

# Измерение параметров излучения сверхкороткой длительности методом спектральной интерферометрии чирпированных импульсов

В.С.Беляев\*, В.И.Виноградов\*, А.С.Курилов\*, А.П.Матафонов\*, А.В.Пакулев\*\*, В.Е.Яшин\*\*\*

*Экспериментально реализован простой и надежный способ измерения контраста сверхкоротких импульсов, основанный на применении принципов спектральной интерферометрии чирпированных импульсов. Метод является линейным по полю исследуемого излучения и основан на измерении с интерферометрической точностью спектра усиленного чирпированного импульса до прохождения временного компрессора. Показано, что при использовании системы регистрации с динамическим диапазоном  $10^2$  возможны измерения контраста вплоть до  $10^5$ . Показана возможность применения метода для оперативного контроля параметров излучения твердотельных лазерных источников сверхкоротких световых импульсов на примере оптимизации стартовой части пикосекундной лазерной системы на неодимовом стекле с длительностью импульса на выходе  $\sim 1$  пс.*

**Ключевые слова:** сверхкороткие импульсы, спектральная интерферометрия, чирп.

Высокий по отношению к фону контраст излучения является одним из основных требований к лазерным излучателям мощных сверхкоротких импульсов [1, 2]. Так, например, при фокусировке на мишень импульса длительностью 1 пс с энергией 1 Дж в пятно диаметром  $\sim 30$  мкм достигаются плотности мощности  $\sim 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>. Порог возникновения лазерной плазмы значительно ниже и в зависимости от типа мишени составляет  $\sim 10^{11}$ – $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. Для полного предотвращения плазмообразования за счет фонового излучения, опережающего основной импульс, необходимо обеспечение контраста  $\sim 10^5$ – $10^6$ , а при увеличении энергии импульса требования к контрасту становятся еще более жесткими [2].

Существуют несколько причин возникновения фонового излучения, по-разному проявляющегося на разных временных интервалах [2, 3]. Наиболее типичные случаи изображены на рис.1. В микросекундном диапазоне основным источником шумов является суперлюминесценция в активной среде усилительных каскадов. Для типичных твердотельных активных сред, таких как неодимовое стекло или сапфир с титаном, мощность усиленного спонтанного излучения обычно не превышает нескольких сотен ватт [3, 4]. Оно имеет высокую угловую расходимость и достаточно эффективно подавляется пространственными фильтрами.

Шумовое излучение другого типа связано с периодическим характером генерации сверхкороткого импульса и его последующего усиления в регенеративном усилителе (РУ). Внутррезонаторное излучение твердотельных лазеров, генерирующих сверхкороткие импульсы, как правило, представляет собой цуг импульсов, следующих с

интервалом  $\sim 10$  нс. При выделении одиночного импульса в результате конечного пропускания электрооптического затвора и других элементов оптической селекции возможно неполное подавление соседних импульсов цуга. На выходе из РУ могут возникнуть аналогичные остаточные импульсы с периодом следования, кратным времени обхода излучением резонатора усилителя.

Помимо импульсов, следующих с наносекундным временным интервалом, могут возникнуть импульсы с интервалом следования в единицы и десятки пикосекунд, в частности в результате отражения от поверхностей оптических элементов. Существует и другая возможность появления фонового излучения в этом интервале – в результате усиления полностью подавленных импульсов цуга задающего генератора, опережающих основной импульс. При включении добротности РУ к моменту прихода выделенного импульса большой интенсивности предшествующий остаточный импульс цуга успевает совершить полный обход резонатора РУ и начинает эффектив-

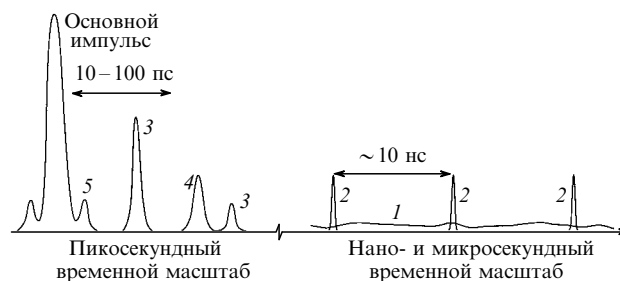


Рис.1. Различные типы фонового излучения, возникающего при усилении сверхкороткого импульса:

