

## НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

621.373

## ФАЗОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ УСИЛИТЕЛЯХ И ГЕНЕРАТОРАХ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА \*)

А. Пискарескас, А. Стабинис, А. Янкаускас

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	127
2. Параметрическое усиление в поле фазомодулированной накачки	128
3. Параметрическое усиление фазомодулированных импульсов и обращение чирпа в реальном масштабе времени	132
4. Самокомпрессия импульсов при сильном энергообмене	133
5. Экспериментальные результаты	136
5.1. Эксперименты по исследованию параметрического усиления при фазомодулированной накачке	136
5.2. Эксперименты по исследованию параметрического усиления фазомодулированных импульсов и обращению чирпа в реальном масштабе времени	140
6. Заключение	141
Список литературы	142

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Создание источников мощных перестраиваемых по частоте фемтосекундных световых импульсов — актуальная проблема лазерной техники; ее решение открывает совершенно новые возможности в физике быстропротекающих процессов. В настоящее время техника генерации световых импульсов предельно короткой длительности (единицы фемтосекунд в видимом диапазоне длин волн) основывается чаще всего на формировании фазомодулированных импульсов в средах с кубичной нелинейностью, например в волоконных световодах <sup>1</sup>, и последующем их сжатии в устройствах с отрицательной дисперсией групповых скоростей или самосжатии в световоде <sup>2-4</sup>. Разработаны компрессоры на основе световодов, позволяющие сжать импульсы до 8 фс <sup>5</sup>. Вместе с тем недавно созданы лазеры на красителях с синхронизацией мод, генерирующие импульсы длительностью 30 фс <sup>6</sup>. Однако энергия импульсов на выходе указанных систем обычно невелика, не превышает  $10^{-8}$ — $10^{-9}$  Дж, так что возникает необходимость их усиления, что связано с существенными трудностями <sup>7</sup>.

Отсылая читателя к публикациям, посвященным перечисленным методам <sup>1-10</sup>, мы хотели бы в этом обзоре сконцентрировать внимание на новых методах управления фазой световых волн, основанных на использовании параметрических взаимодействий световых волн. Работы самого последнего времени показали, что они оказались весьма перспективными для генерации мощных фемтосекундных импульсов с перестраиваемой частотой.

\*) Статья печатается в связи с 25-летием создания лазера (1960 г.) и завершает первую публикацию статей, целиком заполняющую январский номер УФН этого года (т. 148, вып. 1), и публикацию статей Е. М. Дианова, А. М. Прохорова и Н. Г. Басова в февральском номере (т. 148, вып. 2). (Примеч. ред.)

За последние десять лет достигнуты значительные успехи в разработке перестраиваемых пикосекундных и фемтосекундных источников на основе параметрического усиления и генерации световых волн в квадратично нелинейных средах — так называемых параметрических генераторов света (ПГС). ПГС сочетает широкий диапазон перестройки частоты излучения (от ультрафиолетового до инфракрасного диапазона длин волн), широкую частотную полосу и большой коэффициент усиления с различными возможностями преобразования амплитудных и фазовых характеристик импульсов.

Физический принцип ПГС и возможные схемы перестройки частоты были предложены в 1962 г. Ахмановым и Хохловым <sup>11</sup>, а также Кроллем <sup>12</sup> и Кингстоном <sup>13</sup>. Впервые параметрическая генерация света в наносекундном диапазоне длительностей импульсов осуществлена в работе <sup>14</sup>. Важным этапом на пути к реализации параметрических генераторов пикосекундных и фемтосекундных импульсов явились теоретические работы <sup>15, 16</sup>, в которых было высказана идея параметрической компрессии световых импульсов в условиях сильного энергообмена и расстройки групповых скоростей. Затем была осуществлена параметрическая генерация света в пикосекундном <sup>17, 18</sup>, а несколько позже — и в фемтосекундном <sup>19, 20</sup> диапазоне длительностей. Подчеркнем, что наблюдавшаяся в этих работах компрессия световых импульсов была обусловлена амплитудной модуляцией и расстройкой групповых скоростей взаимодействующих световых импульсов. В соответствии с теорией максимальный коэффициент компрессии не превышал одного порядка, а длительность импульсов варьировалась от 300 до 900 фс <sup>19, 20</sup>.

В недавних работах <sup>21-23</sup> было показано, что существенное продвижение в область фемтосекундных длительностей возможно за счет использования трехчастотных параметрических взаимодействий фазомодулированных световых импульсов. Результаты этих работ и сформулированные в них идеи позволяют также по-новому подойти к проблеме быстрого управления фазой световых волн. К настоящему времени изучено влияние фазовой модуляции (ФМ) световых импульсов накачки на параметрическое усиление <sup>24, 25</sup>, исследованы такие процессы, как преобразование квадратичной ФМ (линейного изменения частоты — «частотного чирпа»)\*) накачки в ФМ генерируемых импульсов <sup>21, 22</sup>, параметрическая генерация широкополосных импульсов (континуума) <sup>26-29</sup>, обращение знака частотной модуляции, «обращение чирпа» в параметрических усилителях <sup>23</sup>, параметрическая компрессия импульсов в условиях проявления дисперсии второго порядка <sup>30-32</sup>, формирование солитонов <sup>31, 33, 34</sup> и др. Полученные результаты с несомненностью свидетельствуют о перспективности этого направления; конкретное их обсуждение и является предметом предлагаемого обзора.

## 2. ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ В ПОЛЕ ФАЗОМОДУЛИРОВАННОЙ НАКАЧКИ

Рассмотрим, какие новые особенности возникают при параметрической генерации световых волн в поле фазомодулированной накачки. Уравнения, описывающие трехфотонное взаимодействие плоских световых волн в нелинейной среде в первом приближении теории дисперсии, имеют вид <sup>24</sup>

$$\begin{aligned}\frac{\partial A_1}{\partial z} &= -i\sigma_1 A_3 (t - v_{31}z) A_2^*, \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} + v_{21} \frac{\partial A_2}{\partial t} &= -i\sigma_2 A_3 (t - v_{31}z) A_1^*,\end{aligned}\tag{1}$$

где  $A_j$  ( $j = 1, 2, 3$ ) — комплексные амплитуды волн.

$$v_{21} = \frac{1}{u_2} - \frac{1}{u_1}, \quad v_{31} = \frac{1}{u_3} - \frac{1}{u_1};$$

\*) Этот термин (английский вариант — frequency chirp) стал в последние годы общепринятым.

$u_j$  — групповые скорости волн,  $\sigma_1, \sigma_2$  — коэффициенты связи. Выбрана система координат, в которой неподвижен первый импульс. Отметим, что уравнения (1) записаны для приближения заданного поля накачки. Решение (1) в общем виде представляет собой интегралы от функций Римана (см. <sup>25</sup>), и его анализ затруднителен.

Проведем рассмотрение (1) для гауссовых импульсов накачки с квадратичной ФМ  $A_3 = a_{30} \exp [(-t^2/\tau_3^2)(1 + i\gamma_3)]$ . Введем безразмерное время  $\eta = t/\tau_3$ , групповые длины взаимодействия  $L_{21} = \tau_3/|v_{21}|$ ,  $L_{31} = \tau_3/|v_{31}|$  и перейдем к новым функциям

$$B_1 = A_1 \exp(-ip_2\gamma_3\eta^2), \quad B_2 = A_2 \exp\left[ip_2\gamma_3\left(\eta - \frac{z}{L_{21}}\right)^2\right], \quad (2)$$

где  $p_2 = 1 - p_1$ ,  $p_1 = v_{32}/v_{12}$ . В результате имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_1}{\partial z} &= -i\sigma_1 a_3 \left(\eta - \frac{z}{L_{31}}\right) \exp\left(-i\gamma_3\eta^2 - i\gamma_3 \frac{z^2}{L_{31}L_{32}}\right) B_2^*, \\ \frac{\partial B_2}{\partial z} + \frac{1}{L_{21}} \frac{\partial B_2}{\partial \eta} &= -i\sigma_2 a_3 \left(\eta - \frac{z}{L_{31}}\right) \exp\left(-i\gamma_3\eta^2 - i\gamma_3 \frac{z^2}{L_{31}L_{32}}\right) B_1^*. \end{aligned} \quad (3)$$

Предположим, что  $l \ll L_{31}$ , а также  $\gamma_3 l^2/(L_{31}L_{32}) \ll 1$ , где  $l$  — длина нелинейной среды. В этом приближении расстройки  $v_{31}$  и  $v_{32}$  существенны лишь при учете ФМ накачки. Таким образом, получаем

$$\frac{\partial B_1}{\partial z} = -i\sigma_1 A_3(\eta) B_2^*, \quad \frac{\partial B_2}{\partial z} + \frac{1}{L_{21}} \frac{\partial B_2}{\partial \eta} = -i\sigma_2 A_3(\eta) B_1^*. \quad (4)$$

