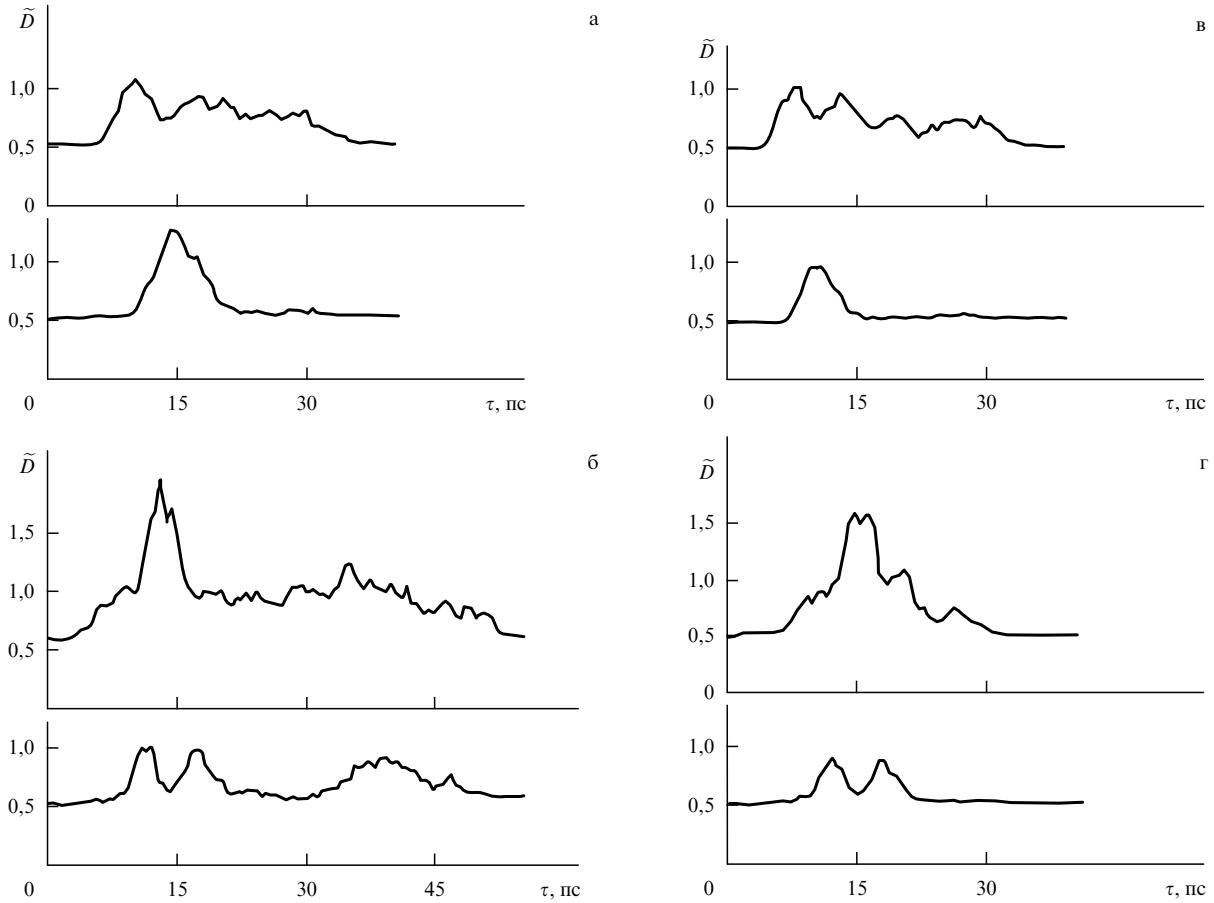


Рис. 14. Денситограммы [46], соответствующие рис. 13.

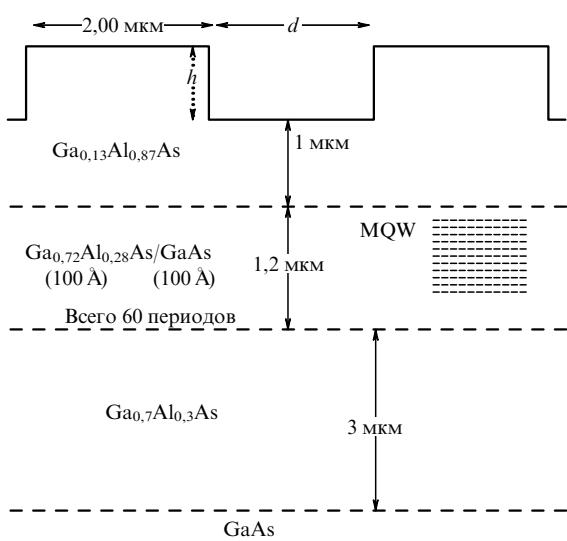


Рис. 15. Гребешковые ТСОВ [96], где светонесущий слой — набор квантовых ям из слоев GaAs (100 Å)/Al_{0,28}Ga_{0,72}As (100 Å). Для одного образца $d = 1$ мкм, $h = 0,74$ мкм; для другого — $d = 2$ мкм, $h = 0,82$ мкм.

Поэтому роль поглощения была снижена, что и позволило приблизиться к экситонному резонансу. Отметим, что специфика планарных волноводов [95] обсуждалась ранее [94]. Однако следует иметь в виду, что нелинейный коэффициент волновода Θ_j пропорционален инте-

гралу перекрытия профиля поля и профиля нелинейности (см. (1.1.8) из [1]), а в схеме [95] это перекрытие меньше, чем в схеме [96].

Наблюдалось [60, 61] также самопереключение излучения с $\lambda = 1,06$ мкм в двужильном волноводном световоде с разведенными на концах жилами (рис. 16). Этот эксперимент аналогичен описанному в разделе 3.3, но методика ввода излучения была, конечно, значительно проще. Использование ТСОВ с разведенными светонесущими жилами на концах облегчает и контролируемый ввод излучения в волноводы (или один из них), и объединение переключателей.

Самопереключение еще одного вида ОРСВ — односторонние распределенно связанные волноводные мод — также наблюдалось экспериментально [98].

В самое ближайшее время следует ожидать эксперимента по самопереключению солитонов в ТСОВ и других системах с ОРСВ. Его может сделать любая группа, располагающая солитонным лазером. Критическая интенсивность образования солитона P_s/S должна соответствовать критической интенсивности его самопереключения. Например, для волноводного световода длиной $l \sim 1$ м имеем $P_{0M} \sim 100$ Вт [37, 40, 45, 1], и условие $P_s \approx P_{0M}$ достигается при длительности импульса порядка 100 фс (см. раздел 2.3).

3.6. Требования к параметрам системы и накачки

Для наблюдения явления самопереключения и создания приборов на его основе важно представлять требования, предъявляемые к параметрам накачки и системы с ОРСВ,

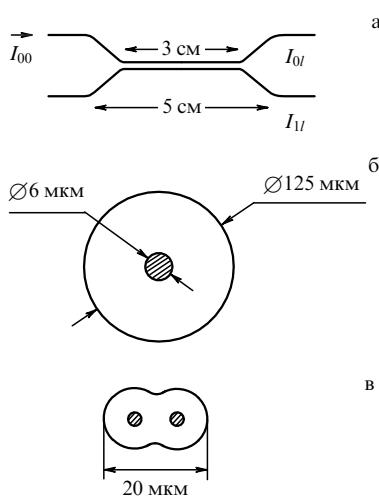


Рис. 16. Двужильный волоконный световод [60, 61] с разведенными жилами на концах (а) и его поперечное сечение на концах (б) и в области туннельной связи (в).

в которой это явление предполагается наблюдать и использовать.

3.6.1. Требования к параметрам системы. Разброс параметров (зазора между волноводами, ширины волноводов и т.п.) проявится в разбросе значений K (с соответствующей дисперсией σ_K), что, в свою очередь, вызовет разброс значений I_M . Нужно, чтобы этот разброс укладывался в пределы линейного участка характеристики. Иначе точка M_0 для одних параметров совпадет с точкой M_1 для других (см. (2.2.2)), и самопереключение исчезнет. Для этого, согласно оценке, нужно, чтобы выполнялось неравенство

$$\frac{|\sigma_K|}{K} < 8 \exp(-L), \quad (3.6.1)$$

т.е. чтобы относительный разброс значений коэффициента связи был меньше обратного коэффициента усиления (k^{-1}). Для оптических вычислительных машин нужны самопереключатели с коэффициентом усиления $k \sim 10$. У таких самопереключателей относительный разброс значений коэффициента связи не более 10 %, что соответствует разбросу значений зазора между волноводами не более 1 %. Для других параметров (ширины волноводов, значений Δn) требования к разбросу менее жесткие — не более нескольких процентов, потому что эти параметры в меньшей степени влияют на коэффициент связи.

3.6.2. О допустимом отклонении ТСОВ от идеальности. Постоянство радиуса a каждой жилы, зазора между ними d , разности показателей преломления Δn жилы и оболочки вдоль ТСОВ обеспечивает постоянство β и K . В реальных ТСОВ колебание значений a , d и Δn вызывает разброс значений β и K вдоль ТСОВ, который можно охарактеризовать их дисперсиями σ_β и σ_K . Допустимое отклонение от идеальности (т.е. условие пригодности ТСОВ для оптического транзистора) можно в первом приближении сформулировать в виде (3.6.1) и

$$\sigma_\beta \ll K, \quad (3.6.2)$$

где K — среднее по l значение коэффициента связи. Смысл (3.6.1) состоит в том, что разброс значений I_{0M} , обусловленный разбросом K , не должен превышать размер линейного участка характеристики самопереключателя, т.е. чтобы относительный разброс значений K был меньше обратного коэффициента усиления (k^{-1}); (3.6.2) вытекает из условия применимости теории.

Таким образом, для уменьшения влияния неидеальности ТСОВ (разброса параметров a , d , Δn) выгоднее работать при малых l и больших K (что соответствует большим I_{0M}), которые сравнительно легко обеспечить в дискретном оптическом транзисторе [43] (раздел 3.2).

3.6.3. Требования к накачке. Реализация предложенного оптического транзистора выдвигает высокие требования к стабильности интенсивности накачки I_p . Во-первых, стабильность I_p необходима для того, чтобы избежать нелинейных искажений при усилении сигнала. Во-вторых, амплитуда усиленного сигнала должна значительно превышать амплитуду усиленного "паразитного" изменения накачки. Иными словами, коэффициент усиления изменения сигнала должен быть значительно выше коэффициента усиления изменения накачки. Поэтому оптический транзистор с подачей когерентных накачки и сигнала на вход в разных волнах (см. [55, 56, 62] и [1], раздел 3) должен быть значительно менее критичен к нестабильности интенсивности накачки, нежели оптический транзистор с подачей некогерентных накачки и сигнала на вход в одной волне (см. [34] и [1], раздел 2). Во втором, наиболее неблагоприятном случае (см. (2.2.2)) первое условие означает, что отклонение ΔI_p от заданного значения $I_p \approx I_{0M}$, отвечающего середине линейного участка характеристики, не должно превышать размеры линейного участка, т.е.

$$|\Delta I_p| < 32 \frac{K}{|\Theta|} \exp(-L) \quad \text{или} \quad \left(\frac{\Delta I_p}{I_p} \right)^2 \ll 64 \exp(-2L). \quad (3.6.3)$$

В случае $D = 0$ для дискретного оптического транзистора форма импульсов накачки должна быть как можно ближе к прямоугольной. Такую форму можно получить различными способами. Во-первых, используя самомодуляцию сверхкоротких импульсов в нелинейном оптическом волокне с дисперсией с помощью линии задержки с отрицательной дисперсией или используя специальные транспаранты [15]. Во-вторых, сверхкороткие импульсы накачки перед подачей на вход дискретного оптического транзистора можно предварительно пропустить еще через одну нелинейную систему с ОРСВ для формирования (опять-таки за счет явления самопереключения) прямоугольных импульсов [43]. Возможность такого формирования прямоугольных импульсов показана в [47] и разделе 2.2 (см. рис. 2).

3.6.4. О влиянии самофокусировки на самопереключение ОРСВ. Самофокусировка заведомо не создает никаких помех самопереключению, если самопереключение возникает при меньшей входной мощности, чем самофокусировка:

$$S \frac{4K}{|\Theta|} \frac{c\beta}{2\pi} \sim P_M < P_{cf} \sim \frac{c\beta\lambda^2}{32\pi^2|\Theta|}, \quad (3.6.4)$$

где $K = (\lambda\beta/2l)m$, m — число линейных перекачек.