1 – суперлюминесценция (длительность – сотни микросекунд); 2 – остаточные импульсы задающего генератора (интервал следования  $\sim 10$  нс); 3 – импульсы, возникающие при отражениях от поверхностей оптических элементов (10–100 пс); 4 – остаточные импульсы задающего лазера, совершившие полный обход по резонатору регенеративного усилителя (10–100 пс); 5 – предимпульсы, возникающие в результате искажения спектра и неполной компенсации модуляции фазы усиливаемого излучения (единицы пикосекунд).

\*ЦНИИ машиностроения, Россия, 141070 Королев Моск.обл., Пионерская ул., 4

\*\*Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы

\*\*\*НИИ лазерной физики ВНЦ «ГОИ им.С.И.Вавилова», Россия, 199034 С.-Петербург, Биржевая лин., 12

но усиливаться вместе с основным импульсом. Временной интервал между основным и остаточным импульсами указанного типа определяется рассогласованием длин резонаторов генератора и усилителя. Поскольку резонаторы РУ и задающего лазера имеют близкие длины, характерные времена следования таких импульсов находятся в диапазоне десятков пикосекунд.

Ухудшение контраста излучения может происходить также в результате искажения спектра и самомодуляции излучения в процессе усиления. Для подавления самовоздействия обычно используется режим усиления линейно-чирпированного импульса, получаемого из исходного спектрально-ограниченного импульса путем принудительной квадратичной модуляции фазы излучения с помощью стретчера, обеспечивающего линейную положительную дисперсию [2, 3, 5]. Однако даже в этом случае при достижении достаточно большой мощности импульс может приобрести дополнительный чирп в процессе усиления. Если приобретаемый чирп имеет нелинейный характер, полностью компенсировать его компрессором на дифракционных решетках, обеспечивающих отрицательную линейную дисперсию групповой скорости, не удается. Модуляция спектра и неполная компенсация нелинейного чирпа могут привести к появлению импульса-предвестника, опережающего основной импульс на времена, сравнимые с длительностью последнего [6].

Для того чтобы повысить контраст и свести к минимуму влияние шумового излучения, необходимо обеспечить надежный контроль временных и энергетических характеристик излучения в большом динамическом диапазоне. Измерения параметров фонового излучения в микро- и наносекундном временных диапазонах осуществляются обычными средствами лазерной фотометрии [7] (с помощью быстродействующих фотоприемников и скоростных осциллографов). Для контроля формы сверхкороткого импульса на интервалах, сравнимых с его длительностью, разработаны достаточно эффективные методики с использованием нелинейно-оптических процессов второго и третьего порядков, основанные на измерении динамических спектрограмм автокорреляционной функции излучения [8]. Такие методы позволяют довольно точно восстановить временную форму исследуемого пико- или фемтосекундного импульса.

Наибольшую сложность представляют измерения характеристик импульсов фонового излучения, имеющих промежуточную задержку в десятки и сотни пикосекунд. Для прямой регистрации таких импульсов быстродействия и динамического диапазона существующих электронных устройств, как правило, недостаточно. Нелинейно-оптические методы измерений позволяют, в принципе, решить указанную задачу, но слишком сложны для оперативного контроля параметров излучения непосредственно в ходе эксперимента, в частности для измерений во временном интервале  $\sim 100$  пс за одну лазерную вспышку (что особенно актуально для систем с низкой частотой повторения).

Цель настоящей работы – разработка и экспериментальная реализация достаточно простого и эффективно-го метода диагностики выходных параметров мощных пикосекундных лазерных комплексов в субнаносекундном временном диапазоне. В методе, основанном на применении спектральной интерферометрии чирпированных импульсов [9], используется тот факт, что в пико- и фемтосекундных лазерных системах для снижения влия-

ния самовоздействия применяется усиление чирпированных импульсов, получаемых из спектрально-ограниченного исходного импульса путем его принудительного удлинения до  $\sim 0.5$  нс в дисперсионном стретчере. Измерение спектрального состава излучения с интерферометрической точностью непосредственно на выходе усилительных каскадов позволяет получить информацию о контрасте и временной задержке фоновых импульсов, которых можно ожидать после компенсации фазовой модуляции при прохождении временного компрессора.