Система (4) должна решаться с граничными условиями при  $z = 0$ :  $B_{j0}(\eta) = A_{j0}(\eta) \exp(-ip_2\gamma_3\eta^2)$ . Решение (4) известно (см. <sup>35</sup>). Предположим, что усиление большое,  $l \gg L_n$ , где  $L_n = 1/[(\sigma_1\sigma_2)^{1/2}a_{30}]$  и  $L_{21} \gg l$ . Отметим, что величина  $L_{21}$  рассчитана для длительности импульса накачки  $\tau_3$ . Возвращаясь к функциям  $A_1, A_2$ , имеем

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \exp\left[\frac{l}{L_n}(1 - \eta^2) - ip_1\gamma_3\eta^2\right] \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ A_{10}(\eta - \alpha x) \exp[ip_1\gamma_3(\eta - \alpha x)^2] + \right. \\ &\quad \left. - \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)^{1/2} A_{20}^*(\eta - \alpha x) \exp[-ip_2\gamma_3(\eta - \alpha x)^2] \right\} e^{-x^2} dx, \\ A_2 &= \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\right)^{1/2} \exp(-i\gamma_3\eta^2) A_1^*, \end{aligned} \quad (5)$$

здесь  $\alpha = \tau_k/\tau_3$ , где  $\tau_k = (lL_n)^{1/2} |v_{21}|/\sqrt{2}$ .

Отметим некоторые закономерности, вытекающие из (5). В отсутствие ФМ накачки генерируемые волны на выходе ПГС — фазосопреженные. Принципиальность этого факта мы обсудим несколько позже. Здесь лишь укажем, что фазосопреженность сохраняется с точностью до величин порядка  $\gamma_3\eta^2$  и при накачке фазомодулированными импульсами. Величина  $\tau_k$  определяет полосу параметрического усиления  $\Delta\omega_y$  при монохроматической накачке. В частности, полагая  $\gamma_3 = 0$ ,  $A_{10} \sim \delta(t)$ ,  $A_{20} = 0$ , имеем  $A_1 \sim \exp(-t^2/\tau_k^2)$ , и частотная полоса усиления  $\Delta\omega_y = \frac{4\sqrt{\ln 2}}{|v_{21}|} \frac{1}{(lL_n)}$  что аналогично результату работы <sup>35</sup>. Если ограниченность ширины полосы усиления несущественна ( $\alpha \rightarrow 0$ ), в случае  $A_{20} = 0$  из (5) следует  $A_1 = (A_{10}(\eta)/2) \times \exp[(l/L_n)(1 - \eta^2)]$ . ФМ накачки никак не влияет на усиление сигнальной (попутной) волны. Вместе с тем, примечательно, что ФМ накачки полностью перекладывается на холостую (уходящую) волну, что совпадает с выводами <sup>24</sup>. Если учет ограниченности частотной полосы усиления принципиален ( $\alpha \neq 0$ ), влияние ФМ накачки на генерацию волн в ПГС более сложное.

Пользуясь преобразованием Фурье

$$A_{10}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_{10}(\omega) \exp(i\omega t) d\omega,$$

имеем

$$A_1(t) =$$

$$= \frac{1}{4\pi} \exp\left[\frac{l}{L_H} \left(1 - \frac{t^2}{\tau_3^2}\right)\right] \int_{-\infty}^{\infty} S_{10}(\omega) \exp\left[i\omega t - \frac{\tau_K^2}{4} \left(\omega + \frac{2p_1\gamma_3 t}{\tau_3}\right)^2\right] d\omega. \quad (6)$$

Видно, что усиление при накачке фазомодулированными импульсами эквивалентно усилению со сдвигом частотной полосы усиления во времени (рис. 1). Отметим, что близкое по физическому содержанию воздействие сигнала с изменяющейся частотой на резонансную систему изучалось ранее, например в <sup>36</sup>. Центральная частота в контуре полосы усиления сигнальной волны

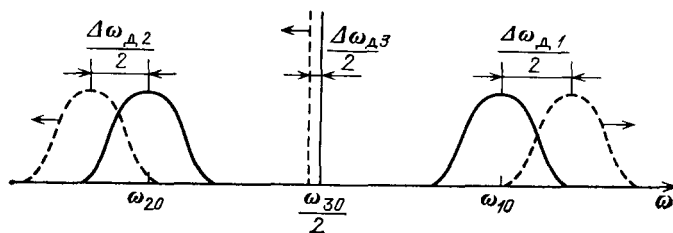


Рис. 1. Сдвиг частотной полосы усиления сигнальной ( $\omega_1$ ) и холостой ( $\omega_2$ ) волн в ПГС, накачиваемого импульсом накачки с линейным chirпом

меняется по закону  $\omega_1 = \omega_{10} - 2p_1\gamma_3 t/\tau_3^2$ . Учитывая, что  $\omega_3 = \omega_{30} - 2\gamma_3 t/\tau_3^2$ , для девиации частоты получаем  $\Delta\omega_{\Delta 1} = p_1\Delta\omega_3$  и  $\Delta\omega_{\Delta 2} = p_2\Delta\omega_3$ . Если  $|p_1|, |p_2| \gg 1$ , то девиация центральной частоты полосы усиления будет значительно превышать девиацию частоты импульса накачки. Конкретные значения величин  $p_1$  и  $p_2$  определяются дисперсионными свойствами нелинейной среды. Нетрудно провести оценку величины  $p_1$  для взаимодействия типа оо-е вблизи вырожденного режима. В этом случае  $p_1 \simeq F/(1 - 2\kappa)$ , где  $F = v_{32}/(\omega_3 k_{\omega 1}')$ , а параметр вырождения  $\kappa = \omega_2/\omega_3$ . Значения  $F$  для ряда

Таблица I

Кристалл	0,53 мкм	1,06 мкм
KDP	0,16	—
CDA	0,39	—
LiNbO <sub>3</sub>	0,54	0,20
LiIO <sub>3</sub>	0,56	-0,21

кристаллов и двух значений длины волны накачки приведены в табл. I. Характер влияния ФМ накачки на усиление существенным образом определяется соотношением девиации  $\Delta\omega_{\Delta 1}$  и ширины полосы усиления  $\Delta\omega_y$ . Оценим величину  $\Delta\omega_{\Delta 1}/\Delta\omega_y$ .

Имеем  $\Delta\omega_{\Delta 1} \sim p_1\gamma_3/\tau_3$ ,  $\Delta\omega_y \sim \tau_K^{-1}$ . Отсюда  $\Delta\omega_{\Delta 1}/\Delta\omega_y = \gamma_3 (lL_H)^{1/2}/L_{32}$ . В рамках принятых выше ограничений величина сдвига частотной полосы меньше

ее ширины  $\Delta\omega_{\Delta 1} < \Delta\omega_y$ , в связи с чем ФМ накачки будет слабо влиять на процесс усиления узкополосных сигналов  $\Delta\omega \ll \Delta\omega_y$ . При усилении широкополосных сигналов  $\Delta\omega \gg \Delta\omega_y$  роль ФМ накачки может оказаться существенной. По всей видимости, условие  $\Delta\omega_{\Delta 1} \gg \Delta\omega_y$  может быть реализовано, если не ограничиваться условиями  $l \gg L_{31}$  и  $\gamma_3 l^2/L_{31}^2 \ll 1$ .

Рассмотрим особенности возбуждения волн в ПГС от уровня шумов при накачке импульсами с линейным chirпом (т. е. с квадратичной ФМ). В этом случае величины  $A_{10}$  и  $A_{20}$  (5) представляют собой амплитуды широкополосных ( $\Delta\omega \gg \Delta\omega_y$ ) случайных процессов, обусловленных квантовыми шумами в среде ПГС. Не уменьшая общности рассмотрения при большом усилении  $l \gg L_H$ , можно считать эти случайные процессы стационарными и гауссовыми

с временем корреляции  $T_K \ll \tau_K$ . Представляет интерес рассчитать корреляционную функцию  $B_\Phi(\tau)$  величины

$$\Phi(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} A_{10}(t - \tau_K x) \exp \left[ \frac{ip_1 \gamma_3 (t - \tau_K x)^2}{\tau_3^2} - x^2 \right] dx.$$

Характерный масштаб изменения  $A_{10}$  имеет порядок  $T_K$ . При  $t - \tau_K x \approx \approx T_K$ ,  $\exp [ip_1 \gamma_3 (t - \tau_K x)^2 / \tau_3^2] \approx 1$  и

$$\Phi(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} A_{10}(t - \tau_K x) e^{-x^2} dx.$$