Отсюда следует, что если длина волноводов не слишком мала:

$$l > \frac{32\pi m \beta S}{\lambda} \sim \frac{32 \times \pi \times 1,5 \times 10^{-7} \text{ см}^2}{10^{-4} \text{ см}} \approx 0,15 \text{ см}, \quad (3.6.5)$$

а конкретно $l \geq 1 \div 2$ мм, то самопереключение возникает при меньшей мощности, чем самофокусировка. Так как

$$\frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{(\Delta n) 2n} \sim 2,4,$$

то $\beta S \sim \lambda^2 / (\Delta n)$ и (3.6.5) эквивалентно

$$\Delta n > 30 \Theta I_{00}. \quad (3.6.6)$$

Т.е. условие (3.6.6) означает, что светоиндуцированное изменение показателя преломления порядка ΘI_{00} должно быть много меньше разности показателей преломления жилы и оболочки. В [40, 45, 46] это условие выполнялось с большим запасом.

В принципе, эффект самофокусировки может приводить к уменьшению эффективного поперечного сечения волновода и, как следствие, к увеличению нелинейного коэффициента Θ и снижению I_{0M} .

3.6.5. О роли ВКР. При ВКР в стеклянном световоде частотный сдвиг первой стоксовой компоненты составляет примерно 500 см^{-1} . Если длина волны накачки $\lambda = 1,064 \text{ мкм}$, то в световоде возникает излучение с $\lambda = 1,12 \text{ мкм}$; $1,18 \text{ мкм}$ и т.д. Коэффициент связи K ТСОВ на этих длинах волн будет существенно (в $1,5 \div 3$ раза) превышать K для $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ и поэтому для стоксовых компонент будет существенно выше, чем K для исходной накачки. Вследствие этого стоксовые компоненты в процессе переключения участвовать не будут и могут создать паразитный фон. Поэтому на выходе ТСОВ их нужно удалить, выделив излучение исходной накачки, например, с помощью дифракционной решетки. При такой спектральной селекции на выходе ТСОВ отрицательная роль ВКР сводится лишь к уменьшению интенсивности накачки, что в первом приближении равносильно наличию небольших оптических потерь в ТСОВ. Умеренные же потери, как показано в [43] и [1], не нарушают эффект самопереключения излучения.

Роль ВКР уменьшается при переходе к коротким системам с ОРСВ ($l \leq 10 \text{ см}$), а именно такие системы удобны для изготовления компактных устройств. При $l \leq 10 \text{ см}$ доля интенсивности накачки, преобразуемая в стоксовые компоненты, меньше 1 % и экспоненциально уменьшается с уменьшением l .

3.6.6. О влиянии изгибов световода на самопереключение воли. Изгиб волновода сильно увеличивает "растекание" поля из волновода, т.е. увеличивает поле в хвосте моды, которое экспоненциально зависит от радиуса кривизны [4, 6]. Поэтому изгиб сильно увеличивает перекрытие полей, а значит, и коэффициент связи волноводов, а следовательно, и параметр L (следовательно, и крутизну самопереключения) и критическую интенсивность I_{0M} .

3.6.7. О влиянии изменения температуры и нагрева волноводов на работу оптического транзистора. При прохождении излучения неизбежен некоторый нагрев волноводов.

Это изменение температуры, по-видимому, должно сильнее влиять на работу оптического транзистора на ТСОВ, чем на основе других ОРСВ, поскольку волны в ТСОВ пространственно разделены. Оценим степень этого влияния.

Оптический транзистор на ТСОВ работает при интенсивности накачки близкой к критической: $I_p \approx I_M$; в этом случае усредненные по времени интенсивности волн примерно одинаковы (см. рис. 1, [35] и [1]), и поэтому изменение их показателей преломления Δn почти одинаково, т.е. если ТСОВ идентичны, то их идентичность ($\alpha = \beta_1 - \beta_0$) должна сохраняться во времени. Поэтому, согласно [42] (см. [1], раздел 2.3), смещение рабочей точки, обусловленное температурным изменением, может быть вызвано в основном лишь вариацией коэффициента связи K за счет изменения длины волноводов или зазора d между ними. Оценим значения Δn , Δd для двужильного волоконного световода, у которого потери на нагрев составляют $1 \text{ дБ} \text{ см}^{-1}$, а на отрезке длиной 1 см — на 5 порядков меньше, и поэтому при средней мощности излучения 10 Вт мощность выделяемого тепла $\Delta Q \sim 10^{-4} \text{ Вт}$. Тепло выделяется главным образом в жилах световода сечением $S \sim 10^{-7} \text{ см}^2$, и при плотности $\rho \approx 2,2 \text{ г см}^{-3}$, теплоемкости $C \approx 0,2 \text{ кал г}^{-1} \text{ град}^{-1}$, теплопроводности $\tilde{\chi} \approx 0,003 \text{ кал град}^{-1} \text{ см}^{-1} \text{ с}^{-1}$ время установления температурного равновесия между жилой и оболочкой ($\tau' \sim \rho CS / \tilde{\chi} \sim 10^{-5} \text{ с}$) очень мало. Поэтому мало и увеличение температуры жилы относительно оболочки, составляющее $\Delta T \sim \tau' \Delta Q / Cm \sim 10^{-2} \text{ град}$. Поскольку $\partial n / \partial T \sim 10^{-5}$, $\Delta d / d \sim 10^{-7} \Delta T$, а первоначальное (без нагрева) $\Delta n \approx 0,005$, то относительные температурные изменения Δn и Δd составят соответственно 2×10^{-5} и 10^{-9} . Поэтому температурным изменением K и I_M в двужильном волоконном световоде можно пренебречь [43].

Для ТСОВ на основе GaAs при потерях 1 дБ см^{-1} согласно оценке [43] температурное изменение K и I_M также не существенно.

4. Переключение излучения с одной частоты на другую в среде с квадратичной нелинейностью

В данном разделе показана возможность переключения излучения в другой группе ОРСВ — с коэффициентом связи, зависящим от амплитуд (см. введение). Конкретно рассмотрены волны на частотах ω и 2ω в квадратично-нелинейной среде. Более 25 лет эти волны изучали с целью получения максимального коэффициента преобразования мощности излучения с одной частоты на другую [12–14]. Мы же показали [50, 51, 53, 54] возможность резкого переключения излучения в таких системах. Конкретно рассмотрена ситуация, когда на вход квадратично-нелинейной среды поступает мощная накачка на частоте ω или 2ω и слабый переменный управляющий сигнал на частоте соответственно 2ω или ω . Оказалось, что при определенных условиях малое изменение интенсивности сигнала вызывает резкое переключение излучения на выходе с одной частоты на другую: скажем, с частоты 2ω на частоту ω или наоборот. На основе таких переключений можно создать оптический транзистор и усилитель; в [51, 53, 54] найдены формулы для их коэффициентов усиления.

Время переключения определяется временем релаксации нелинейности, которое для квадратичной нелинейности порядка 10^{-15} с. Поэтому быстродействие рассматриваемых в данном разделе оптических транзисторов и переключателей существенно выше (по крайней мере на порядок), чем быстродействие аналогичных устройств на основе кубической нелинейности среды, рассмотренных в разделах 2 и 3, а также в [1].

Интересно отметить, что в условиях такого переключения возможно полное преобразование излучения во вторую гармонику даже при отстройке от синхронизма [50, 51].

4.1. Общие формулы

Покажем возможность переключения излучения с одной частоты (2ω) на другую (ω) (или наоборот) на выходе среды, обладающей только квадратичной нелинейностью (кубическая нелинейность полностью отсутствует). Переключение осуществляется путем подачи мощного постоянного излучения, накачки (на частоте $m\omega$, $m = 1, 2$) и слабого управляющего сигнала (на частоте $\bar{m}\omega$, $\bar{m} = 2/m$) на вход среды, и небольшого изменения интенсивности сигнала. Покажем также, что небольшие изменения слабого входного сигнала можно преобразовать в гораздо более сильные изменения выходной интенсивности той же частоты, т.е. на этом принципе можно создать оптический усилитель и транзистор.

Уравнения для амплитуд полей волн на частотах ω и 2ω в квадратично-нелинейной среде давно и хорошо известны [12–14]:

$$\begin{aligned} \frac{c}{\omega} \beta_1 \frac{dA_1}{dz} &= i\chi A_2 A_1^* \exp\left(\frac{2i\Delta z\omega}{c}\right), \\ \frac{c}{\omega} \beta_2 \frac{dA_2}{dz} &= i\chi A_1^2 \exp\left(-\frac{2i\Delta z\omega}{c}\right), \end{aligned} \quad (4.1.1)$$

где

$$\chi = \mathbf{e}_1 \hat{\chi} (\omega = 2\omega - \omega) \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_1 = \mathbf{e}_2 \hat{\chi} (2\omega = \omega + \omega) \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1$$

— свертки тензора квадратичной восприимчивости, $\beta_j = n_j \cos^2 \sigma_j / 4\pi$, σ_j — угол между волновым вектором и вектором Пойнтинга, n_j — показатель преломления на частоте $\omega_j = j\omega$; $\Delta = n_2 - n_1$, $j = 1, 2$.

Введем действительные переменные $A_j(z) = \rho_j(z) \times \exp(i\varphi_j)$, разность фаз $\psi(z) = \varphi_2 - 2\varphi_1 + 2\Delta z\omega/c$ и величины $\tilde{I}_j(z) = |A_j|^2 = \rho_j^2$, пропорциональные потокам мощностей в направлении волновых векторов $I_j(z) = (c\beta_j/2)\tilde{I}_j(z)$ (по существу, интенсивностям волн). Пусть на вход среды (при $z = 0$) подаются две волны: накачка на частоте $m\omega$ и сигнал на частоте $\bar{m}\omega$ с начальными параметрами:

$$\begin{aligned} I_m(z = 0) &\equiv I_{m0}, \quad \varphi_j(z = 0) \equiv \varphi_{j0}, \\ \Psi(z = 0) &\equiv \Psi_0 = \varphi_{20} - 2\varphi_{10}. \end{aligned} \quad (4.1.2)$$

Нас интересуют значения интенсивностей и фаз на выходе среды длиной l , т.е.

$$I_j(z = l) \equiv I_{jl}, \quad \varphi_j(z = l) \equiv \varphi_{jl}, \quad \Psi(z = l) \equiv \Psi_l.$$

В нормированных переменных

$$J_j(z) \equiv \frac{I_j(z)}{I_{m0}}, \quad J_{j0} \equiv J_j(z = 0), \quad J_{jl} \equiv J_j(z = l)$$

решение задачи (4.1.1), (4.1.2) имеет вид [13]:

$$J_{2l} = J_a + (J_b - J_a) \operatorname{sn}^2(S, r), \quad J_{1l} = 1 + J_{\bar{m}0} - J_{2l}, \quad (4.1.3)$$

где

$$\begin{aligned} r^2 &= \frac{J_b - J_a}{J_c - J_a}, \quad S = (J_c - J_a)^{1/2} L + F(\mu, r), \quad L = \frac{\pi l}{l_{nl}}^5, \\ \mu &= \arcsin\left(\frac{J_{20} - J_a}{J_b - J_a}\right)^{1/2}, \quad l_{nl} = \frac{\pi c \beta_1 \sqrt{c \beta_2}}{\omega \chi \sqrt{2 I_{m0}}}, \quad J_a < J_b < J_c \end{aligned}$$

— корни уравнения

$$J(1 + J_{\bar{m}0} - J)^2 - (\Gamma - \tilde{\Delta}J)^2 = 0, \quad (4.1.4)$$

где

$$\Gamma = J_{10} \sqrt{J_{20}} \cos \Psi_0 + \tilde{\Delta} J_{20}, \quad \tilde{\Delta} = \frac{\Delta \beta_1 \sqrt{c \beta_2}}{\chi \sqrt{2 I_{m0}}}.$$

Согласно [35, 38, 51, 1] самопереключение происходит, если

$$r^2 \approx 1 \quad \text{и} \quad \exp S \gg 1. \quad (4.1.5)$$

При этом (4.1.3) аппроксимируется формулой (см. [38] и [1], приложение 2):

$$J_{2l} \simeq \left(\frac{1 - U}{1 + U} \right)^2, \quad (4.1.6)$$

где $U = r_1^4 \exp(2S)/256$.