## 1. Теоретические основы спектральной интерферометрии чирпированных импульсов

Проанализируем взаимодействие двух одинаковых импульсов, имеющих интенсивности, различающиеся в  $\varepsilon$  раз, и следующих с временной задержкой  $\tau$  относительно друг друга. Рассмотрение будем вести в приближении плоских волн с медленно меняющимися амплитудами (ММА) [10]. В указанных приближениях поля двух интерферирующих волн можно описать соотношениями

$$E_1(t) = A(t) \exp(i\omega_0 t), \quad (1)$$

$$E_2(t) = \sqrt{\varepsilon} A(t - \tau) \exp[i\omega_0(t - \tau) + i\varphi],$$

где амплитуда  $A(t)$  – ограниченная во времени комплексная функция, причем  $|A(t)| \gg 2\pi/\omega_0$  соответствует временной огибающей импульса (амплитудная модуляция световой волны в приближении ММА), а комплексный аргумент  $A(t)$  описывает модуляцию фазы (чирп);  $\varphi$  – зависящий от времени  $t$  фазовый сдвиг.

Фурье-образы  $E_1(\omega)$  и  $E_2(\omega)$  соответствующих световых полей имеют вид (здесь, как и везде далее, подразумевается интегрирование в бесконечных пределах)

$$\begin{aligned} E_1(\omega) &= \int E_1(t) \exp(-i\omega t) dt \\ &= \int A(t) \exp[i(\omega_0 - \omega)t] dt = A(\omega), \\ E_2(\omega) &= \int E_2(t) \exp(-i\omega t) dt \\ &= \sqrt{\varepsilon} \int A(t - \tau) \exp[-i\omega t + i\omega_0(t - \tau) + i\varphi] dt \\ &= \sqrt{\varepsilon} A(\omega) \exp(-i\omega\tau + i\varphi). \end{aligned} \quad (2)$$

Спектр результирующего поля  $E(\omega)$  определяется суммой  $E_1(\omega)$  и  $E_2(\omega)$ . В эксперименте регистрируется спектр интенсивности излучения  $I(\omega)$ , которую можно представить в виде

$$\begin{aligned} I(\omega) &\propto E(\omega)E^*(\omega) = [E_1(\omega) + E_2(\omega)][E_1(\omega) + E_2(\omega)]^* \\ &= (1 + \varepsilon)A(\omega)A^*(\omega) + 2\sqrt{\varepsilon} \cos(\omega\tau - \varphi)A(\omega)A^*(\omega). \end{aligned} \quad (3)$$

Таким образом, регистрируемый сигнал  $I(\omega)$  имеет огибающую  $A(\omega)A^*(\omega)$  и гармонически промодулирован с периодом  $\Omega = 2\pi/\tau$ .

Для уверенного наблюдения модуляции спектра интенсивности необходимо одновременно выполнить два условия. Во-первых, интерферирующие импульсы должны достаточно эффективно перекрываться во времени,

т. е. временная задержка  $\tau$  не должна превышать характерной длительности импульса  $\tau_p$ . Во-вторых, обратный период интерференционных биений не должен превышать характерную ширину  $\Delta\omega$  спектральной огибающей. Если предположить, что исследуемые импульсы спектрально-ограничены ( $\tau_p\Delta\omega \approx 2\pi$ ), при  $\tau < \tau_p$  имеем  $\Omega > \Delta\omega$  и интерпретация экспериментальных данных будет затруднена. Если же имеет место интерференция chirпированных импульсов, для которых  $\tau_p\Delta\omega \gg 2\pi$ , то при  $\tau < \tau_p$  выполняется условие их эффективного перекрытия во времени, а в регистрируемом спектре будут присутствовать хорошо различимые биения с периодом  $\Omega < \Delta\omega$ .