Таким образом, корреляционная функция  $B_\Phi(\tau) = \overline{\Phi(t) \Phi^*(t + \tau)}$  дается выражением

$$B_\Phi(\tau) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-x_1^2 - x_2^2) \overline{A_{10}(t - \tau_K x_1) A_{10}^*(t + \tau - \tau_K x_2)} dx_1 dx_2. \quad (7)$$

Согласно <sup>35</sup>

$$\begin{aligned} \overline{A_{10}(t - \tau_K x_1) A_{10}^*(t + \tau - \tau_K x_2)} = \\ = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} S_{10}^+(\omega_1 + \Omega) \exp \{ -i\Omega [\tau - \tau_K (x_2 - x_1)] \} d\Omega, \end{aligned}$$

где  $S_{10}^+$  — спектр интенсивности шума, взятый по положительным частотам. В результате имеем

$$B_\Phi(\tau) = \frac{1}{2} \int_{-\omega_1}^{\infty} S_{10}^+(\omega_1 + \Omega) \exp \left( -i\Omega \tau - \frac{1}{2} \Omega^2 \tau_K^2 \right) d\Omega. \quad (8)$$

Учитывая, что  $T_K \ll \tau_K$ , имеем

$$B_\Phi(\tau) = \left( \frac{\pi}{2} \right)^{1/2} \frac{1}{\tau_K} S_{10}^+(\omega_1) \exp \left( -\frac{\tau^2}{2\tau_K^2} \right). \quad (9)$$

Таким образом, амплитуды генерируемых волн на выходе ПГС могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} A_1 = \frac{1}{2} \exp \left[ \frac{l}{L_H} \left( 1 - \frac{t^2}{\tau_3^2} \right) - \frac{ip_1 \gamma_3 t^2}{\tau_3^2} \right] A_{1\xi} t, \\ A_2 = \left( \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right)^{1/2} \exp \left( -\frac{i\gamma_3 t^2}{\tau_3^2} \right) A_{1\xi}^*(t), \end{aligned} \quad (10)$$

где  $A_{1\xi}(t)$  — стационарный гауссов шум с функцией корреляции

$$B_\xi(\tau) = \left( \frac{\pi}{2} \right)^{1/2} \frac{1}{\tau_K} \left[ S_{10}^+(\omega_1) + \frac{\sigma_1}{\sigma_2} S_{20}^+(\omega_2) \right] \exp \left( -\frac{\tau^2}{2\tau_K^2} \right).$$

Как следует из (10), генерируемые на выходе ПГС волны представляют собой шумовые импульсы. Их амплитуды равны произведению двух амплитуд: одной, соответствующей регулярному сигналу, определяемому огибающей и чирпом импульса накачки, и другой, соответствующей случайному сигналу, время корреляции которого определяется частотной полосой параметрического усиления, но не зависит от временных свойств импульса накачки. Как видно, квадратичная ФМ генерируемых импульсов может значительно превышать ФМ импульсов накачки. В связи с этим величина  $p_1$  (а также и  $p_2$ ) может быть названа коэффициентом усиления квадратичной ФМ (линейного чирпа). Очевидно, что в этом случае можно производить значительно более эффективное дисперсионное сжатие импульсов ПГС и, таким образом, формировать импульсы, длительность которых значительно меньше длительности импульса накачки.

### 3. ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ ФАЗОМОДУЛИРОВАННЫХ ИМПУЛЬСОВ И ОБРАЩЕНИЕ ЧИРПА В РЕАЛЬНОМ МАСШТАБЕ ВРЕМЕНИ

Уникальной особенностью параметрических усилителей света является возможность эффективного усиления фазомодулированных импульсов. Конкретизируем условия, при которых не происходит сужения спектра усиливаемых сигналов. Это важно с точки зрения формирования фемтосекундных импульсов. Пусть импульсы накачки спектрально ограничены. Полагая  $\gamma_3 = 0$  и  $A_{20} = 0$  в (5), имеем

$$A_1 = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \exp \left[ \frac{l}{L_H} (1 - \eta^2) \right] \int_{-\infty}^{\infty} A_{10} (\eta - \alpha x) e^{-x^2} dx, \\ A_2 = \left( \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right)^{1/2} A_1^* \quad (11)$$

Таким образом, на выходе параметрического усилителя могут быть сформированы две мощные фазосопреженные волны. В данном приближении расстройка групповых скоростей импульсов никак не влияет на коэффициент параметрического усиления. Расстройка  $\nu_{21}$  определяет частотную полосу усиления. В частности, рассматриваемое приближение справедливо для усиления вблизи вырожденного режима (взаимодействие типа  $e-\infty$ ). Отметим, что если учет расстройки  $\nu_{31}$  принципиален, будет иметь место некоторое уменьшение усиления или его насыщение.

Наиболее важным выводом, следующим из (11), следует считать тот факт, что ФМ холостого импульса обращена во времени по отношению к ФМ сигнального импульса. С учетом высокой скорости отклика электронной нелинейности второго порядка и широкой спектральной полосы параметрического усиления, которая может достигать нескольких тысяч  $\text{см}^{-1}$  <sup>29</sup>, можно говорить о том, что параметрический усилитель позволяет производить фазовое сопряжение световых импульсов предельно короткой длительности. Далее предположим, что на входе в среду амплитуда импульса имеет вид  $A_{10} = a_{10} \exp[-(t^2/\tau_1^2)(1 + i\gamma_1)]$ . В этом случае  $A_1(t)$  описывает фазомодулированный гауссов импульс:

$$A_1(t) = \frac{a_{10}}{2} \exp \left[ \frac{l}{L_H} - \frac{t^2}{(\tau_1'')^2} (1 + i\gamma_1'') \right] \left[ 1 + \left( \frac{\tau_K}{\tau_1} \right)^2 (1 + i\gamma_1) \right]^{-1/2}, \quad (12)$$

где

$$\tau_1'' = \frac{\tau_1'}{[1 + (\tau_1'/\tau_0)^2]^{1/2}}, \quad \gamma_1'' = \frac{\gamma_1'}{1 + (\tau_1'/\tau_0)^2}, \quad \tau_1' = \tau_1 \left\{ \frac{[1 + (\tau_K/\tau_1)^2]^2 + \gamma_1^2 (\tau_K/\tau_1)^4}{1 + (\tau_K/\tau_1)^2 (1 + \gamma_1^2)} \right\}^{1/2}, \\ \gamma_1' = \frac{\gamma_1}{1 + (\tau_K/\tau_1)^2 (1 + \gamma_1^2)}, \quad \tau_0 = \tau_3 \left( \frac{L_H}{l} \right)^{1/2}.$$

Если импульсы накачки достаточно протяженные (приближение монохроматической накачки,  $\tau_0 \rightarrow \infty$ ), то  $\tau_1' \approx \tau_1$  и  $\gamma_1' \approx \gamma_1$ . Таким образом, немонохроматичность накачки не существенна, если  $(\tau_1'/\tau_0)^2 \ll 1$ . При  $(\tau_K/\tau_1)^2 (1 + \gamma_1^2) \ll 1$ ,  $\tau_1' \approx \tau_1$ ,  $\gamma_1' \approx \gamma_1$  импульс усиливается без амплитудных и фазовых искажений. Для  $\gamma_1^2 \gg 1$  полученное условие может быть переписано в виде

$$\tau_K \leq \frac{0,3\tau_1}{\gamma_1} \quad (13)$$

В целом усиление протекает без искажений, если ширина спектра сигнала меньше ширины частотной полосы усилителя.

Если условие (13) не выполнено, то по мере уменьшения величины  $\tau_1/\gamma_1$  вначале будут иметь место фазовые, а потом и амплитудные искажения усиливаемого импульса. Как следует из (12), при этом ФМ импульса всегда уменьшается. Нетрудно показать, что в целом происходит спектральная фильтрация усиливаемого импульса. В пределе при  $(\tau_K\gamma/\tau_1)^2 \gg 1$ ,  $\tau_1' \approx \tau_K$

длительность полученного импульса полностью определяется частотной<sup>36</sup> полосой усилителя.

Какие особенности возникают при усилении импульсов с ФМ в поле импульсной накачки? Пусть выполнено (13). В этом случае  $\tau_1' = \tau_1/[1 + (\tau_1^2/\tau_0^2)]^{1/2}$  и  $\gamma_1' = \gamma_1/[1 + (\tau_1^2/\tau_0^2)]$ . Как видно, при усилении импульса уменьшается как его длительность, так и chirp. При этом спектр импульса может как уширяться, так и сужаться. Сужение не происходит, если  $\gamma_1 \leq \leq \tau_1/\tau_0$ . Отметим, что при усилении спектрально ограниченного импульса ( $\gamma_1 = 0$ ) в поле импульсной накачки длительность импульса всегда уменьшается, а спектр уширяется. Экспериментальное исследование параметрического усиления фазомодулированных импульсов проведено в <sup>23</sup>.