4.2. Накачка — на частоте ω , сигнал — на частоте 2ω

В случае подачи на вход квадратично-нелинейной среды мощной волны накачки на частоте ω ($m = 1$) и слабого управляющего сигнала на частоте 2ω ($\bar{m} = 2$) имеем

$$\begin{aligned} J_{10} &= \text{const} = 1, \quad J_{20} = \frac{I_{20}}{I_{10}} \ll 1, \\ J_{jl} &= \frac{I_{jl}}{I_{10}}, \quad \Gamma = \sqrt{J_{20}} \cos \Psi_0 + \tilde{\Delta} J_{20}, \end{aligned}$$

и (4.1.4) приобретает вид

$$J(1 + J_{20} - J)^2 - \left[\sqrt{J_{20}} \cos \Psi_0 + \tilde{\Delta}(J_{20} - J) \right]^2 = 0. \quad (4.2.1)$$

При $\cos \Psi_0 = \pm 1$ (4.2.1) имеет точное решение:

$$\begin{aligned} J_a &= J_{20}, \quad J_{b,c} = \left(1 + \frac{J_{20}}{2} + \frac{\tilde{\Delta}^2}{2} \right) \mp \\ &\mp \sqrt{\frac{(J_{20} - \tilde{\Delta}^2)^2}{4} + (\pm \sqrt{J_{20}} - \tilde{\Delta})^2}. \end{aligned} \quad (4.2.2)$$

(Обозначения a, b, c в данном случае условны, так как неравенство $J_a < J_b < J_c$ выполняется лишь для части значений J_{20} и $\tilde{\Delta}$.)

1) Рассмотрим синхронное ($\Delta = 0$, $n_1 = n_2 = n$) взаимодействие волн. При этом

$$J_a \approx J_{20} \cos^2 \Psi_0; \quad J_{b,c} \approx 1 \mp \sqrt{J_{20}} \cos \Psi_0, \quad (4.2.3)$$

⁵ В разделе 4 L зависит от интенсивности накачки.

а параметры в (4.1.6) выражаются следующим образом:

$$r_1^2 \equiv 1 - r^2 \approx 2\sqrt{J_{20}} \cos \Psi_0 \quad (|r_1^2| \ll 1), \quad S \approx L. \quad (4.2.4)$$

Из (4.1.3) и (4.2.4) следует, что при нулевой интенсивности сигнала ($I_{20} = 0$) и $\exp L \gg 1$ получаем $J_{2l} = \max \approx 1$ ($I_{2l} = \max \approx I_{10}$), т.е. все излучение выходит на частоте 2ω ; а при очень малой, но отличной от нуля интенсивности сигнала [50, 51]:

$$I_{20} \equiv I_{2M} \approx \frac{64I_{10}}{\cos^2 \Psi_0} \exp(-2L), \quad (4.2.5)$$

определенной из условия $r_1^4 \exp(2S)/256 = 1$, получаем $J_{2l} = \min \approx 0$ ($I_{2l} = \min \ll I_{10}$), т.е. все излучение выходит на частоте ω (рис. 17). Ситуация парадоксальная: в отсутствии излучения 2ω на входе, на выходе — почти все

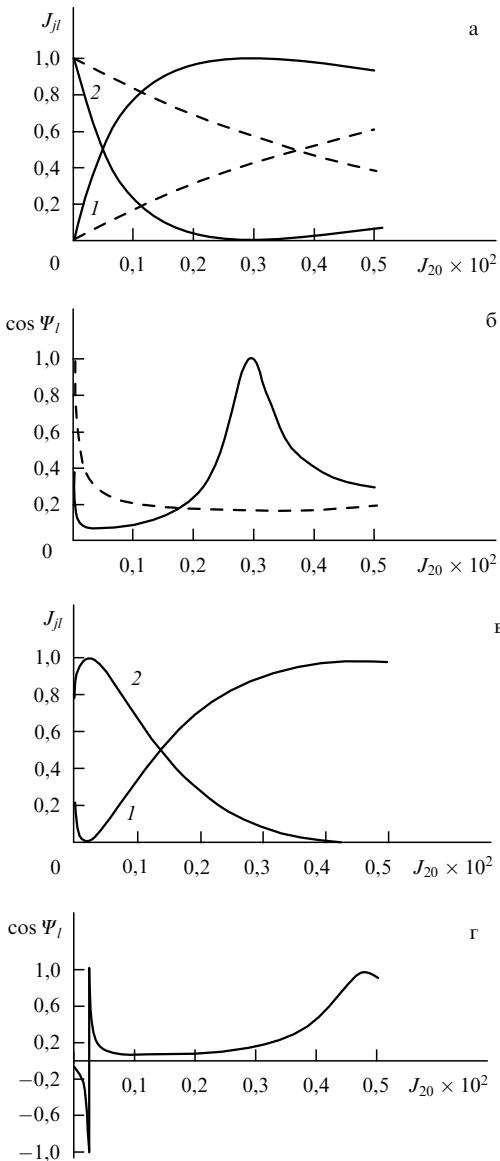


Рис. 17. Нормированные интенсивности на выходе $J_{1l} = I_{1l}/I_{10}$ — 1 и $J_{2l} = I_{2l}/I_{10}$ — 2 (а, в) и $\cos \Psi_l$ (б, г) как функции нормированной интенсивности сигнала на входе $J_{20} = I_{20}/I_{10}$. $J_{10} = \text{const} = 1$. Пунктирные кривые соответствуют $L = \pi l/l_{nl} = 4$, сплошные — $L = 5$. Для (а, б) $\Delta = 0$; для (в, г) $\Delta = 0,015$ (взято из [51]).

излучение на частоте 2ω , а если мы, "желая увеличить выход второй гармоники еще больше", подадим на вход слабое излучение на этой частоте, то на выходе излучение на этой частоте не только не увеличится, но вдруг вообще исчезнет — ГВГ исчезнет!

Найдем, пользуясь (4.1.3), (4.2.3), (4.2.4), коэффициент усиления, показывающий во сколько раз изменение мощности каждой гармоники на выходе больше изменения входной мощности сигнала. При $r_1^4 \exp(2L)/256 \ll 1$, т.е. при достаточно малых I_{20} , а именно при $I_{20} \ll I_{2M}$, коэффициент усиления не зависит от входной интенсивности на частоте 2ω и имеет простой вид [50, 51]:

$$k = \frac{\partial I_{2l}}{\partial I_{20}} = 1 - \frac{\partial I_{1l}}{\partial I_{20}} \approx -\frac{\partial I_{1l}}{\partial I_{20}} \approx -\frac{\cos^2 \Psi_0}{16} \exp 2L. \quad (4.2.6)$$

Таким образом, на основе преобразования частоты в квадратично-нелинейной среде можно создать оптический транзистор, коэффициент усиления которого выражается формулой (4.2.6).

2) В случае отстройки от синхронизма ($\Delta \neq 0$) характер переключения существенно меняется по сравнению со случаем $\Delta = 0$. Коэффициент усиления при $|\sqrt{J_{20}} - \Delta/\cos \Psi_0| \ll 8 \exp(-L)$ вычисляется по формуле [54]:

$$\begin{aligned} k &= \frac{\partial I_{2l}}{\partial I_{20}} \approx -\frac{\partial I_{1l}}{\partial I_{20}} \approx \\ &\approx \frac{(\cos^2 \Psi_0 + \tilde{\Delta}^2) \left(\sqrt{1 + \tilde{\Delta}^2 \tan^2 \Psi_0} + \tilde{\Delta} \tan \Psi_0 \right)^2}{16(1 + \tilde{\Delta}^2 \tan^2 \Psi_0)^3} \times \\ &\times \left(\frac{\tilde{\Delta}}{\cos \Psi_0} \sqrt{\frac{I_{10}}{I_{20}}} - 1 \right) \exp \left(2L \sqrt{1 + \tilde{\Delta}^2 \tan^2 \Psi_0} \right). \end{aligned} \quad (4.2.7)$$

При $|\tilde{\Delta}| \ll 1$ и $|\cos \Psi_0| \approx 1$ (4.2.7) несколько упрощается [51]:

$$k = \frac{\partial I_{2l}}{\partial I_{20}} \approx -\frac{\partial I_{1l}}{\partial I_{20}} \approx \frac{\cos^2 \Psi_0}{16} \left(\frac{\tilde{\Delta}}{\cos \Psi_0} \sqrt{\frac{I_{10}}{I_{20}}} - 1 \right) \exp 2L. \quad (4.2.8)$$

Если $I_{20} \rightarrow 0$, то $|\partial I_{2l}/\partial I_{20}| \rightarrow \infty$, т.е. получаем аналог "гигантского усиления", предсказанного ранее [37] для кубично-нелинейных систем с ОРСВ с постоянным коэффициентом связи (см. [1], раздел 3.4).

В условиях такого переключения возможно полное преобразование излучения во вторую гармонику даже при отстройке от синхронизма: при $I_{20} = I_{10}\tilde{\Delta}^2/\cos^2 \Psi_0$ получаем $\partial I_{2l}/\partial I_{20} \approx 0$ и $I_{2l} \approx I_{10}$, т.е. основное излучение практически полностью перекачивается во вторую гармонику даже при $\Delta \neq 0$, если, конечно, $\cos \Psi_0 \neq 0$ [50, 51] (см. рис. 14).

Интенсивность сигнала $I_{20} \equiv I_{2M}$, при которой J_{2l} — минимальна, определяется по формуле [54]:

$$\begin{aligned} I_{2M} &\approx I_{10} \left[\frac{\tilde{\Delta}}{\cos \Psi_0} + \right. \\ &\left. + \frac{8(1 + \tilde{\Delta}^2 \tan^2 \Psi_0)^2 \exp(-L \sqrt{1 + \tilde{\Delta}^2 \tan^2 \Psi_0})}{\sqrt{\cos^2 \Psi_0 + \tilde{\Delta}^2} \left(\sqrt{1 + \tilde{\Delta}^2 \tan^2 \Psi_0} + \tilde{\Delta} \tan \Psi_0 \right)} \right]^2. \end{aligned} \quad (4.2.9)$$

При $|\tilde{\Delta}| \ll 1$ и $|\cos \Psi_0| \approx 1$ имеем [54]:

$$I_{2M} \approx I_{10} \left[\frac{\tilde{\Delta}}{\cos \Psi_0} + \frac{8 \exp(-L)}{|\cos \Psi_0|} \right]^2. \quad (4.2.10)$$

Режим оптического транзистора (т.е. линейное усиление) при $\Delta \neq 0$ и $\Delta > 0$ достижим лишь в области $I_{10}\tilde{\Delta}/\cos^2 \Psi_0 < I_{20} < I_{2M}$.

Результаты анализа (4.2.5)–(4.2.10) подтверждаются результатами (см. рис. 17) численного решения системы (4.1.1) с начальными условиями (4.1.2).

Сделаем оценку. Пусть в кристалл КТР длиной $l = 1$ см с нелинейностью $\chi \approx 3 \times 10^{-8}$ СГСЭ и $n = 1,78$ вводится основное излучение ω с интенсивностью $I_{10} \approx 2 \times 10^7$ Вт см⁻² и слабый управляющий сигнал на частоте 2ω , причем $\Delta = 0$, $\Psi_0 = 0$ и $\beta_1 = \beta_2 = n/4\pi$. В этом случае

$$\begin{aligned} \tilde{I}_{10} &= \frac{8\pi I_{10}}{cn} \approx 9 \times 10^4 \text{ эрг см}^{-3}, \\ l_{nl} &= \frac{\lambda n}{8\pi\chi\sqrt{\tilde{I}_{10}}} \approx 0,8 \text{ см}, \quad L \approx 1,25\pi. \end{aligned}$$

Согласно (4.2.6) $dI_{1l}/dI_{20} \approx 160$. В режиме "гигантского усиления" ($\Delta \neq 0$) коэффициент усиления сигнала еще в $\tilde{\Delta}\sqrt{I_{10}/I_{20}}$ раз выше.