Применительно к импульсам, имеющим достаточно большой chirп ( $\Delta\omega \gg \Omega$ ), соотношение (3) позволяет провести оценки как временной задержки  $\tau$ , обратно пропорциональной периоду биений спектра, так и относительной интенсивности  $\varepsilon$  интерферирующих импульсов. Видность полос  $k$  интерференционной картины определяется отношением максимальной ( $I_{\max}$ ) и минимальной ( $I_{\min}$ ) интенсивностей вблизи максимума спектрального распределения:

$$k = \frac{I_{\max}}{I_{\min}} = \frac{(1 + \sqrt{\varepsilon})^2}{(1 - \sqrt{\varepsilon})^2},$$

откуда получаем

$$\sqrt{\varepsilon} = \frac{\sqrt{k} - 1}{\sqrt{k} + 1}. \tag{4}$$

Из последней зависимости видно, что метод позволяет измерять относительную интенсивность  $\varepsilon$  в динамическом диапазоне, значительно превышающем динамический диапазон измерительной аппаратуры. Так, при погрешности измерения  $I_{\max}/I_{\min}$ , равной 1 %, минимальное измеряемое  $\varepsilon < 10^{-5}$ .

При наличии нескольких фоновых импульсов регистрируемое распределение может иметь достаточно сложный вид. Более детальный анализ можно выполнить, произведя преобразование Фурье спектральной интерферограммы (3). Воспользуемся теоремой Винера–Хинчина [10, 11], связывающей спектр интенсивности сигнала  $I(\omega)$  с его автокорреляционной функцией

$$C(t) = 2 \int E(t')E^*(t' - t)dt' = \int I(\omega) \exp(i\omega t) d\omega. \tag{5}$$

Обозначим фурье-образ спектральной огибающей  $A(\omega)A^*(\omega)$  как  $F(t)$ . По аналогии с (5) имеем  $F(t) = 2B(t)$ , где  $B(t)$  – автокорреляционная функция поля с действительной амплитудой  $|A(t)|$ . Тогда фурье-образ спектра (3) можно представить в виде

$$\int I(\omega) \exp(i\omega t) d\omega = (1 + \varepsilon)F(t) + \sqrt{\varepsilon}F(t - \tau) + \sqrt{\varepsilon}F(t + \tau). \tag{6}$$

Полностью восстановить временную форму огибающей исходного поля из приведенного соотношения невозможно, поскольку в эксперименте измеряется интенсивность излучения, а информация о распределении фазы теряется. Функция  $C(t)$  является четной функцией с максимумами при  $t=0$  и  $t = \pm\tau$ , так что соотношение (6) не позволяет, в частности, определить знак  $\tau$ . Однако интерферограмма (3) и ее фурье-образ (6) позволяют достаточно точно измерить относительную интенсивность и абсолютный интервал следования интерферирующих импульсов  $|\tau|$ , если  $|\tau|$  не превышает длительности исходно-

го chirпированного импульса. Заметим также, что  $F(t)$  соответствует автокорреляционной функции идеализированного спектрально-ограниченного импульса со спектром, соответствующим огибающей регистрируемой интерферограммы. По форме огибающей можно оценить минимально достижимую длительность основного импульса на выходе лазерной системы в случае полной компенсации фазовой модуляции.

На практике удобнее пользоваться функцией  $S(t) = C^2(t)$ , которая при условии, что функции  $F(t)$ ,  $F(t - \tau)$  и  $F(t + \tau)$  не перекрываются во времени, имеет вид

$$S(t) = \left| \int I(\omega) \exp(i\omega t) d\omega \right|^2 = (1 + \varepsilon)^2 F^2(t) + \varepsilon F^2(t - \tau) + \varepsilon F^2(t + \tau). \tag{7}$$

Тогда, при  $\varepsilon \ll 1$ , отношение максимумов  $S(t)$  в точках  $t = 0$  и  $|t| = \tau$  непосредственно определяет относительную интенсивность  $\varepsilon$  остаточного импульса. Если остаточный импульс имеет достаточно большую амплитуду, то помимо локального максимума функций  $C(t)$  и  $S(t)$  в точках  $\pm\tau$  могут наблюдаться максимумы с временными задержками, кратными  $\tau$ , и относительными амплитудами  $\varepsilon^n$ , где  $n$  – номер соответствующей гармоники.