Представляет интерес оценить роль дисперсионного распыливания при параметрическом усилении широкополосных световых импульсов. При распространении фазомодулированного гауссового импульса  $A_1(t) = a_{10} \times \exp[-(t^2/\tau_1^2)(1 + i\gamma_1)]$  в дисперсионной среде имеет место его распыливание. На расстоянии  $z$  его амплитуда дается выражением <sup>37</sup>:

$$A_1(t, z) = \frac{a_{10}}{\psi^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{t^2}{\tau_1^2 |\psi|^2} \left[ 1 + i \frac{z}{L_{\text{дн}}} \left( 1 + \gamma_1^2 + \gamma_1 \frac{L_{\text{дн}}}{z} \right) \right] \right\},$$

где  $\psi = 1 - i(z/L_{\text{дн}})(1 + i\gamma_1)$ . Как видно, длительность импульса и параметр ФМ определяются выражениями

$$\tau_1' = \tau_1 \left[ \left( 1 + \gamma_1 \frac{z}{L_{\text{дн}}} \right)^2 + \frac{z^2}{L_{\text{дн}}^2} \right]^{1/2}, \quad \gamma_1' = \frac{L_{\text{дн}}}{L_{\text{дн}}} \left( 1 + \gamma_1^2 + \gamma_1 \frac{L_{\text{дн}}}{z} \right).$$

Рассмотрим случай  $\gamma_1 \gg 1$ . Если  $\gamma_1 z/L_{\text{дн}} \ll 1$ , имеем  $\gamma_1' \approx \gamma_1$  и  $\tau_1' \approx \tau_1$ , дисперсионное распыливание импульса незначительно. Отметим, что при  $\gamma_1 = 0$  это условие принимает вид  $z \ll L_{\text{дн}}$ . Нетрудно показать, что для импульса с заданной шириной спектра дисперсионное распыливание менее существенно для фазомодулированных импульсов. Если длительность спектрально ограниченного импульса  $\tau_1$ , его дисперсионное распыливание незначительно при  $z \ll \tau_1^2/2 |k_w''|$ . Для фазомодулированного импульса длительностью  $\tau_0$  и параметром ФМ  $\gamma_1 = \tau_0/\tau_1$  распыливание незначительно на расстоянии  $z \ll \ll \tau_0^2/(2 |k_w''| \gamma_1) = \tau_1^2 \gamma_1/(2 |k_w''|)$ . Как видно, это расстояние при наличии ФМ увеличивается в  $\gamma_1$  раз. Проведем оценку. В кристалле KDP для импульса с  $\tau_1 = 10$  фс при  $\lambda_1 = 1$  мкм  $L_{\text{дн}} \approx 0,4$  см. Если  $\tau_0 = 1$  пс, то  $\gamma_1 = 100$  и  $L_{\text{дн}} \approx 40$  см. В целом можно утверждать, что при усилении фемтосекундных импульсов с заданной шириной спектра предпочтительнее усиление фазомодулированных импульсов. С другой стороны, это позволяет увеличить порог насыщения усилителя по интенсивности.

#### 4. САМОКОМПРЕССИЯ ИМПУЛЬСОВ ПРИ СИЛЬНОМ ЭНЕРГООБМЕНЕ

В некоторой степени аналогичным явлению самокомпрессии импульсов в волоконных световодах, протекающему за счет одновременного действия кубичной нелинейности и дисперсии групповых скоростей, является самокомпрессия импульсов в квадратично-нелинейных средах. Это явление может быть объяснено в терминах нелинейной дисперсии <sup>38</sup>. В условиях сильного энергообмена между волнами происходит значительное уширение спектра взаимодействующих импульсов, а их дисперсионное распыливание компенсируется сжатием, обусловленным нелинейной дисперсией. Этим вопросам посвящен цикл работ <sup>30-32</sup>. Для экспериментальной реализации параметрической компрессии импульсов фемтосекундного диапазона весьма важным является вопрос оптимизации этого процесса с учетом реальных параметров нелинейной среды. Поэтому целесообразно рассмотреть результаты анализа параметрического сжатия в условиях сильного энергообмена в зависимости от соотношения длин дисперсионного распыливания взаимодействующих импульсов. Для этого приведем результаты численного решения системы<sup>39</sup> укорочен-

ных уравнений, описывающих трехчастотное взаимодействие световых пакетов в нелинейных средах с учетом дисперсионного распыливания. Будем считать, что усиление протекает в вырожденном режиме в условиях группового синхронизма. Дисперсионное распыливание определяется величинами  $k''_{\omega_j}$  ( $j = 1, 3$ ), которые могут быть как положительными, так и отрицательными<sup>39</sup>. Число параметров рассматриваемой задачи может быть уменьшено. Вместо длин дисперсионного распыливания  $L_{\text{д1}}$  и  $L_{\text{д3}}$  удобно ввести величины  $L_{\text{д1}}/L_{\text{д3}}$  и  $L_{\text{д1}}L_{\text{д3}}$ . В этом случае закономерности компрессии импульсов определяются в основном соотношением  $L_{\text{д1}}/L_{\text{д3}}$  и знаком произведения  $k''_{\omega_1}k''_{\omega_3}$ . Изменение  $L_{\text{д1}}L_{\text{д3}}$  эквивалентно изменению коэффициента связи волн или начальной интенсивности накачки. Это в основном обуславливает количественные изменения, но общие закономерности компрессии сохраняются. Для наблюдения компрессии величина  $L_{\text{д1}}L_{\text{д3}}$  должна превышать некоторое минимальное значение, определяемое условиями на входе в нелинейную среду.

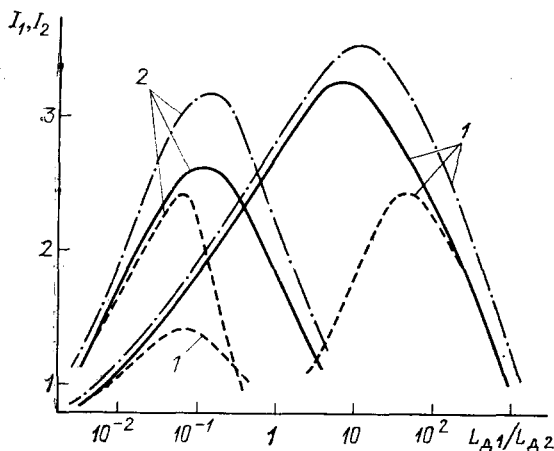


Рис. 2. Зависимости интенсивности в вершине импульсов сигнала (1) и накачки (2) в точке максимальной компрессии от соотношения  $L_{\text{д1}}/L_{\text{д3}}$  для  $k''_{\omega_1}k''_{\omega_3} > 0$  (сплошные кривые,  $L_{\text{д1}}L_{\text{д3}} = 10\,000$ ; штрихпунктирные кривые,  $L_{\text{д1}}L_{\text{д3}} = 15\,000$ ) и  $k''_{\omega_1}k''_{\omega_3} < 0$  (штриховые кривые,  $L_{\text{д1}}L_{\text{д3}} = 10\,000$ )

На рис. 2 показаны зависимости интенсивности в вершине импульсов сигнала (1) и накачки (2) в точке их максимальной компрессии от соотношения  $L_{\text{д1}}/L_{\text{д3}}$  для двух случаев:  $k''_{\omega_1}k''_{\omega_3} > 0$  (сплошные кривые) и  $k''_{\omega_1}k''_{\omega_3} < 0$  (штриховые кривые). Интенсивность и длительность взаимодействующих импульсов нормирована на начальную интенсивность и длительность импульса накачки. Видно, что при  $L_{\text{д1}} \ll L_{\text{д3}}$  компрессия импульса накачки происходит в большей степени, чем сигнального импульса. Профили огибающих для  $L_{\text{д1}}/L_{\text{д3}} = 0,1$  показаны на рис. 3, а. Огибающие исходного импульса накачки изображены штриховой линией. В этом случае дисперсионное распыливание импульса накачки малосущественно, в связи с чем картина взаимной компрессии не зависит от знака  $k''_{\omega_1}k''_{\omega_3}$ . По мере увеличения  $L_{\text{д1}}/L_{\text{д3}}$  ход взаимной компрессии начинает существенно зависеть от знака  $k''_{\omega_1}k''_{\omega_3}$ .

В случае  $k''_{\omega_1}k''_{\omega_3} > 0$  при  $L_{\text{д1}}L_{\text{д3}} \gg 1$  интенсивность сжатого сигнального импульса увеличивается, а импульса накачки уменьшается. В результате интенсивность сигнального импульса становится больше, чем у импульса накачки. Если  $L_{\text{д1}}/L_{\text{д3}} \gg 1$ , имеет место компрессия лишь сигнального импульса. В этом случае интенсивность импульса накачки не превышает начальной интенсивности, а сам импульс разбивается на несколько пиков, длительность которых может быть значительно меньше начальной длительности (рис. 3, б;  $L_{\text{д1}}/L_{\text{д3}} = 10$ ). При дальнейшем рассмотрении предполагалось, что компрессия импульса имеет место, если его интенсивность превышает начальную интенсивность импульса накачки. В связи с этим на рис. 2 и 4 зависимости интенсивности и длительности показаны лишь в случае компрессии импульсов.