4.3. Накачка — на частоте 2ω , сигнал — на частоте ω

В случае подачи на вход квадратично-нелинейной среды мощной волны накачки на частоте 2ω ($m = 2$) и сигнала на частоте ω ($\bar{m} = 1$), т.е.

$$\begin{aligned} J_{20} &= \text{const} = 1, \quad J_{10} = \frac{I_{10}}{I_{20}} \ll 1, \quad J_{jl} = \frac{I_{jl}}{I_{20}}, \\ \Gamma &= J_{10} \cos \Psi_0 + \tilde{\Delta}, \end{aligned}$$

($J_{10} \ll 1$), (4.1.4) приобретает вид

$$J(1 + J_{10} - J)^2 - [J_{10} \cos \Psi_0 + \tilde{\Delta}(1 - J)]^2 = 0. \quad (4.3.1)$$

Отметим, что, как и в предыдущем случае (см. раздел 3.2), при $\cos \Psi_0 = \pm 1$ удается получить точное решение (4.3.1):

$$\begin{aligned} J_b &= 1, \quad J_{a,c} = \frac{1 + \tilde{\Delta}^2 + 2J_{10}}{2} \mp \\ &\mp \sqrt{\frac{(1 - \tilde{\Delta}^2)^2}{4} + J_{10}(\pm 1 - \tilde{\Delta})^2}. \quad (4.3.2) \end{aligned}$$

(Обозначения корней, как и в предыдущем случае, условны.)

1) Рассмотрим вначале синхронное взаимодействие волн ($\Delta = 0$, $n_1 = n_2 = n$), для которого корни (4.3.1) вычисляются приближенно по формулам:

$$J_a \approx J_{10}^2 \cos^2 \Psi_0, \quad J_{b,c} \approx 1 + (1 \mp \cos \Psi_0)J_{10}, \quad (4.3.3)$$

и параметры r_1^2 , S в (4.1.3) равны [53, 54]:

$$r_1^2 \approx 2J_{10} \cos \Psi_0, \quad S \approx L + \ln \frac{4}{\sqrt{2J_{10}(1 + \sin \Psi_0)}}. \quad (4.3.4)$$

Если подставить (4.3.3), (4.3.4) в (4.1.3), то получим, что при нулевом сигнале ($I_{10} = 0$) и $\exp L \gg 1$ $J_{2l} —$

максимальна и $J_{2l} = I_{20}$, т.е. почти все выходное излучение сосредоточено во второй гармонике. Входная интенсивность $I_{10} = I_{1M}$, при которой J_{2l} падает до нуля и почти все выходное излучение имеет частоту ω , определяется из условия $r_1^4 \exp(2S)/256 = 1$, из которого легко получить [53, 54]:

$$I_{1M} \approx \frac{8I_{20}}{1 - \sin \Psi_0} \exp(-2L). \quad (4.3.5)$$

При $I_{10} \ll I_{1M}$ коэффициент усиления не зависит от входной интенсивности на частоте ω и имеет простой вид [53, 54]:

$$\frac{\partial J_{2l}}{\partial I_{10}} = 1 - \frac{\partial I_{1l}}{\partial I_{10}} \approx -\frac{\partial I_{1l}}{\partial I_{10}} \approx -\frac{1 - \sin \Psi_0}{2} \exp 2L. \quad (4.3.6)$$

При $\sin \Psi_0 = 1$ эффект переключения исчезает: $\partial J_{2l}/\partial I_{10} = 0$.

Таким образом, на основе параметрического двухчастотного взаимодействия в квадратично-нелинейной среде можно создать оптический транзистор, коэффициент усиления которого выражается (4.3.6) и оказывается в шестнадцать раз выше (при $\sin \Psi_0 = -1$), чем при подаче накачки на частоте ω и сигнала на частоте 2ω (см. (4.2.6)).

2) Отстройка от синхронизма ($\Delta \neq 0$) не меняет существенно характер переключения (по крайней мере для $\Delta \ll 1$). Параметры в (4.1.4) при $J_{10} \ll 1$ можно выразить следующим образом [54]:

$$\begin{aligned} J_a &\approx \tilde{\Delta}^2 + 2\tilde{\Delta}(\cos \Psi_0 - \tilde{\Delta})(1 - \tilde{\Delta}^2)^{-1} J_{10}, \\ J_{b,c} &\approx 1 + (1 \mp \cos \Psi_0)(1 \mp \tilde{\Delta})^{-1} J_{10}, \\ r_1^2 &\approx \frac{2(\cos \Psi_0 - \tilde{\Delta})J_{10}}{(1 - \tilde{\Delta}^2)^2}, \\ S &\approx L\sqrt{1 - \tilde{\Delta}^2} + \\ &+ \ln \frac{4(1 - \tilde{\Delta}^2)}{\{2J_{10}[1 + (1 - \tilde{\Delta}^2)^{1/2} \sin \Psi_0 - \tilde{\Delta} \cos \Psi_0]\}^{1/2}}. \end{aligned} \quad (4.3.7)$$

С помощью (4.3.7) из (4.1.3) получаем, что точка M_1 несколько смещается (по сравнению со случаем $\Delta = 0$) и соответствующая ей интенсивность сигнала вычисляется по формуле [54]:

$$\begin{aligned} I_{1M} &\approx \frac{8I_{20}(1 - \tilde{\Delta}^2)^2 [1 + (1 - \tilde{\Delta}^2)^{1/2} \sin \Psi_0 - \tilde{\Delta} \cos \Psi_0]}{(\cos \Psi_0 - \tilde{\Delta})^2} \times \\ &\times \exp(-2L\sqrt{1 - \tilde{\Delta}^2}), \end{aligned} \quad (4.3.8)$$

а коэффициент усиления при $I_{10} \ll I_{1M}$ приобретает вид [54]:

$$\frac{\partial J_{2l}}{\partial I_{10}} \approx -\frac{(\cos \Psi_0 - \tilde{\Delta})^2 \exp(2L\sqrt{1 - \tilde{\Delta}^2})}{2(1 - \tilde{\Delta}^2)^2 [1 + (1 - \tilde{\Delta}^2)^{1/2} \sin \Psi_0 - \tilde{\Delta} \cos \Psi_0]}. \quad (4.3.9)$$

При $\Psi_0 = 0, \pi$ имеем [53]:

$$\frac{\partial J_{2l}}{\partial I_{10}} \approx -\frac{(1 - \tilde{\Delta}) \exp[2L(1 - \tilde{\Delta}^2/2)]}{2}.$$

Таким образом, отстройка несколько уменьшает коэффициент усиления, не нарушая линейность характеристики [53]. В этом состоит весьма существенное отличие от случая $I_{20} \ll I_{10}$, рассмотренного в разделе 4.2 и [51].

Так как отстройка от синхронизма не нарушает линейности характеристики и сравнительно слабо влияет на коэффициент усиления, который к тому же при $\Delta = 0$ оказывается гораздо выше, чем в случае $I_{20} \ll I_{10}$ (при $\sin \Psi_0 = 0$ — в восемь, а при $\sin \Psi_0 = -1$ — в шестнадцать раз), то с точки зрения создания оптического транзистора случай $I_{20} \gg I_{10}$ представляется значительно более перспективным [53], чем случай $I_{20} \ll I_{10}$.

Результаты анализа (4.3.5)–(4.3.9) представлены на рис. 18.

Рассмотрим численный пример. Допустим, в кристалл КТР (с $\chi \approx 3 \times 10^{-8}$ СГСЭ, $n = 1,78$) длиной $l = 1$ см вводится под углом синхронизма излучение накачки с $\lambda = 0,53$ мкм и интенсивностью 8×10^7 Вт см⁻², которая достижима при относительно небольшой средней мощности (≈ 10 Вт) за счет фокусировки излучения в середину кристалла и использования в качестве накачки непрерывной последовательности сверхкоротких (≈ 100 пс) импульсов с интервалом между ними приблизительно равным 10 нс и пиковой мощностью примерно 100 Вт; временной профиль импульсов должен быть близок к прямоугольному. В этом случае $l_{nl} \approx 0,8$ см, $L \approx 1,25\pi$. Одновременно с накачкой в этот кристалл вводится когерентный с нею слабый переменный управляющий сигнал с длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм, причем на пути сигнала и накачки перед входом в кристалл устанавливают тонкую (≈ 200 мкм) стеклянную пластинку и ее

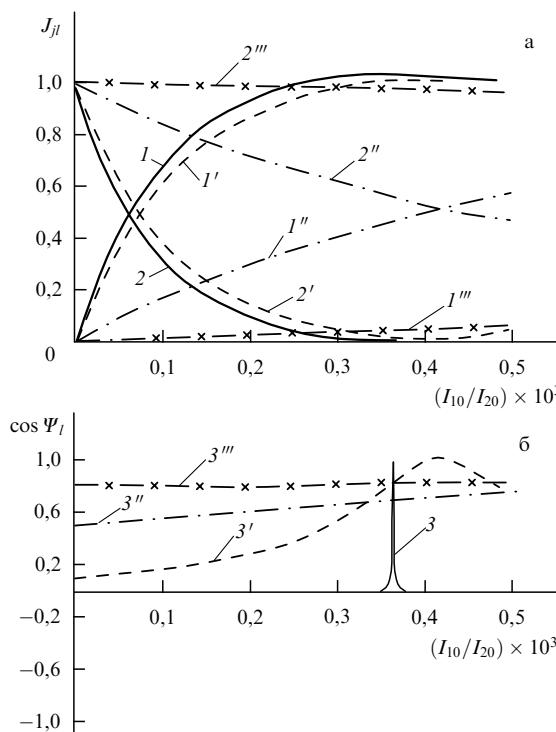


Рис. 18. Нормированные интенсивности на выходе $J_{1l} = I_{1l}/I_{20} = 1 - 1'''$ и $J_{2l} = I_{2l}/I_{20} = 2 - 2'''$ (а) и $\cos \Psi_l$ (б) как функции нормированной интенсивности сигнала на входе $J_{10} = I_{10}/I_{20}$. $J_{20} = \text{const} = 1$. $L = \pi l/l_{nl} = 4\pi(\omega/c)l/\tilde{\chi}_{20}^{1/2} = 5$. $\Delta = 0$ ($1 - 3$); $\Delta = \Delta n/4\pi\chi\tilde{\chi}_{20}^{1/2} = 0,1$ ($1' - 3'$), $0,5$ ($1'' - 3''$), $0,8$ ($1''' - 3'''$) (взято из [53]).

поворотом подбирают величину Ψ_0 близкую к $\pi/2$. Согласно (4.3.6) модуляция сигнала усиливается в 2600 раз.

4.4. Об автосинхронизации волн

Переключение волн сопровождается их автосинхронизацией и резким изменением разности фаз волн (рис. 17б, г; 18б) при малом изменении сигнала [51, 53, 54]. Это сопутствующее переключению явление органически с ним связано подобно тому, как автосинхронизация и резкое изменение разности фаз сопровождают самопереключение ОРСВ с линейным коэффициентом связи [38, 37, 1]. В сущности, это резкое изменение фаз волн (резкий фазовый сдвиг) и вызывает переключение излучения. Спустя два года после [51, 53] этот вывод о резком фазовом сдвиге [51, 53, 54] был подтвержден экспериментально в [118], а спустя шесть лет — в [119, 120].

Через 7 лет после [50, 51, 53] идея переключения [50, 51, 53] была подтверждена в [121].

4.5. Переключение изменением фазы

Переключать излучение на выходе можно также изменения входную фазу сигнала (или накачки). Зависимости J_{jl} и $\cos \Psi_l$ от начальной разности фаз Ψ_0 для ряда значений интенсивности накачки представлены в [50, 52, 53] и на рис. 19. Зависимость J_{jl} от Ψ_0 аналогична показанной на рис. 14 из [1] для ОРСВ с линейным коэффициентом связи.

Сильную зависимость выходной разности фаз от входной можно использовать и для резкого усиления фазового сдвига (на входе он мал, на выходе велик), т.е. для резкого усиления фазовой модуляции. Это в свою очередь может найти применение для уширения частотного спектра (чирпа) и, как следствие, для укорочения импульсов.

4.6. О самопереключении других ОРСВ

с нелинейным коэффициентом связи

Мы подробно рассмотрели переключение ОРСВ с нелинейным коэффициентом связи на примере ОРСВ с частотами ω и 2ω в квадратично-нелинейной среде.