Если исследуемое излучение определяется суперпозицией большого числа взаимодействующих импульсов, следующих с интервалами  $\tau_i$  относительно основного, в фурье-образе спектральной интерферограммы (3) помимо максимумов при  $t$ , кратных  $\tau_i$ , могут наблюдаться также максимумы на их комбинациях, в точках  $\tau_i + \tau_j$  и  $\tau_i - \tau_j$ , где  $i$  и  $j$  – номера импульсов. Амплитуды  $\varepsilon_{ij}$  локальных максимумов функции  $S(t)$  будут определяться соотношением интенсивностей соответствующих компонент излучения:  $\varepsilon_{ij} = (\varepsilon_i \varepsilon_j)^{1/2}$ . В реальных экспериментах интенсивность гармоник и комбинационных максимумов, как правило, ниже интенсивности шумов регистрации вследствие малости интенсивности исходных фоновых импульсов. Однако при анализе регистрируемой интерференционной картины необходимо учитывать возможность их существования в фурье-образе спектрального распределения.

## 2. Схема измерений и экспериментальные возможности метода

На рис.2 приведена схема измерений с использованием метода спектральной интерферометрии chirпированных импульсов. Исследуемое излучение направлялось на дифракционную решетку. Далее с помощью длиннофо-

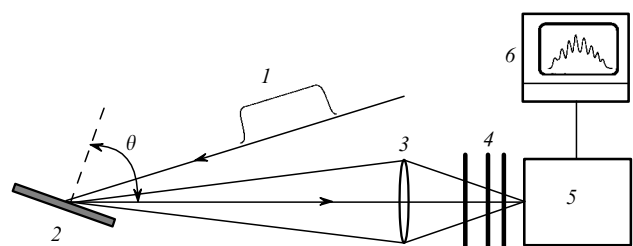


Рис.2. Схема измерения параметров лазерного излучения на основе метода спектральной интерферометрии chirпированных импульсов: 1 – лазерное излучение; 2 – дифракционная решетка; 3 – линза; 4 – набор светофильтров; 5 – видикон; 6 – система регистрации и обработки информации.

кусной линзы в плоскости входного окна видикона формировался спектр chirпированного импульса, предварительно ослабленного нейтральными светофильтрами. Первичная обработка зарегистрированного видиконом спектрального распределения производилась системой регистрации, включающей крейт КАМАК и персональный компьютер. Затем проводилась численная обработка спектральной интерферограммы с применением быстрого преобразования Фурье.

В экспериментах использовалась дифракционная решетка с числом штрихов  $N = 1700$  штр./мм при угле дифракции  $\theta = 62.5^\circ$ . Спектральное разрешение  $\Delta\nu$  определялось параметром дискретизации изображения на видиконе  $p = 100$  мкм на один элемент изображения, частотной дисперсией ( $\partial\nu/\partial\theta = c \sin\theta/N\lambda^2$ , где  $\nu$  – частота;  $\lambda = 1.055$  мкм – длина волны излучения;  $c$  – скорость света) и фокусным расстоянием линзы  $f = 1.64$  м:

$$\Delta\nu = \frac{pc \sin\theta}{\lambda^2 N f}. \quad (8)$$

В экспериментах  $\Delta\nu = 4.48 \cdot 10^{-3}$  ТГц на один элемент изображения интерференционного спектра. Полное изображение состояло из 256 элементов, что соответствовало спектральному интервалу 1.15 ТГц. Динамический диапазон измерений  $\sim 100:1$  соответствовал относительной погрешности измерений амплитуды спектральной интерферограммы с учетом шумов видикона  $\sim 1-2\%$ . При этом погрешность измерения относительной интенсивности фоновых импульсов  $\varepsilon \leq 10^{-4}$ .