Условия компрессии импульсов в случае  $k''_{\omega_1} k''_{\omega_3} < 0$  более жесткие. При  $L_{д1} L_{д3} \geq 0,04$  наблюдается уменьшение интенсивности сжатых импульсов. Если величины  $L_{д1}$  и  $L_{д3}$  становятся сравнимыми, наблюдается явление параметрической декомпрессии взаимодействующих импульсов<sup>31</sup>. Этим и обусловлен широкий провал в кривой зависимости интенсивности сжатого сигнала от  $L_{д1}/L_{д3}$  (см. рис. 2). Отметим, что для наблюдения декомпрессии взаимодействующих импульсов еще недостаточно выполнения

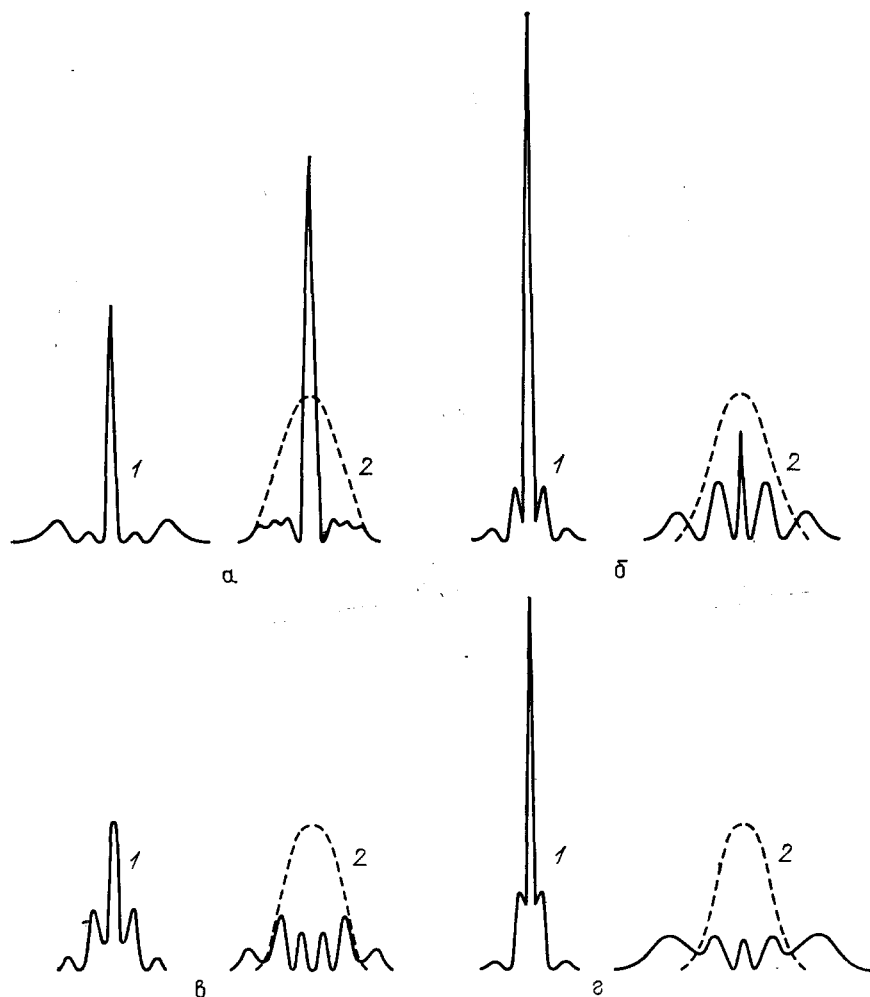


Рис. 3. Профили огибающих импульсов сигнала (1) и накачки (2) для  $k''_{\omega_1} k''_{\omega_3} = 0$  при  $L_{г1}/L_{г3} = 0,1$  (а), 10 (б) и  $k''_{\omega_1} k''_{\omega_3} < 0$  при  $L_{г1} L_{г3} = 2,5$  (в) и 40 (г)

условия  $k''_{\omega_1} k''_{\omega_3} < 0$ , как предполагается в<sup>31</sup>. Профили огибающих импульсов в случае декомпрессии показаны на рис. 3, в ( $L_{д1}/L_{д3} = 2,5$ ). Длительность огибающих взаимодействующих импульсов увеличена, их интенсивность значительно уменьшена. Импульсы разбиваются на отдельные пички. При дальнейшем увеличении  $L_{д1}/L_{д3}$ , если  $L_{д1}/L_{д3} > 2$ , вновь возможен режим компрессии, однако лишь для сигнального импульса. Характерные профили импульсов показаны на рис. 2, г. Если  $L_{д1}/L_{д3} \gg 1$ , расплывание сигнального импульса становится малосущественным и его компрессия не зависит от знака  $k''_{\omega_1} k''_{\omega_3}$ .

На рис. 4 показаны зависимости длительности в точке максимальной компрессии импульсов сигнала (1) и накачки (2) от соотношения  $L_{д1}/L_{д3}$  для  $k''_{\omega 1}k''_{\omega 3} > 0$  (сплошные кривые) и  $k''_{\omega 1}k''_{\omega 3} < 0$  (штриховые кривые). В целом ход кривых на рис. 4 тесно связан с ходом кривых на рис. 2. Минимальные

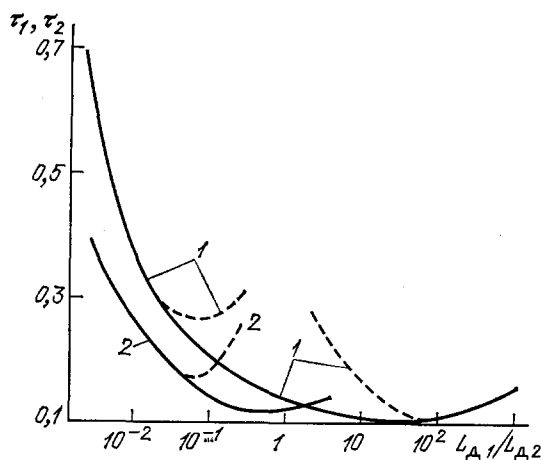


Рис. 4. Зависимости длительности в точке максимальной компрессии импульсов сигнала (1) и накачки (2) от соотношения  $L_{д1}/L_{д3}$  для  $k''_{\omega 1}k''_{\omega 3} > 0$  (сплошные кривые) и  $k''_{\omega 1}k''_{\omega 3} < 0$  (штриховые кривые)

длительности сжатых импульсов получаются в области максимальных интенсивностей. Как видно, длительности взаимодействующих импульсов в результате их компрессии могут быть на порядок меньше начальной длительности импульса накачки.

В заключение отметим, что режим компрессии импульсов при их трехчастотном взаимодействии может быть получен для широкой области длин дисперсионного распывания и использован для значительного уменьшения длительности импульсов и увеличения их интенсивности.

## 5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперименты по исследованию параметрического преобразования ФМ накачки, параметрического усиления фазомодулированных импульсов, обращения чирпа в реальном масштабе времени и дисперсионного сжатия импульсов проведены с разными лазерами накачки, схемами ПГС и нелинейными кристаллами<sup>21,22,23,40</sup>. Эти работы имели целью выяснение закономерностей параметрического взаимодействия фазомодулированных импульсов и выбор схем параметрических усилителей и генераторов света, наиболее подходящих для формирования световых импульсов субпикосекундной длительности.

### 5.1. Эксперименты по исследованию параметрического усиления при фазомодулированной накачке

Обобщенная блок-схема установки показана на рис. 5. ПГС (3) накачивается излучением пикосекундного лазера (1). Излучение ПГС направляется в компрессор импульсов (4), а затем в измеритель длительности (5). Для исследования фазовых характеристик часть излучения ПГС ответвляется в динамический интерферометр (6), включающий интерферометр Майкельсона и электронно-оптическую камеру «Агат СФ-3».