Аналогичный эффект переключения может иметь место в условиях попутного четырехвольнового взаимодействия волн в среде с кубической нелинейностью Θ , когда взаимодействуют две мощные плоские опорные волны с амплитудами A_1 и A_2 и две относительно слабые сигнальные волны с амплитудами A_3 , A_4 ; $A_j(z=0) \equiv A_{j0}$, $A_j(z=l) \equiv A_{jl}$ [52]. Частоты волн могут отличаться, т.е. волна с амплитудой A_j имеет частоту ω_j . Для оценки крутизны переключения можно воспользоваться результатами [122], хотя в этой работе сам эффект переключения не рассматривался. Если одна из сигнальных волн рождается в результате такого взаимодействия ($A_{40} = 0$), то при оптимальной отстройке от синхронизма изменение интенсивности сигнала на выходе будет в

$$k = \frac{\partial |A_{4l}|^2}{\partial |A_{30}|^2} \simeq \exp\left(\frac{\Theta |A_{10}A_{20}|2\pi l}{\lambda}\right)$$

раз превышать изменение интенсивности сигнала на входе [52]. Поэтому на основе такого взаимодействия можно создать оптический транзистор. Характер переключения напоминает характер переключения волн ортогональных поляризаций при равном нулю коэффициенте линейной связи (см. [1]). Это связано со схожестью

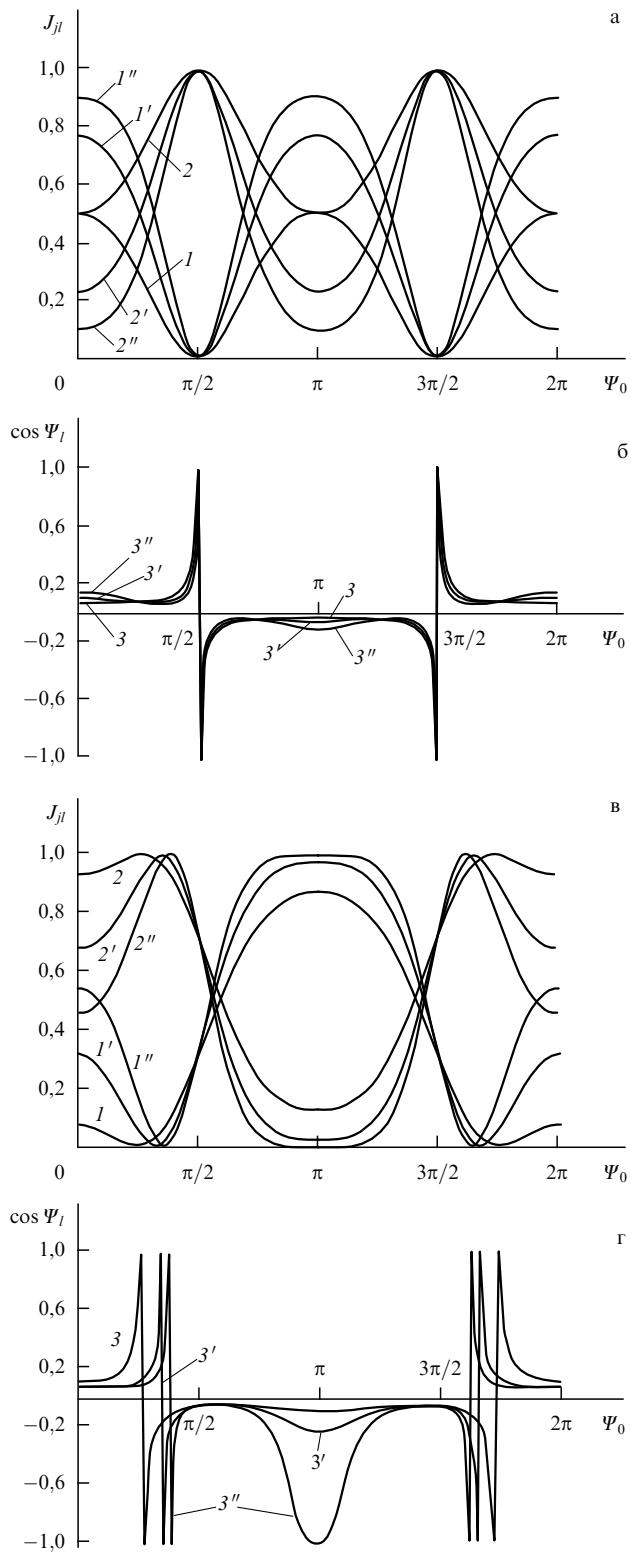


Рис. 19. Нормированные интенсивности на выходе J_{1l} ($1-1''$) и J_{2l} ($2-2''$) (а, в) и $\cos \Psi_l$ (б, г) как функции начальной разности фаз Ψ_0 при $L = 5$ для случаев синхронного: $\Delta = 0$ (а, б) и несинхронного $\Delta = 0.015$ (в, г) взаимодействия при $J_{20} = 0.5 \times 10^{-3}$ ($1-3$), 10^{-3} ($1'-3'$), 1.5×10^{-3} ($1''-3''$); $J_{10} = \text{const} = 1$ (взято из [51, 54]).

уравнений, описывающих эти процессы. Рассмотренное в [1] (раздел 3.11) и [72] переключение волн ортогональных поляризаций при нулевом коэффициенте линейной связи представляет, по существу, частный случай вырожден-

ного четырехволнового взаимодействия, когда все волны имеют одну частоту, а их поляризации попарно совпадают (две волны поляризованы по x , и две — по y). На основе такого переключения можно создать и логические устройства.

Аналогичные логические устройства возможны также на основе попутного ВКР [123].

По-видимому, впервые явление самопереключения ОРСВ с нелинейным коэффициентом связи и возможность создания оптического транзистора на его основе были предсказаны в [34], где рассматривались ОРСВ в среде с квадратичной и кубической нелинейностями (см. также [48]).

4.7. О синхронизмах связанных волн

Взаимодействие ОРСВ (с постоянным коэффициентом связи K) открывает большие возможности не только для создания оптических переключателей, но и для синхронного преобразования частоты. Было показано [124–126], что при преобразовании частоты, в частности, при ГВГ в условиях взаимодействия ОРСВ (с коэффициентом связи K) возможны ранее неизвестные типы фазового синхронизма, названные "синхронизмами связанных волн" (CCB) [126]. В данном обзоре, посвященном вопросам самопереключения ОРСВ, обсуждать ССВ уместно, во-первых, потому, что они связаны с нелинейным взаимодействием ОРСВ и, во-вторых, потому, что ССВ позволяют, на наш взгляд, повысить эффективность преобразования частоты и, следовательно (в соответствии с результатами разделов 4.2 и 4.3), создать хорошие возможности для самопереключения ОРСВ. Принципиальная возможность таких синхронизмов видна из следующих соображений. Линейное взаимодействие ОРСВ вызывает расщепление каждой волны на быструю и медленную компоненты, т.е. показатель преломления каждой волны расщепляется на два эффективных значения [3–8]:

$$\beta_{jk}^{(+)} = \beta_{jk} \pm \gamma_j$$

(где $\gamma_j = (\alpha_j^2/4 + K_j^2)^{1/2}$, $j = 1, 2$ — номер частоты $\omega_j = j\omega$, k — номер волны), каждое из которых соответствует своему типу поля. Поэтому, если в нелинейном взаимодействии на различных частотах (скажем, ω и 2ω) участвуют волны различных типов (медленная и быстрая компоненты), то при определенных условиях указанное расщепление позволяет компенсировать частотную дисперсию среды и выполнить условие синхронизма.

При ГВГ в условиях синхронизма "связанных волн"

$$p\gamma_1 - q\gamma_2 = \Delta \quad (4.7.1)$$

(где $p = 0, \pm 1$, $q = \pm 1$, $\Delta = (\beta_{21} - \beta_{11} + \beta_{20} - \beta_{10})/2$ — дисперсия) амплитуды гармоники нарастают пропорционально пройденному волнами расстоянию z [124–126]: $|A_{20}| \propto zC_{p,q}^{(0)}$, $|A_{21}| \propto zC_{p,q}^{(1)}$.

Эффективные нелинейные восприимчивости (ЭНВ) $C_{p,q}^{(0,1)}$ зависят от коэффициентов линейной связи волн K_j и параметров отстройки α_j . Эти ЭНВ детально проанализированы [125–129] при различных соотношениях α_j и K_j . В ТСОВ они зависят от интегралов перекрытия мод на различных частотах.

В соответствии с возможными комбинациями индексов p и q в (4.7.1) получаем шесть вариантов синхронизма.

При синхронизме 1 ($p = 1, q = -1$: $\gamma_1 + \gamma_2 = \Delta, \beta_{1k}^{(+)} = \beta_{2k}^{(-)}$) поле частоты ω типа "+", т.е. медленная компонента основной волны, синхронизируется с полем частоты 2ω типа "-", т.е. быстрой компонентой второй гармоники. При синхронизме 2 ($p = 0, q = -1$: $\gamma_2 = \Delta, \beta_{1k}^{(+)} + \beta_{1k}^{(-)} = \beta_{2k}^{(-)}$) медленная и быстрая компоненты основной частоты возбуждают быструю компоненту поля на удвоенной частоте. Интерпретация остальных четырех ССВ аналогична.

В [130] отмечена оригинальность ССВ [126], а в качестве недостатка ССВ указано на меньший интеграл перекрытия профилей основной волны и гармоники (и, как следствие, — на меньшую эффективность ГВГ) по сравнению со случаем одиночного волновода. Однако это не совсем так. Дело в том, что согласно теории возмущений влияние соседнего волновода проявляется в первом приближении лишь в изменении константы рас пространения, а профиль поля в первом приближении остается неизменным. Напротив, ССВ может позволить (при достаточно больших коэффициентах связи) синхронизовать взаимодействие мод нулевого порядка на разных частотах (подтверждено численными расчетами [126, 128, 129]), а в одиночных волноводах синхронизм достигается между модами разных порядков, имеющих значительно меньший интеграл перекрытия. Если речь идет о преобразовании частоты в волноводах, то одно из преимуществ ССВ по сравнению с известными синхронизмами заключается в том, что можно плавно настраиваться в синхронизм [126, 127], либо механически [126] (изменяя расстояние между волноводами), либо электрооптически [127]. Другие преимущества ССВ в ТСОВ рассмотрены в [126, 128].

ССВ наблюдались экспериментально и были успешно использованы для измерения коэффициента связи ТСОВ [131].

Любопытно, что спустя 10 (!) лет результаты [126] были запатентованы [132] в Голландии (в частности, показанная в [126] возможность плавной механической настройки в синхронизме).

Другие случаи повторения результатов [37, 41, 43] спустя несколько лет без соответствующих ссылок рассмотрены в [133].

4.8. Переключение излучения в квадратично-нелинейных ТСОВ

Переключение с частоты на частоту возможно и в квадратично-нелинейных ТСОВ, где может происходить и переключение света из одного волновода в другой.

Получены и проанализированы укороченные уравнения для амплитуд двух ОРСВ в квадратично-нелинейной среде с зависящими и не зависящими от амплитуд коэффициентами связи [128]:

$$\begin{aligned} i\beta_{10} \frac{dA_{10}}{dz_n} + K_1 A_{11} \exp(i\alpha_1 z_n) &= -P_{10}, \\ i\beta_{11} \frac{dA_{11}}{dz_n} + K_1 A_{10} \exp(-i\alpha_1 z_n) &= -P_{11}, \\ i\beta_{20} \frac{dA_{20}}{dz_n} + 2K_2 A_{21} \exp(2i\alpha_2 z_n) &= -P_{20}, \\ i\beta_{21} \frac{dA_{21}}{dz_n} + 2K_2 A_{20} \exp(-2i\alpha_2 z_n) &= -P_{21}, \end{aligned} \quad (4.8.1)$$

где

$$P_{1k} = \sum_{m,l} \chi_{km}^{(1)} A_{2m} A_{1l}^* \exp(i\delta_{mlk} z_n),$$

$$P_{2m} = \sum_{k,l} \chi_{mk}^{(2)} A_{1k} A_{1l} \exp(-i\delta_{mlk} z_n);$$

$$\delta_{mlk} = 2\beta_{2m} - \beta_{1k} - \beta_{1l}; \quad z_n = \frac{z\omega}{c};$$

$k, l, m = 0, 1$ — номера волн; K_j — коэффициент связи между волнами 0 и 1 на частоте $j\omega$, зависящий от вида ОРСВ. Члены в P_{1k} и P_{2m} отвечают шести каналам нелинейного взаимодействия, каждый канал характеризуется своим нелинейным коэффициентом $\chi_{km}^{(1)}$ или $\chi_{mk}^{(2)}$.