На рис.3,а показана наиболее характерная спектральная интерферограмма усиленного в РУ излучения, прошедшего все элементы лазерного комплекса, за исключением временного компрессора, при выключенной накачке оконечных усилителей. Приведенное спектральное распределение получено в результате окончательной оптимизации оптической схемы установки, основные этапы которой будут рассмотрены ниже. На рис.3,б представлен результат численной обработки приведенного спектра – нормированная на максимум функция  $S(t)$ , определяемая соотношением (7) и являющаяся квадратом фурье-образа спектральной интерферограммы рис.3,а. Поскольку  $S(t)$  – четная функция, на рис.3,б (как и везде далее) она приведена лишь в интервале  $-5 < t < 100$  пс. Верхний предел временного распределения определялся достигнутым в эксперименте спектральным разрешением.

Из приведенной зависимости хорошо видно, что  $S(t) \leq 10^{-4}$  на временных интервалах  $t > 30$  пс, т.е.  $S(t)$  определяется лишь шумами системы регистрации. Помимо основного максимума, при  $t=0$  функция  $S(t)$  имеет два характерных максимума в областях  $\tau_1 = 17$  и  $\tau_2 = 29$  пс с относительными амплитудами  $\varepsilon_1 = 5 \cdot 10^{-3}$  и  $\varepsilon_2 = 10^{-3}$ . Наблюдающиеся локальные максимумы соответствуют двум импульсам фонового излучения, причем второй максимум не может являться гармоникой первого. В противном случае квадрат его амплитуды  $\varepsilon_2^2$ , как следует из приведенных выше выкладок, должен был бы составлять  $\sim 2.5 \cdot 10^{-5}$ , т.е. был бы ниже шумов регистрирующей аппаратуры.

В спектральной интерферограмме (рис.3,а) фоновые импульсы хорошо проявляются в виде модуляции спектра с двумя характерными периодами. Уменьшение периода модуляции соответствует увеличению задержки фоновых импульсов относительно основного импульса.

В центре спектрального распределения частота биений выше, чем на краях, и этот факт можно объяснить тем, что энергия импульса, ответственного за высокочастотные биения, значительно меньше энергии первого фонового импульса (рис.3,б). На краях спектра, когда общая интенсивность сигнала снижается, резко снижается и амплитуда высокочастотных биений.

Основной пик квадрата фурье-образа спектральной интерферограммы в окрестности  $t = 0$  (функция  $F^2(t)$  в соотношении (7)) соответствует автокорреляционной функции интенсивности спектрально-ограниченного импульса минимальной длительности, которую можно достичь при полной компенсации модуляции фазы выходного излучения лазерной системы. Центральная часть этой функции достаточно хорошо аппроксимируется гауссовым распределением вида  $\exp(-t^2/t_0^2)$ , однако огибающая реального спектра имеет форму, приближающуюся к прямоугольной, что приводит к появлению крыльев в фурье-образе огибающей. Из наилучшей аппроксимации в предположении гауссовой формы распределения получена оценка минимально достижимой длительности основного импульса по уровню 0.5 его максимальной интенсивности, составляющая  $0.84 \pm 0.02$  пс.

Таким образом, общий вид спектральной интерферограммы наглядно демонстрирует ее основные качественные свойства, а фурье-образ интерферограммы позволяет получить точные параметры излучения во временном интервале вплоть до сотен пикосекунд. Отметим, что применение фотоприемного устройства даже с относительно низкими техническими характеристиками позволило измерить контраст не ниже  $10^4$ .