Параметрическое усиление чирпа накачки и компрессия импульсов сверхлюминесцентного ПГС на кристалле  $\text{LiNbO}_3$ , накачиваемого второй гармоникой АИГ:  $\text{Nd}^{3+}$ -лазера с пассивной синхронизацией мод, впервые исследовались в<sup>21</sup>. В развитие этой работы были проведены эксперименты с резонатор-

ным ПГС на кристалле  $\text{LiNbO}_3$ , накачиваемого второй гармоникой квазинепрерывного лазера на АИГ:  $\text{Nd}^{3+}$ . Сравнительно большая длительность импульсов ( $\sim 60$  пс) и весьма протяженный путь накачки ( $\sim 30$  импульсов)

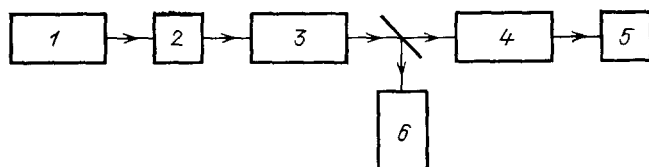


Рис. 5. Блок-схема экспериментов по исследованию параметрического чирпа и компрессии импульсов ПГС.

1 — лазер; 2 — генератор второй гармоники; 3 — ПГС; 4 — компрессор; 5 — измеритель длительности, 6 — динамический интерферометр

позволяют наглядно проследить динамику преобразования ФМ накачки в ФМ волн, генерируемых ПГС.

Рассмотрим подробнее результаты последних экспериментов по изучению явления усиления чирпа в ПГС с синхронной накачкой. В резонаторном ПГС

Таблица II

а) Лазер

$\lambda$ , мкм	$E_{\text{н}}$ , Дж	$E_{\text{вых}}$ , мДж	$\tau$ , пс
1,069	50	3	12
0,534		1	10

б) ПГС

$E_{\text{пор}}$ , мДж	$E_{\text{вых}}$ , мДж	$\tau$ , пс
0,3	0,05	3,5

использовался кристалл  $\text{LiNbO}_3$ , который накачивался второй гармоникой лазера на  $\text{La}_2\text{Be}_2\text{O}_5:\text{Nd}^{3+}$  с пассивной синхронизацией мод. Основные энергетические и временные параметры излучения лазера, второй гармоники и ПГС сведены в табл. II

На рис. 6 представлены результаты исследования динамическим интерферометром чирпа накачки и ПГС в разных местах пуга. Как видно, при  $\kappa = 0,476$  происходит десятикратное усиление чирпа накачки, дающее в конце пуга чирп до  $8 \text{ см}^{-1}/\text{пс}$ . Это хорошо согласуется с теоретическими вычислениями<sup>21</sup>.

Так как холостые импульсы излучения ПГС обладают отрицательным чирпом, исследовалась их компрессия в среде с положительной дисперсией групповых скоростей. Использование таких сред поможет увеличить пропускную способность компрессоров и позволит отказаться от дорогостоящих дифракционных решеток, применяемых для сжатия импульсов с положительным чирпом. В качестве такой среды был выбран кристалл KRS-6, обладающий довольно большой дисперсией. Длина кристалла, необходимая для оптимальной компрессии импульсов, подбиралась экспериментально. На рис. 7 представлены результаты эксперимента. В компрессор одновременно

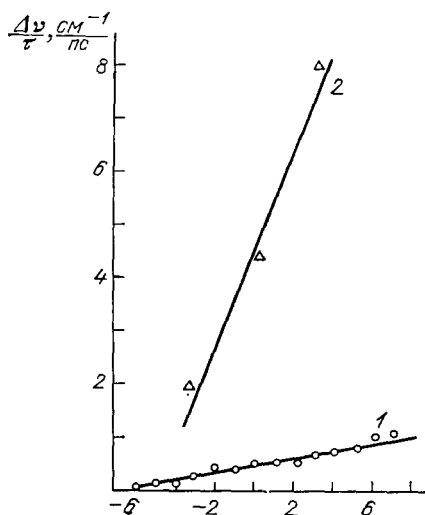


Рис. 6. Зависимость чирпа накачки (1) и излучения ПГС на  $\text{LiNbO}_3$  (2) ( $\lambda = 1,02$  мкм) от номера импульса в пуге

вводились сигнальный ( $\lambda_1 = 1,02$  мкм) и холостой ( $\lambda_2 = 1,12$  мкм) импульсы, имеющие длительность  $\sim 3,5$  пс (рис. 7, а) и чирп противоположных знаков. Измерение длительности проводилось электронно-оптической камерой «Агат СФ-3». Исследовалось поведение импульсов из конца цуга, имеющих наибольший чирп ( $8 \text{ см}^{-1}/\text{пс}$ ). При прохождении компрессора на кристалле KRS-6 в результате дисперсии групповых скоростей сигнальный и холостой

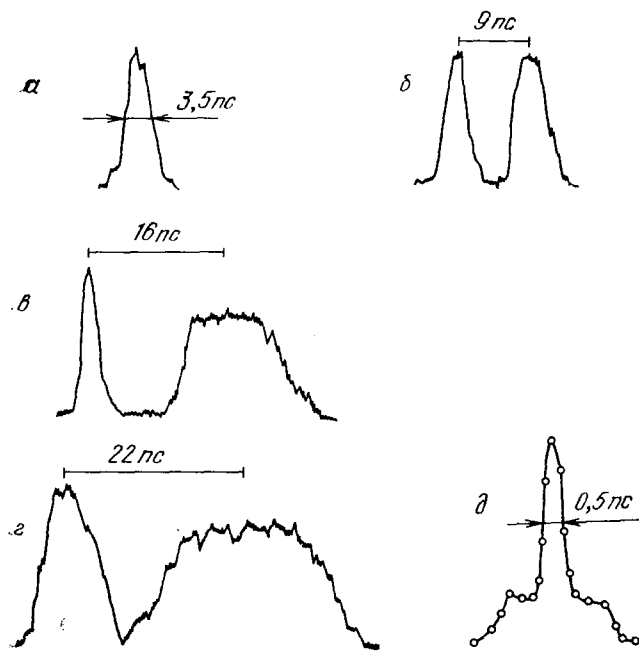


Рис. 7. Типичные фотохронограммы холостого и сигнального импульсов на входе в компрессор (а), на выходе из него при длине компрессора меньше оптимальной (б), оптимальной (в), большей, чем оптимальная (г), и коррелограмма сжатого импульса при оптимальной длине компрессора (д)

импульсы разделялись во временной шкале и изменялась их длительность — сигнальный импульс уширялся, а холостой сужался (рис. 7,б). Такое изменение длительности сигнального и холостого импульсов происходит примерно до длины пути в кристалле  $\sim 35$  см. На рис. 7, в показана ситуация после прохождения импульсами пути в KRS-6, равного 35 см. Импульсы разделял интервал 16 пс, при этом длительность сигнального составляла 13 пс, холостого  $< 2$  пс. На рис. 7,г показана усредненная по пути коррелограмма сжатого холостого импульса при оптимальной длине компрессора, полученная

Таблица III

Источник излучения	$\tau$ , пс	$\eta$ , %	P, кВт	Число импульсов в цуге
Лазер	70	—	450	40
ВГ	60	40	190	30
ПГС	50	17	30	20
ПГС после компрессора	2,5	5	20	20

методом неколлинеарной генерации второй гармоники. При дальнейшем увеличении длины компрессора холостой импульс также начинал уширяться (рис. 7,г).

Проведено также исследование усиления чирпа и компрессии импульсов ПГС на  $\text{LiNbO}_3$ , синхронно накачиваемого второй гармоникой АИГ:  $\text{Nd}^{3+}$ -лазера с активной синхронизацией мод и модуляцией добротности при

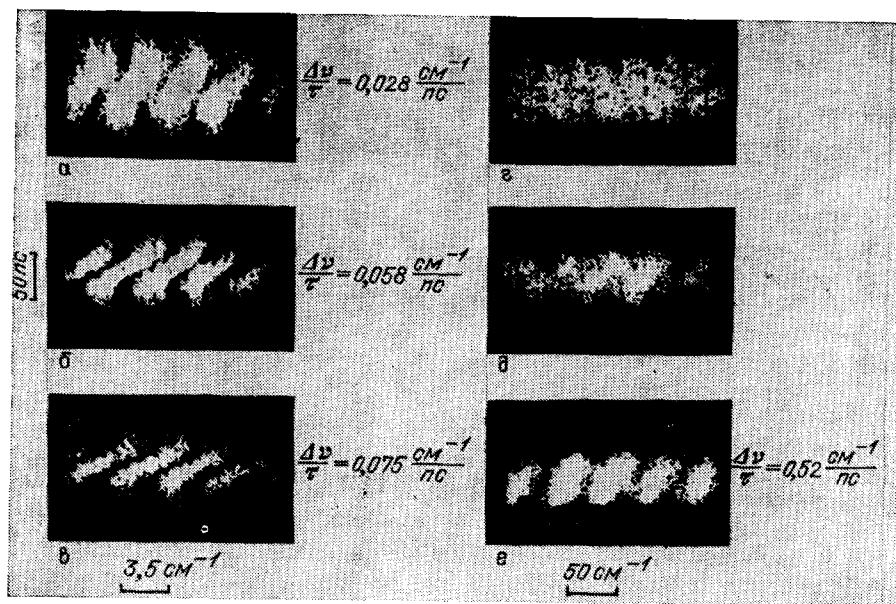


Рис. 8. Динамические интерферограммы импульсов накачки ( $a - e$ ) и излучения ПГС ( $\lambda = 0,99$  мкм;  $g - e$ ) в начале ( $a, g$ ), середине ( $b, d$ ) и конце ( $e, e$ ) цуга

частотах следования импульсов до 10 кГц<sup>22</sup>. Основные энергетические и временные параметры излучения лазера, второй гармоники (ВГ) и ПГС сведены в табл. III.