В ТСОВ, в силу экспоненциально спадающего профиля поля, можно учитывать только нулевые коэффициенты:

$$\chi_{000}^{(1)} = \chi_0, \quad \chi_{111}^{(1)} = \chi_1, \quad \chi_{000}^{(2)} = \chi_0, \quad \chi_{111}^{(2)} = \chi_1,$$

а остальные положить равными нулю: $\chi_{km}^{(1)} = \chi_{mk}^{(2)} = 0$, если не все индексы равны между собой. В этом случае (4.8.1) имеют интегралы [54]:

$$\begin{aligned} E &= \beta_{10} I_{10} + \beta_{11} I_{11} + \beta_{20} I_{20} + \beta_{21} I_{21}, \\ G &= 2K_1 \sqrt{I_{10} I_{11}} \cos \psi_1 + 2K_2 \sqrt{I_{20} I_{21}} \cos \psi_2 + \\ &\quad + \chi_0 I_{10} \sqrt{I_{20}} \cos \psi_{20} + \chi_1 I_{11} \sqrt{I_{21}} \cos \psi_{21} + \beta_{10}^2 I_{10} + \\ &\quad + \beta_{11}^2 I_{11} + \beta_{20}^2 I_{20} + \beta_{21}^2 I_{21}, \end{aligned} \quad (4.8.2)$$

где

$$\psi_1 = \varphi_{11} - \varphi_{10} + \alpha_1 z_n, \quad \psi_2 = \varphi_{21} - \varphi_{20} + 2\alpha_2 z_n,$$

$$\psi_{2k} = \varphi_{2k} - 2\varphi_{1k} + 2\Delta_k z_n, \quad \Delta_1 = \beta_{21} - \beta_{11},$$

$$\Delta_0 = \beta_{20} - \beta_{10}, \quad \alpha_1 = \beta_{11} - \beta_{10}, \quad \alpha_2 = \beta_{21} - \beta_{20}$$

и введены действительные амплитуды и фазы волн: $A_{jk} = \rho_{jk} \exp i\varphi_{jk}$; $I_{jk} = \rho_{jk}^2, I_{jk}(z = 0) = I_{jk;0}$.

Если к тому же рассматривать только синхронно взаимодействующие типы полей на частотах ω и 2ω (при ССВ), то анализ переключения с частоты на частоту с помощью (4.8.1) удается провести [73] и он аналогичен данному в разделах 4.1–4.3.

При синхронизме 2 возможно полное переключение, так как во взаимодействии участвуют оба типа поля на частоте ω и, сливаясь друг с другом, они могут полностью преобразоваться во вторую гармонику (рис. 20).

Предположим, что выполнено условие синхронизма 2, сигнал на частоте 2ω вводится в первый волновод, а накачка на частоте ω — в нулевой. Если к тому же неидентичность ТСОВ мала: $(\alpha_1/K_1)^2 \ll 1$, а их длина достаточно велика: $\exp \tilde{L} \gg 1$, то интенсивность второй гармоники на выходе оценивается формулой [73]:

$$I_{2;l} \equiv I_2(z = l) \approx I_{10;0} J_{2;l}^{(q)} \approx I_{10;0} \left(\frac{1 - U}{1 + U} \right)^2, \quad (4.8.3)$$

где выражения для $\tilde{L}, J_{2;l}^{(q)}, J_{2;0}^{(q)}, \psi_0^{(q)}$ даны в [73], $I_l = I_{l0} + I_{j1}$,

$$U = u + \frac{J_{2;0}^{(q)} \cos^2 \psi_0^{(q)} \exp(2\tilde{L})}{64}, \quad u \equiv \left(\frac{\alpha_1}{16\gamma_1} \right)^2 \exp 2\tilde{L}.$$

Формула (4.8.3) принципиально отличается от аналогичной формулы (4.1.6) тем, что в ней в числитель и в

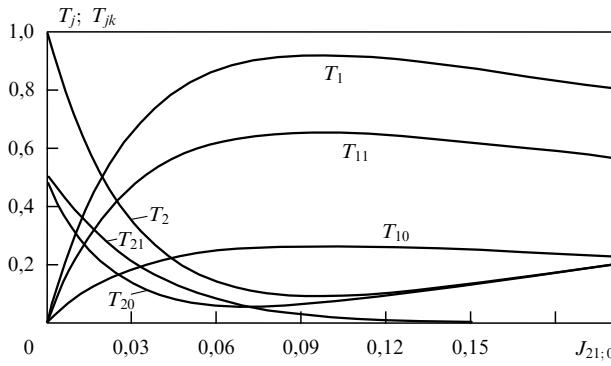


Рис. 20. Коэффициенты передачи мощности на частотах $j\omega$ ($j = 1, 2$) отдельно k -м волноводом ($k = 0, 1$): $T_{jk} = I_{jk} / (I_{10;0} + I_{21;0})$ и обоими ТСОВ: $T_j = T_{j0} + T_{j1}$, как функции нормированной интенсивности входного сигнала на частоте 2ω : $J_{21;0} \equiv I_{21;0} / I_{10;0}$ при синхронизме (4.7.1) с $p = 0$, $q = -1$, и параметрах: $K_2 = \Delta = \Delta_0 = \Delta_1$, $\alpha_j = 0$, $K_1 = 4K_2$, $\chi = \chi_0 = \chi_1$, $\chi \sqrt{I_{10;0}} l\omega/c = L\tilde{\omega} = 5$.

знаменатель входит дополнительное слагаемое u . Это приводит к тому, что (в отличие от [51]) $I_{1;1}$ может быть соизмерима, а то и существенно превышать $I_{2;1}$ даже при нулевом сигнале на входе, если ТСОВ неидентичны ($\alpha_1 \neq 0$). В отсутствие же туннельной связи ($K_1 = 0$), т.е. в условиях, рассмотренных в разделах 4.1, 4.2 и [51, 54], при нулевом сигнале имеем $I_{1;1} = 0$. Характер переключения и чувствительность системы к изменению сигнала и накачки зависят от величины параметра u .

Согласно (4.8.3) при $I_{21;0} = 0$ выходная интенсивность второй гармоники оценивается по формуле [73]:

$$I_{2;1} \approx I_{10;0} \left(\frac{1-u}{1+u} \right)^2,$$

из которой следует, что при $u \ll 1$ почти все излучение сосредоточено во второй гармонике. При подаче на вход мощности сигнала [73]

$$I_{21;0} = I_{21;0M} \approx (1-u) \frac{128I_{10;0}}{\cos^2 \psi_0^{(q)}} \exp(-2L\tilde{\omega}) \left(1 + q \frac{\alpha_2}{2\gamma_2} \right)^{-1}, \quad (4.8.4)$$

соответствующей условию $u = 1$, вся мощность на выходе сосредоточивается в первой гармонике, т.е. происходит переключение выходной мощности с одной частоты на другую при подаче на вход слабого сигнала. Отметим, что при $u > 1$ не существует значений сигнала, при которых все выходное излучение имеет частоту ω . Таким образом, наибольший интерес представляет случай, когда $u \ll 1$, ибо именно в этом случае происходит полное переключение излучения.

Крутизна характеристики при $I_{21;0} \ll I_{21;0M}$ выражается формулой [73]:

$$\frac{dI_{2;1}}{dI_{21;0}} \approx - \frac{dI_{1;1}}{dI_{21;0}} \approx - \frac{(1-u)}{(1+u)^3} \left(1 + q \frac{\alpha_2}{2\gamma_2} \right) \frac{\cos^2 \psi_0^{(q)}}{32} \exp 2L\tilde{\omega}, \quad (4.8.5)$$

где $I_{j;l} = |A_{j0}(z=l)|^2 + |A_{jl}(z=l)|^2$, а $\exp L\tilde{\omega} \gg 1$.

Управлять соотношением интенсивностей волн ω и 2ω на выходе можно также изменением интенсивности накачки, если $\alpha_1 \neq 0$. Чувствительность системы к изме-

нению интенсивности накачки при нулевом сигнале можно оценить [73]:

$$\frac{dI_{2;1}}{dI_{1;0}} \approx - \frac{dI_{1;1}}{dI_{1;0}} \approx - \frac{(1-u)}{(1+u)^3} (u^2 + 4L\tilde{\omega}u - 1). \quad (4.8.6)$$

Из (4.8.5) и (4.8.6) следует чрезвычайно интересный результат, который состоит в том, что при u , удовлетворяющем условию [73]:

$$u = \sqrt{4L\tilde{\omega}^2 + 1} - 2L\tilde{\omega}, \quad (4.8.7)$$

переключатель нечувствителен (в первом приближении) к изменению накачки, но весьма чувствителен к изменению сигнала, т.е. коэффициент усиления сигнала оценивается формулой (4.8.5) с $u \approx 0$. Иными словами, в этом режиме можно создать оптический транзистор устойчивый к нестабильности накачки и с высоким коэффициентом усиления по сигналу. Он аналогичен оптическому транзистору на основе кубично-нелинейных ТСОВ и других ОРСВ с линейным коэффициентом связи в кубично-нелинейной среде, описанному в [1, 52, 55–57, 62].

Целесообразность использования ТСОВ для реализации рассмотренных в [51, 53] и разделах 4.2, 4.3 переключателей и оптических транзисторов отмечалась еще в этих первых работах [51, 53]. Специфика такого переключения рассмотрена в [70, 73] и данном разделе.

Спустя 6 лет после [51, 53] это же переключение с частоты на частоту было описано Стигиманом с соавторами [120]. Хотя ими формально рассмотрено переключение с частоты на частоту в ТСОВ, однако специфика этого переключения, обусловленная использованием именно ТСОВ, не учитывалась, поскольку ССВ (см. раздел 4.7) не использовались. Поэтому графики выходных интенсивностей из [120], по существу, совпадают с опубликованными графиками [53] (см. рис. 15). В [120] синхронизм достигался за счет модуляции квадратичной нелинейности.

Выступая в июне 1996 г. в Калифорнии на конференции по лазерам и электрооптике, Стигиман и др.⁶ связал возродившийся интерес к генерации второй гармоники с возможностями создания полностью оптических переключателей, ссылаясь на свою еще не опубликованную работу и вновь умалчивая о публикациях [51, 53] по этому вопросу.

5. О логических элементах

Если есть оптический транзистор, то, в принципе, несложно создать на его основе оптические логические элементы [134, 135], способные выполнять арифметические и логические операции. Эти элементы должны иметь два четко выраженных состояния: "0" и "1", переключение между которыми должно осуществляться малыми сигналами. Какую функцию выполняет элемент ("И" или "ИЛИ"), определяется выбором соотношения между величиной сигналов и шириной участка усиления оптического транзистора.

Работа логических устройств на ТСОВ и других ОРСВ [34, 37, 69] основана на зависимости коэффи-

⁶ M. Jäger, G. Stegeman et al., in *Conference on lasers and electrooptics (CLEO'96)* (Anaheim, California June 2–7, 1996) Technical Digest Series **9** 122 (1996).

циента передачи мощности каждой волной (см. рис. 1 и [1]) от входной интенсивности сигнала: крутой участок (с очень большим коэффициентом усиления $k_s \gg 1$) сменяется пологим (где $k_s \sim 0$), и самопереключатель работает как ограничитель импульсов по интенсивности; причем существуют два четко различных состояния: "0" и "1". В качестве состояния "1" можно, например, выбрать точку M_1 , где $T_1 = 1$, а в качестве состояния "0" — точку M_0 ⁷, или область немного правее этой точки, где $T_1 \approx 0$. Допустим, накачка такова, что без подачи сигналов система находится в точке M_0 . Одновременно с накачкой в тот же волновод или в соседний вводятся два логических сигнала (с интенсивностью $I_{sa} = I_{sb} = I_s$). Логические элементы "И" и "ИЛИ" на основе ТСОВ [37] отличаются соотношением между амплитудой сигнала I_s и шириной участка ΔI усиления самопереключателя, оцениваемого для частного случая формулой (2.2.2) (оценки ΔI в других режимах приведены в [1]). Как правило, для логического "И" выбирается $I_s \approx \Delta I/2$, поэтому сложение сигналов на входе соответствует сложению интенсивностей накачки на выходе. Для логического "ИЛИ" выбирается $I_s \geq \Delta I$, т.е. входная интенсивность сигнала "попадает" в область, где самопереключатель работает как ограничитель импульсов [35], и при сложении сигналов на входе коэффициент передачи мощности T_1 остается примерно таким же, как при подаче одного сигнала, т.е. близким к единице (см. рис. 1 и [1]). Нетрудно видеть, что при таком подборе параметров и надлежащем выборе уровней выходных мощностей (c), соответствующих логическим уровням "0" и "1" (скажем, соответственно $T_1 \leq 0,1$ и $T_1 \geq 0,9$), при $I_s \approx \Delta I/2$ получаем: $a = 1, b = 1 \Rightarrow c = 1; a = 0, b = 1 \Rightarrow c = 0; a = 1, b = 0 \Rightarrow c = 0$; т.е. имеем логический элемент "И"; а для $I_s \geq \Delta I$ получаем $a = 1, b = 1 \Rightarrow c = 1; a = 0, b = 1 \Rightarrow c = 1; a = 1, b = 0 \Rightarrow c = 1$; т.е. имеем логический элемент "ИЛИ".

Для того чтобы выходные интенсивности элементов не зависели от входных фаз сигналов и накачки, можно, например, выбрать поляризации сигналов ортогональными друг другу (их суммарная интенсивность равна сумме интенсивностей сигналов), а частоту накачки отличной от частоты сигнала (см. [41] и [1], раздел 4.4).

В настоящее время перспективность предложенных в [37] логических элементов на основе ТСОВ является общепризнанной (см., например, [136]).

6. О физическом смысле явления самопереключения ОРСВ

Понять физический смысл этого явления помогает грубая аналогия между кубично-нелинейной системой с ОРСВ и нелинейным маятником на жестком стержне. Можно сказать, что критическая интенсивность соответствует потенциальной энергии маятника повернутого "вверх ногами", т.е. его положению в верхней точке при нулевой скорости в этой точке. Если сообщить ему энергию много меньше критической ($(I_{00}/I_M)^2 \ll 1$), то он будет колебаться вблизи нижнего положения устойчивого равновесия (режим близкий к линейному). Если же сообщить маятнику энергию много больше критической ($(I_{00}/I_M)^2 \gg 1$), то он будет вращаться на стержне,

⁷ Накачка может подаваться как на вход одного волновода, так и на входы обоих волноводов (см. [1]).

периодически проходя верхнее положение. В обоих случаях его движение описывается тригонометрическими функциями.

По-видимому, можно сказать, что в средней точке самопереключения M (когда $I_{00} = I_M$) наступает некий "резонанс" между распределенной связью, определяющей частоту пространственных биений, и нелинейной вынуждающей силой, который приводит к резкой зависимости разности эффективных фазовых скоростей волн (а следовательно, и степени перекачки энергии между ними) от входной интенсивности.

7. Заключение

В заключение рассмотрим перспективность использования переключателей и оптических транзисторов, впервые предложенных в [33, 34] и реализованных в [45].

Во-первых, их быстродействие принципиально выше, чем у переключателей на резонаторах Фабри–Перо [24, 25], поскольку определяется лишь временем установления оптической нелинейности τ_{nl} , а не временем установления поля в резонаторе.

Во-вторых, эти устройства в большинстве своем волноводные, а в волноводах, как известно, сосредоточиваются большие плотности мощности; поэтому переключение возможно при относительно малой входной мощности.

В-третьих, в этих устройствах отсутствует создающая помехи мощная отраженная волна на входе, характерная для бистабильных элементов на основе разнонаправленных волн и, в частности, на основе резонатора Фабри–Перо.

В-четвертых, у них два входа и два выхода (четырехполюсники) и поэтому они удобны для объединения в интегрально-оптические цепи.

В-пятых, по сравнению с конкурирующими переключателями на волноводах (скажем, типа Маха–Цандра [137]) такие переключатели чувствительнее к изменению сигнала (имеют гораздо больший коэффициент усиления) и поэтому перспективнее для создания оптических транзисторов и усилителей.

8. Приложение

Чтобы получить не только качественное, но и количественное соответствие теории и эксперимента [45], учтем указанное усреднение аппаратурой интенсивностей по времени τ_d , при этом отсчитывая высоту каждого импульса третьего цуга от нижней границы "пьедестала" последующего импульса (см. рис. 8–11). Электрические сигналы на экране осциллографа выражаются (см. (2.2.1)) через мгновенную интенсивность входного импульса $I_{00}(t) = I_{00}^a \text{form}(t)$:

$$\begin{aligned} S_{00} &= m_0 S \frac{1}{\tau_d} \int_{-\tau_d/2}^{\tau_d/2} I_{00}(t) dt, \\ S_{0M} &= m_0 S \frac{I_{0M}}{\tau_d} \int_{-\tau_d/2}^{\tau_d/2} \text{form}(t) dt, \\ S_{jl} &= m_l S \frac{1}{2\tau_d} \int_{-\tau_d/2}^{\tau_d/2} I_{00}(t) \left\{ 1 + (-1)^j \operatorname{cn} \left[L, \frac{I_{00}(t)}{I_{0M}} \right] \right\} dt, \end{aligned} \quad (\text{П.1})$$

где $m_0 \approx 4,6 \text{ мВ Вт}^{-1}$, $m_{0,l}$ — коэффициенты; m_l зависит от светофильтров 28 (см. рис. 7), различен для разных серий и для серии Г составляет $m_l \approx 2,5m_0$; площадь сечения волновода $S \approx \pi a^2 \approx 5 \times 10^{-8} \text{ см}^2$; I_{00}^a — амплитуда $I_{00}(t)$, $\text{form}(t)$ — форма импульса. Так как $\tau_d \gg \tau_p$, то пределы интегрирования в (П.1) можно считать бесконечными.

На рисунке 12 показаны зависимости $S_{jl}(S_{00})$ [70], построенные (для осциллографа на рис. 11г–е) методом наименьших квадратов в соответствии с экспериментальными данными в предположении, что каждый сверхкороткий импульс имеет форму [15]:

$$\text{form}(t) = \frac{\sin^2(\pi t/\tau_p)}{(\pi t/\tau_p)^2}. \quad (\text{П.2})$$

Для такой формы импульса имеем $S_{00} = m_0 I_{00}^a \tau_p / \tau_d$, $S_{0M} = m_0 I_{0M} \tau_p / \tau_d$. Кривые $S_{jl}(S_{00})$ (см. рис. 12) хорошо вписываются в экспериментальные точки. На рис. 11 третий цуг соответствует излучению из нулевого волновода, а I_{00}^a для рис. 11г отвечает точке М системы. Осциллограмма на рис. 11г и кривым на рис. 12а соответствуют параметры [70] $L = (1,63 \pm 0,03)\pi$, $S_{0M} \approx (23,6 \pm 1) \text{ мВт}$; рис. 11д и рис. 12б — $L = (1,59 \pm 0,03)\pi$, $S_{0M} \approx (22,8 \pm 1) \text{ мВт}$; рис. 11е и рис. 12в — $L = (1,57 \pm 0,03)\pi$, $S_{0M} = (24 \pm 1) \text{ мВт}$. Приняв $\tau_p/\tau_d \approx 0,1$, получаем $I_{0M} \approx 10^9 \text{ Вт см}^{-1}$, совпадающую с оценкой, данной задолго до эксперимента в [37] (и приведенной в [1]). Зная $L \approx 1,6\pi$, легко определить $K \approx 5 \times 10^{-7}$, а зная K и I_{0M} , находим значения $\Theta \approx 4 \times 10^{-13} \text{ СГСЭ}$ и $n_2 \approx 1,3 \times 10^{-13} \text{ СГСЭ}$, совпадающие по порядку величины с табличными данными (см., например, [15]) и со значениями, полученными в эксперименте [40] (раздел 3.1).

Список литературы

1. Майер А А УФН **165** 1037 (1995)
2. Иогансен Л В ЖЭТФ **40** 1838 (1961)
3. Золотов Е М, Киселев В А, Сычугов В А УФН **112** 231 (1974)
4. Введение в интегральную оптику (Под ред. М Барноски) (М.: Мир, 1977)
5. Интегральная оптика (Под ред. Т Тамира) (М.: Мир, 1978)
6. Хансперджер Р Интегральная оптика: теория и технология (М.: Мир, 1985)
7. Ярив А Квантовая электроника (М.: Сов. радио, 1980)
8. Ярив А Введение в оптическую электронику (М.: Высшая школа, 1982)
9. Маркузе Д Оптические волноводы (М.: Мир, 1974)
10. Снайдер А, Лав Дж Теория оптических волноводов (М.: Радио и связь, 1987)
11. Гауэр Дж Оптические системы связи (М.: Радио и связь, 1989)
12. Ахманов С А, Хохлов Р В Проблемы нелинейной оптики (М.: Наука, 1964)
13. Бломберген Н Нелинейная оптика (М.: Мир, 1966)
14. Цернике Ф, Мидвинтер Дж Прикладная нелинейная оптика (М.: Мир, 1976)
15. Ахманов С А, Выслух В А, Чиркин А С Оптика фемтосекундных лазерных импульсов (М.: Наука, 1988)
16. Луговой В Н ЖЭТФ **56** 683 (1969)
17. Seidel H Bistable Optical Circuit Using Saturable Absorber Within a Resonant Cavity US Patent No. 3610731 (1969)
18. Szöke A et al. Appl. Phys. Lett. **15** 376 (1969)
19. Duguay M A, Hansen J W Appl. Phys. Lett. **15** 192 (1969)
20. McCall S L, Gibbs H M, Venkatesan T N C J. Opt. Soc. Am. **65** 1184 (1975)
21. Gibbs H M, McCall S L, Venkatesan T N C Phys. Rev. Lett. **36** 1135 (1976)
22. Каплан А Е Письма в ЖЭТФ **24** 132 (1976)
23. Аскарьян Г А Письма в ЖЭТФ **8** 19 (1968)
24. Felber F S, Marburger J H Appl. Phys. Lett. **28** 731 (1976)
25. Marburger J H, Felber F S Phys. Rev. A **17** 335 (1978)
26. Okuda M, Onaka K Jap. J. Appl. Phys. **16** 769 (1977)
27. Winful H G, Marburger J H, Garmire E Appl. Phys. Lett. **35** 379 (1979)
28. Winful H G, Marburger J H Appl. Phys. Lett. **36** 613 (1980)
29. Кухтарев Н В, Семенец Т И Кvant. elektron. **8** 2005 (1981)
30. Кухтарев Н В, Семенец Т И ЖТФ **51** 1990 (1981)
31. Луговой В Н Кvant. elektron. **6** 2053 (1979)
32. Гиббс Х Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света (М.: Мир, 1988)
33. Майер А А Способ переключения сигнала в туннельно-связанных оптических волноводах Патент СССР № 1152397 (1982); Бюлл. изобрет. (46) 300 (1988)
34. Майер А А "Оптические транзисторы и бистабильные элементы на основе нелинейной передачи света системами с односторонними связанными волнами" Кvant. elektron. **9** 2296 (1982)
35. Майер А А Кvant. elektron. **11** 157 (1984)
36. Jensen S M IEEE J. Quantum Electron. **QE-18** 1580 (1982)
37. Майер А А Изв. АН СССР. Сер. Физ. **48** 1441 1984
38. Майер А А, Препринт ИОФАН № 236 (М.: ИОФАН, 1984); Кvant. elektron. **12** 1537 (1985)
39. Майер А А Кратк. сообщ. физ. (12) 20 (1984)
40. Гусовский Д Д, Дианов Е М, Майер А А и др., Препринт ИОФАН № 250-13 (М.: ИОФАН, 1984); Кvant. elektron. **12** 2312 (1985)
41. Майер А А, Препринт ИОФАН № 122-26 (М.: ИОФАН, 1985); Кvant. elektron. **13** 1360 (1986)
42. Майер А А, Ситарский К Ю, Препринт ИОФАН № 311-20 (М.: ИОФАН, 1985); Кvant. elektron. **14** 1604 (1987)
43. Майер А А, Препринт ИОФАН № 334-20 (М.: ИОФАН, 1985); Кvant. elektron. **14** 1596 (1987)
44. Майер А А, Препринт ИОФАН № 276 (М.: ИОФАН, 1986); Кратк. сообщ. физ. (9) 43 (1986)
45. Гусовский Д Д, Дианов Е М, Майер А А и др. "Экспериментальное наблюдение самоперехода излучения в туннельно-связанных оптических волноводах", Препринт ИОФАН № 188 (М.: ИОФАН, 1986); Доклад на Международном семинаре "Оптические вычисления-86" (Новосибирск, июль 1986). В 1987 г. в США проф. Родс (редактор *Applied Optics*) изложил результаты работ [34, 35, 37, 45] в докладе: Bill Rhodes "Alexander Mayer Paper on Nonlinear Optical Switching in Coupled Waveguides" (Optical Computing Conference held in March 1987 at Lake Tahoe (Incline Village), Nevada) и разослав оттиски работы [45] на английском языке многим иностранным ученым; Кvant. elektron. **14** 1144 (1987)
46. Майер А А и др., Препринт ИОФАН № 345 (М.: ИОФАН, 1986); Доклад на Международном семинаре "Оптические вычисления-86" (Новосибирск, июль 1986); Кvant. elektron. **14** 1157 (1987)
47. Майер А А, Препринт ИОФАН № 43-20 (М.: ИОФАН, 1987)
48. Майер А А, Препринт ИОФАН № 62-10 (М.: ИОФАН, 1987); Кратк. сообщ. физ. (6) 58 (1987)
49. Майер А А, Препринт ИОФАН № 153-26 (М.: ИОФАН, 1987)
50. Майер А А, Ситарский К Ю Способ управления коэффициентом преобразования мощности излучения с одной частоты на другую Авторское свидетельство СССР № 1593438 (1987)
51. Майер А А, Ситарский К Ю Кvant. elektron. **14** 2369 (1987); "Переключение излучения с одной частоты на другую в квадратично-нелинейной среде и оптический транзистор на его основе" Препринт ИОФАН № 222 (М.: ИОФАН, 1987)
52. Майер А А, Препринт ИОФАН № 351-45 (М.: ИОФАН, 1987)
53. Майер А А, Ситарский К Ю ДАН СССР. Сер. Физ. **299** 1387 (1988); "Оптический транзистор и переключатель на основе параметрического двухчастотного взаимодействия в квадратично-нелинейной среде" Препринт ИОФАН № 314 (М.: ИОФАН, 1987)
54. Майер А А, Ситарский К Ю, Препринт ИОФАН № 111-29 (М.: ИОФАН, 1988)
55. Майер А А ДАН СССР. Сер. Физ. **303** 618 (1988)
56. Майер А А, in Proceedings of Third International Conference Trends in Quantum Electronics'88 (Bucharest, 1988) p. 382
57. Майер А А Papers on Optical Communication (Special Issue) (Bellingham, WA: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers—International Society for Optical Engineering, 1988) p. 27
58. Майер А А, Ситарский К Ю, Препринт ИОФАН № 86-23 (М.: ИОФАН, 1989); ДАН СССР. Сер. Физ. **307** 592 (1989)