На рис. 8,  $a - e$  представлены динамические интерферограммы импульсов накачки в начале ( $a$ ), середине ( $b$ ) и конце ( $e$ ) цуга, полученные с интерферометром, область свободной дисперсии которого составляла  $3,5 \text{ см}^{-1}$ . Как видно, чирп накачки увеличивается и линеаризируется. На рис. 8,  $g - e$  показаны динамические интерферограммы соответствующих сигнальных импульсов ПГС (область свободной дисперсии интерферометра  $50 \text{ см}^{-1}$ ). В начале цуга формируются импульсы с широким спектром, определяемым случайной фазовой модуляцией (рис. 8,  $g$ ). Увеличение эффективной длины взаимодействия и чирпа накачки в середине цуга приводит к сужению спектра и формированию регулярной фазовой модуляции (рис. 8,  $d$ ). В конце цуга в спектре преобладает регулярная составляющая, достигающая по ширине  $\sim 26 \text{ см}^{-1}$ , определяемая коэффициентом усиления чирпа накачки  $p_1$ , равным 7 (рис. 8,  $e$ ). При компрессии импульсов из конца цуга ПГС осуществлено 20-кратное сжатие сигнальных импульсов до 2,5 пс (близко к пределу разрешения использованной электронно-оптической камеры (рис. 9)).

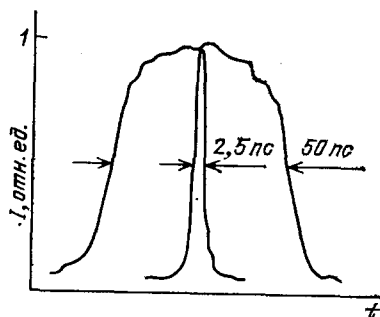


Рис. 9. Фотохронограмма импульса до и после сжатия

## 5.2. Эксперименты по исследованию параметрического усиления фазомодулированных импульсов и обращению чирпа в реальном масштабе времени

Эксперименты проводились по схеме почти коллинеарного параметрического усиления (рис. 10) <sup>23</sup>. Одиночный импульс накачки длительностью  $\sim 5$  пс и энергией  $\sim 3$  мДж формировался в лазере на фосфатном стекле с пассивной синхронизацией мод. Сигнальный импульс с линейным положительным чирпом приготавливался в одномодовом волоконном световоде (ОВС)

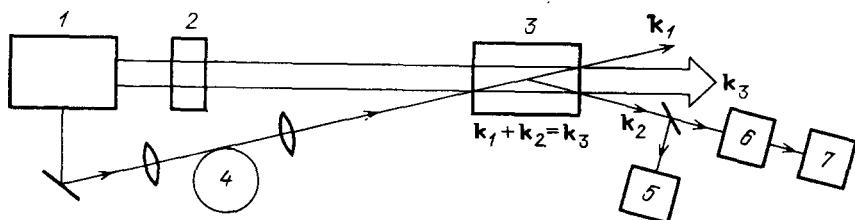


Рис. 10. Схема эксперимента.

1 — лазер; 2 — генератор второй гармоники; 3 — параметрический усилитель; 4 — ОВС; 5 — динамический интерферометр; 6 — компрессор; 7 — измеритель длительности

длиной 1,3 м. Для этого на вход ОВС подавался импульс с энергией  $\sim 1$  мкДж ( $\lambda = 1,054$  мкм, эффективность ввода  $\sim 40\%$ ). В результате фазовой самомодуляции спектр импульса уширился в среднем до  $400 \text{ см}^{-1}$ , а длительность увеличивалась до 10 пс. Так как фазомодулированные импульсы

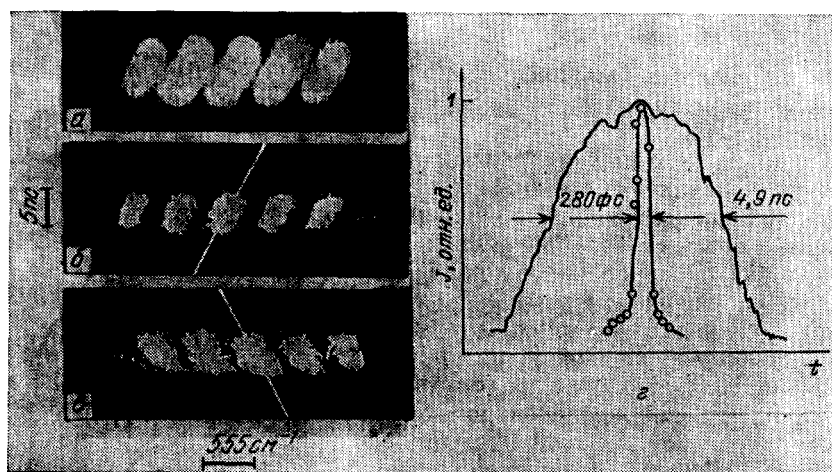


Рис. 11. Динамические интерферограммы импульса на выходе ОВС (а), сигнального (б) и холостого импульсов (в) на выходе параметрического усилителя и фотохронограмма импульса на входе, коррелограмма на выходе компрессора (г)

имеют уширенный спектр ( $\Delta \omega t \gg 1$ ), в качестве квадратично нелинейной среды для реализации параметрического усиления был выбран кристалл СДА ( $l = 4$  см, взаимодействие  $e - \infty$ ), обладающий 90-градусным синхронизмом и исключительно широкой частотной полосой усиления (до  $2000 \text{ см}^{-1}$  <sup>23</sup>). Как показали оценки, групповая расстройка и дисперсионное распыливание используемых в эксперименте импульсов в кристалле несущественны. Сигнал

и импульс накачки через согласующие линии задержки (на рис. 9 не показаны) вводились в кристалл, в котором достигалось усиление по энергии  $\sim 10^4$  раз. В связи с тем, что импульс накачки «вырезал» из более широкого сигнального импульса соответствующую спектральную полосу, после усилителя девиация частоты сигнального и холостого импульсов уменьшалась в среднем до  $200 \text{ см}^{-1}$ . Исследование временного поведения фазы проводилось методом динамической интерферометрии. На рис. 11 показаны динамические интерферограммы импульса на выходе ОВС (а), а также сигнального (б) и холостого (в) на выходе параметрического усилителя, полученные с интерферометром, область свободной дисперсии которого  $555 \text{ см}^{-1}$ . Направление наклона полос зависит от знака чирпа. Как видно из интерферограмм, представленных на рис. 11, б и в, полосы наклонены в разные стороны. Это свидетельствует, что фазовые характеристики сигнального и холостого импульсов являются сопряженными. При компрессии параметрически усиленных фазомодулированных импульсов получено сжатие до  $280 \text{ фс}$  (рис. 11, г). Мощность сжатых импульсов достигала  $1 \text{ ГВт}$ .

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итог, можно констатировать, что трехчастотные параметрические взаимодействия открывают новые возможности формирования и преобразования фемтосекундных импульсов. Наиболее существенным преимуществом является возможность получения на выходе параметрических усилителей и генераторов света световых импульсов с высокими энергиями. Совсем недавно такая возможность была продемонстрирована в пикосекундном диапазоне <sup>41</sup> (энергия импульсов параметрического генератора, накачиваемого широкоапертурным пучком, достигала  $2,3 \text{ Дж}$ ). Весьма существенны широкодиапазонность перестройки параметрических генераторов света, возможности генерации в инфракрасном диапазоне; последнее обстоятельство обуславливает эффективное применение ПГС для исследования нелинейно оптических процессов в волоконных световодах <sup>3,42</sup>. Особый интерес представляют методы формирования и управления фазовыми характеристиками сверхкоротких световых импульсов в квадратично нелинейных средах.

Во-первых, исключительно широкие частотные полосы параметрического усиления, реализуемые в ряде кристаллов ( $\text{KDP}$ ,  $\text{LiIO}_3$ ,  $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{CDA}$  и др.), решают проблему усиления слабых фазомодулированных сигналов (например, поступающих из волоконных световодов) на пять — шесть порядков без искажения их фазовых характеристик. Это в принципе обеспечивает формирование на выходе неограниченных апертурой дисперсионных компрессоров фемтосекундных импульсов мощностью, превышающей десятки гига-ватт. Отметим, что в отличие от уникальных фемтосекундных лазерных комплексов на красителях высокой мощности <sup>43</sup>, метод параметрического усиления и генерации света позволяет строить унифицированные системы, выполненные на твердотельных активных и нелинейных элементах.