59. Майер А А, Каракаев С Г, Препринт ИОФАН № 73-7 (М.: ИОФАН, 1989); *ДАН СССР. Сер. Физ.* **309** 619 (1989)
60. Дианов Е М, Кузнецов А В, Майер А А и др. *ДАН СССР. Сер. Физ.* **309** 611 (1989)
61. Dianov E M, Kuznetsov A V, Maier A A et al. *Opt. Commun.* **74** 152 (1989)
62. Maier A A, in *Proceedings of OSA Photonic Switching Conference, Salt Lake City, 1989* (Vol. 3 of OSA Proceedings Series) (Washington, DC: Optical Society of America, 1989) p. 85
63. Майер А А *Нелинейное взаимодействие однонаправленных распределено-связанных волн* Диссертация ... докт. физ.-мат. наук (М.: ИОФАН, 1990)
64. Майер А А *Оптический мультивибратор* Патент РФ № 2003150 (1990)
65. Майер А А *Оптический мультивибратор* Авторское свидетельство № 1805437 (1990)
66. Майер А А *ДАН СССР. Сер. Физ.* **315** 95 (1990)
67. Майер А А, Препринт ИОФАН № 40-30 (М.: ИОФАН, 1991); *Квант. электрон.* **18** 1447 (1991)
68. Майер А А, Препринт ИОФАН № 42-13 (М.: ИОФАН, 1991); *Квант. электрон.* **18** 1264 (1991)
69. Maier A A, Karataev S G, Preprint No. 46 (Moscow: Institute of General Physics, Academy of Sciences of the USSR, 1991); Майер А А, Ситарский К Ю *Квант. электрон.* **23** 167 (1996)
70. Ситарский К Ю *Нелинейное взаимодействие волн в туннельно-связанных оптических волноводах* Диссертация ... канд. физ.-мат. наук (М.: ИОФАН, 1990)
71. Майер А А, Препринт ИОФАН № 30 (М.: ИОФАН, 1992)
72. Майер А А, Ситарский К Ю *ДАН СССР. Сер. Физ.* **337** 597 (1994)
73. Майер А А, Ситарский К Ю, Препринт ИОФАН № 27 (М.: ИОФАН, 1995)
74. Kitayama K, Wang S *Appl. Phys. Lett.* **43** 17 (1983)
75. Kitayama K, Kimura Y, Seikai S *Appl. Phys. Lett.* **46** 317 (1985)
76. Li Kam Wa P et al. *Electron. Lett.* **21** 26 (1985)
77. Daino B, Gregori G, Wabnitz S J. *Appl. Phys.* **58** 4512 (1985)
78. Daino B, Gregori G, Wabnitz S *Opt. Lett.* **11** 42 (1986)
79. Winful H G *Opt. Lett.* **11** 33 (1986)
80. Hoffe R, Chrostowski J *Opt. Commun.* **57** 34 (1986)
81. Trillo S, Wabnitz S *Appl. Phys. Lett.* **49** 752 (1986)
82. Snyder A W et al. *Opt. Lett.* **15** 357 (1990)
83. Wabnitz S et al. *Appl. Phys. Lett.* **49** 838 (1986)
84. Trillo S et al. *Appl. Phys. Lett.* **49** 1224 (1986)
85. Mecozzi A et al. *Opt. Lett.* **12** 275 (1987)
86. Caglioti E, Trillo S, Wabnitz S *Opt. Lett.* **12** 1044 (1987)
87. Das U, Chen Y, Bhattacharya P *Appl. Phys. Lett.* **51** 1679 (1987)
88. Trillo S, Wabnitz S *J. Opt. Soc. Am. B* **5** 483 (1988)
89. Chen Y, Snyder A W *Opt. Lett.* **14** 1237 (1989)
90. Trillo S et al. *Appl. Phys. Lett.* **53** 837 (1988)
91. Friberg S R, Smith P W *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-23** 2089 (1987)
92. Friberg S R et al. *Appl. Phys. Lett.* **51** 1135 (1987)
93. Friberg S R et al. *Opt. Lett.* **13** 904 (1988)
94. Cada M et al. *Appl. Phys. Lett.* **49** 755 (1986)
95. Berger P et al. *Appl. Phys. Lett.* **52** 1125 (1988)
96. Jin R et al. *Appl. Phys. Lett.* **53** 1791 (1988)
97. Silberberg Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **46** 701 (1985)
98. Park H G, Huang S Y, Kim B Y *Opt. Lett.* **14** 877 (1989)
99. Caglioti E et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **5** 472 (1988)
100. Finlayson N, Stegeman G I *Appl. Phys. Lett.* **56** 2276 (1990)
101. Schmidt-Hattenberger C, Trutschel U, Lederer F *Opt. Lett.* **16** 294 (1991)
102. Schmidt-Hattenberger C et al. *Opt. Quantum Electron.* **24** 691 (1992)
103. Mitchell D J, Snyder A W, Chen Y *Electron. Lett.* **26** 1164 (1990)
104. Петров М П, Кузин Е А, Максютенко М А *Квант. электрон.* **18** 1395 (1991)
105. Андрушко Л М, Карплюк К С, Островский С Б *Радиотехника и электроника* **32** (2) 427 (1987)
106. Trillo S et al. *Opt. Lett.* **13** 672 (1988)
107. Abdullaev F Kh, Abrarov R M, Darmanyan S A *Opt. Lett.* **14** 131 (1989)
108. Wright E M, Stegeman G I, Wabnitz S *Phys. Rev. A* **40** 4455 (1989)
109. Дианов Е М, Никонова З С, Серкин В Н *Кратк. сообщ. физ.* (12) 17 (1989)
110. Trillo S, Wabnitz S *Opt. Lett.* **16** 1 (1991)
111. Soto-Crespo J M, Wright E M *J. Appl. Phys.* **70** 7240 (1991)
112. Маймистов А И *Квант. электрон.* **18** 758 (1991)
113. Aceves A B, Wabnitz S *Opt. Lett.* **17** 25 (1992)
114. Абдуллаев Ф Х и др. *ЖТФ* **64** 101 (1994)
115. Menyuk C R *Opt. Lett.* **12** 614 (1987)
116. Islam M N, UK Patent Application GB 2249648 A (Priority data 07.11.1990)
117. Майер А А, Шкловский Е И *Метод ввода излучения в оптический волновод* Авторское свидетельство № 1238569 (1984); *Бюлл. изобрет.* (29) (1988)
118. Белашенков Н Р, Гагарский С В, Иночкин М В *Opt. и спектроск.* **66** 1383 (1989)
119. Stegeman G et al. *Opt. Lett.* **18** 13 (1993)
120. Assanto G et al. *Appl. Phys. Lett.* **62** 1323 (1993)
121. Laureti Palma A et al. *All-Optical Processing in Quadratic Nonlinear Media Report on ECOC'94*, 20-th European Conference on Optical Communication (Firenze, Italy, September 25–29, 1994)
122. Кожевникова Н Н Диссертация ... канд. физ.-мат. наук (М.: ИОФАН 1987); *Кратк. сообщ. физ.* (11) 12 (1986)
123. Петров М П, Кузин Е А, Препринт № 975 (Ленинград: Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 1985)
124. Майер А А *Тезисы докладов IX Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике* Ч. 1 (М., 1978) с. 43
125. Майер А А, Сухоруков А П *ЖЭТФ* **77** 1282 (1979)
126. Майер А А *Квант. электрон.* **7** 1596 (1980)
127. Майер А А, Сухоруков А П *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* **45** 934 (1981)
128. Майер А А *Квант. электрон.* **9** 2544 (1982)
129. Майер А А и др. *Кратк. сообщ. физ.* (2) 25 (1983)
130. Stegeman G I, Seaton C T *J. Appl. Phys.* **58** R57 (1985)
131. Божевольный С И и др. *Письма в ЖТФ* **7** 649 (1981)
132. Philips N V *Waveguide device with controlled gap* European Patent No. 0430361 (Priority data 23.11.1990) (The earliest priority 30.11.1989 of US Patent No. 445075) Published 05.06.1991; BA Eindhoven, NL
133. Майер А А *Квант. электрон.* **19** 1224 (1992)
134. Морозов В Н *Оптоэлектронные матричные процессоры* (М.: Радио и связь, 1986)
135. Эйбрэхэм А, Ситон К, Смит С Д *В мире науки* (4) 15 (1983)
136. Маймистов А И *Квант. электрон.* **22** 1044 (1995)
137. Lattes A et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-19** 1718 (1983)

Experimental observation of the optical self-switching of unidirectional distributively coupled waves

A.A. Maier

General Physics Institute, Russian Academy of Sciences
ul. Vavilova 38, 117942 Moscow, Russia
Tel. (7-095) 132-83 91
Fax (7-095) 135-02 70

This review completes the program set in the review [1] in which only linear coupling was considered. The experimental observation of the optical self-switching of unidirectional distributively coupled waves (UDCWs) is reviewed and the nonlinear coupling theory of the effect for a quadratically nonlinear medium is discussed.

PACS numbers: 42.25.-p, 42.65.Pc, 42.79.Ta, 42.81.Gs

Bibliography — 137 references

Received 15 April 1996, revised 26 August 1996