Во-вторых, фазовое сопряжение импульсов, которое сопровождает параметрическое усиление, позволяет реализовать широкополосное обращение импульсов чирпа в реальном масштабе времени. По сути дела, обращение чирпа является временным аналогом обращения волнового фронта. Вопрос обращения чирпа световых сигналов в процесс четырехволновых параметрических взаимодействий обсуждался ранее в теоретических работах <sup>44,45</sup>, в которых предлагалось использовать сопряжение спектральных компонент для компенсации фазовых искажений, вносимых дисперсией групповых скоростей. Основное требование для осуществления обращения во всей полосе частот  $\Delta\nu$  фазомодулированного импульса формулируется как  $\Delta\nu \ll 1/\tau_R$ , где  $\tau_R$  — характерное время отклика нелинейности среды. Трехволновые параметрические процессы протекают на электронной нелинейности, время отклика которой  $\tau_R < 10^{-14} \text{ с}$ , поэтому оказывается воз-

можным фазовое сопряжение для предельно широких спектральных полос. Метод управления знаком чирпа при параметрическом усилении играет решающую роль для оптимизации сжатия фемтосекундных импульсов и позволяет использовать в компрессорах среды как с отрицательной, так и с положительной дисперсией групповых скоростей. Более того, фазосопряженные импульсы с линейным чирпом открывают новые возможности в четырехфотонной фазовой спектроскопии, динамической голографии пространственно-временных событий, а также в системах обработки информации.

В-третьих, исследование преобразования фазовых характеристик накачки в процессе параметрической генерации света привело к новому методу управления крутизной чирпа сверхкоротких световых импульсов. Примечательно, что крутизна чирпа импульсов ПГС может на несколько порядков превышать крутизну чирпа накачки. Кроме того, коэффициент трансформации чирпа никак не связан с интенсивностью накачки и определяется лишь дисперсионными характеристиками кристалла. По-видимому, это явление найдет применение в дальнейших разработках лазеров фемтосекундного диапазона.

Говоря о значении численных экспериментов по изучению явлений параметрической самокомпрессии световых импульсов в квадратично нелинейной среде, отметим, что они, несомненно, стимулируют дальнейший интерес к постановке реальных экспериментов. Вместе с тем очевидно, что ожидаемые эффекты наиболее ярко могут проявиться лишь в полях импульсов накачки, длительность которых составляет несколько сот фемтосекунд. Лишь тогда важную роль начнет играть дисперсия групповых скоростей в нелинейных кристаллах.

Подводя итог в целом, следует сказать, что проблема создания параметрических фемтосекундных лазеров находится в стадии интенсивных разработок и исследований. В ближайшее время здесь можно ожидать новых существенных успехов.

Вильнюсский государственный университет  
им. В. Капсукаса

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Grischkowsky D., Balant A. C. // *Appl. Phys. Lett.* 1982. V. 41. P. 1.
2. Treacy E. B. // *IEEE J. Quantum Electron.* 1969. V. QE-5. P. 454.
3. Дианов Е. М., Карасик А. Я., Мамышев П. В., Онищук Г. И., Прохоров А. М., Стельмах М. Ф., Фомичев А. А. // *Письма ЖЭТФ*, 1984. Т. 40. С. 148.
4. Mollenauer L. F., Stolen R. H. // *Opt. Lett.* 1984. V. 9. P. 13.
5. Valdmann J. A., Fork R. L., Gordon J. P. // *Ibidem.* 1985. V. 10. P. 131.
6. Knox W. H., Fork R. L., Downer M. C., Stolen R. H., Shank C. V. // *Appl. Phys. Lett.* 1985. V. 46. P. 1120.
7. Fork R. L., Shank C. V., Yen R., Hirlimann C. A. // *IEEE J. Quantum Electron.* 1983. V. QE-19. P. 500.
8. Shank C. V., Fork R. L., Yen R., Stolen R. H. // *Appl. Phys. Lett.* 1982. V. 40. P. 761.
9. Fujimoto J. G., Weiner A. M., Ippen E. P. // *Ibidem.* 1984. V. 44. P. 832.
10. Halbout J. M., Grishkowsky D. // *Ibidem.* V. 45. P. 1281.
11. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. // *ЖЭТФ*. 1962. Т. 43. С. 351.
12. Kroll N. M. // *Phys. Rev.* 1962. V. 127. P. 1207.
13. Kingston R. H. // *Proc. IRE.* 1962. V. 50. P. 472.
14. Giordmaine J. A., Miller R. C. // *Phys. Rev. Lett.* 1965. V. 14. P. 973.
15. Ахманов С. А., Ковригин А. И., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В., Чиркин А. С. // *Письма ЖЭТФ*. 1968. Т. 7. С. 237.
16. Akhmanov S. A., Chirkin A. S., Drabovich K. N., Kovrigin A. I., Khokhlov R. V., Sukhorukov A. P. // *IEEE J. Quantum Electron.* 1968. V. QE-4. P. 598.
17. Akhmanov A. G., Akhmanov S. A., Khokhlov R. V., Kovrigin A. I., Piskarskas A. S., Sukhorukov A. P. // *Ibidem.* P. 828.
18. Бурнейко К. П., Игнатавичюс М. В., Кабелка В. И., Пискарскас А. С., Ставинис А. Ю. // *Письма ЖЭТФ*. 1972. Т. 16. С. 365.

19. Fendt A., Kranitzky W., Laubereau A., Kaiser W. // Opt. Commun. 1979. V. 28. P. 142.
20. Барейка Б., Дикчюс Г., Пискарскас А., Сируткайтис В., Ясевичюте Я. // Тезисы докладов III Всесоюзной конференции «Оптика лазеров». — Л., ГОИ, 1981. — С. 197.
21. Пискарскас А., Стабинис А., Янкаускас А. // Квант. электрон. 1985. Т. 12. С. 1781.
22. Пискарскас А., Стабинис А., Умбрасас А., Янкаускас А. // Ibidem. С. 2335.
23. Дanelюс Р., Пискарскас А., Сируткайтис В., Стабинис А., Янкаускас А. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 42. С. 101.
24. Сухоруков А. П., Щеднова А. К. // ЖЭТФ. 1960. Т. 60. С. 1251.
25. Сухоруков А. П. Автореферат докт. диссертации. — М.: МГУ, 1972.
26. Дanelюс Р., Кабелка В., Пискарскас А., Смильгавичюс В. // Квант. электрон. 1978. Т. 5. С. 679.
27. Samprillo A. J., Huер R. C., Shapiro S. L. // Opt. Lett. 1979. V. 4. P. 357.
28. Крылов В. Н., Паперный С. Б. // ЖТФ. 1980. Т. 50. С. 442.
29. Барейка Б., Бирмонтас А., Дикчюс Г., Пискарскас А., Сируткайтис В., Стабинис А. // Квант. электрон. 1982. Т. 9. С. 2534.
30. Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. С. 834.
31. Филипчук Т. С. Автореферат канд. диссертации. — МГУ, 1980.
32. Василюскас В., Стабинис А. // Квант. электрон. 1985. Т. 12, С. 1881.
33. Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П., Филипчук Т. С. // Изв. вузов. Сер. «Радиофизика». 1978. Т. 21. С. 456.
34. Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П., Филипчук Т. С. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. «Физика, астрономия». 1978. Т. 19. С. 91.
35. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. — М.: Наука, 1981.
36. Харкевич А. А., Спектры и анализ. — М.: Физматгиз. 1962.
37. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. — М.: Наука, 1979.
38. Сухоруков А. П., Сухорова А. К. // Письма ЖЭТФ. 1981. Т. 34. С. 200.
39. Бирмонтас А., Василюскас В., Пискарскас А., Стабинис А. // Квант. электрон. 1985. Т. 12. С. 1191.
40. Василюскас В., Пискарскас А., Сируткайтис В., Стабинис А., Янкаускас А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 49. С. 493.
41. Ахманов С. А., Бегишев И. А., Гуламов А. А., Ерофеев Е. А., Жданов Б. В., Кузнецов В. И., Рашкович Л. Н., Усманов Т. Б. // Квант. электрон. 1984. Т. 11. С. 1701.
42. Mochizuki K., Nami hira Y., Wakabayashi H. // IEEE J. Quantum Electron. 1982. V. QE-18. P. 278.
43. Fork R. L., Shank C. V., Yen R. T. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. P. 223.
44. Marburger J. H. // Ibidem. 1978. V. 32. P. 372.
45. Yariv A., Fekete P., Pepper D. // Opt. Lett. 1979. V. 4. P. 52.