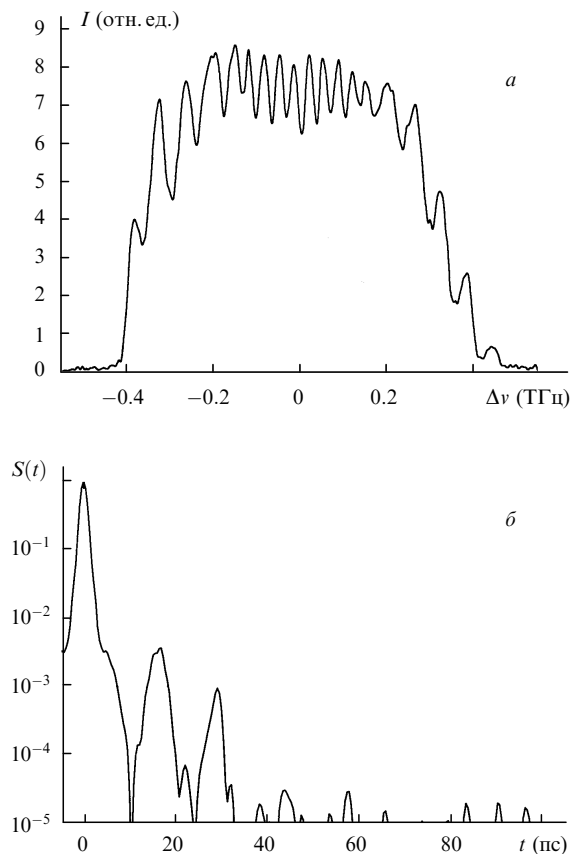


Рис.3. Типичный спектр излучения на выходе пикосекундного лазерного комплекса (а) и нормированный на максимум при  $t = 0$  квадрат фурье-образа этого спектра (б).

### 3. Оптимизация параметров лазерной системы на неодимовом стекле с использованием метода спектральной интерферометрии chirпированных импульсов

Метод спектральной интерферометрии chirпированных импульсов применен нами для оптимизации пикосекундной лазерной системы на неодимовом фосфатном стекле, созданной на экспериментальной базе ЦНИИ машиностроения. Стартовая часть системы собрана по хорошо известной схеме [2], включающей задающий лазер на неодимовом фосфатном стекле с управляемой добротностью резонатора, стретчер на дифракционных решетках и регенеративный усилитель. В системе предусмотрена возможность дальнейшего усиления сверхкороткого импульса до энергии  $\sim 1$  Дж в двухкаскадной схеме усиления, состоящей из двухпроходного усилителя с поляризационной развязкой входного и выходного излучений и однопроходного линейного усилителя.

Оптимизация режимов работы заключалась в регистрации и определении природы фоновых импульсов во временном диапазоне задержек от  $-100$  до  $100$  пс, в выявлении оптических элементов, ответственных за появление фоновых импульсов, и в устранении причин их возникновения либо в изменении знака временной задержки так, чтобы импульсы следовали с отставанием от основного, а также в определении оптимальных условий накачки регенеративного усилителя с целью повышения выходной энергии усиливаемого излучения при максимальной ширине его спектра и минимальной энергии фоновых импульсов. Полностью устранить импульсы фонового излучения в результате оптимизации, как правило, не удается, однако их побочное действие можно снизить правильным выбором геометрических параметров и режима работы излучательной системы.

Применявшийся метод спектральной интерферометрии не позволяет напрямую определить знак временной задержки  $\tau$  между импульсами, поэтому особое внимание уделялось геометрии взаимного расположения оптических элементов лазерной системы. Определить знак временной задержки можно путем точного измерения оптической длины компонентов лазерной системы при их изменении. При этом необходимо учитывать существенное различие между остаточными импульсами, обусловленными периодическим характером усиления в РУ, и импульсами, обусловленными переотражениями от поверхностей оптических элементов.

В первом случае интервал следования остаточных импульсов относительно основного определяется рассогласованием длин резонаторов задающего лазера ( $L_L$ ) и РУ ( $L_{ra}$ ). Если  $L_L < L_{ra}$ , остаточные импульсы будут следовать с задержкой относительно основного. Для импульсов, возникающих вследствие переотражений, временной интервал следования определяется толщиной соответствующего оптического элемента. В линейной однопроходной схеме усиления отраженные импульсы будут следовать с задержкой относительно основного. В многопроходных схемах возможно появление импульсов, опережающих основной.

На рис.4,*a* приведен квадрат фурье-образа (нормированная на максимум при  $t = 0$  функция  $S(t)$ ) типичной спектральной интерферограммы усиленного в РУ излучения на выходе неоптимизированной лазерной системы

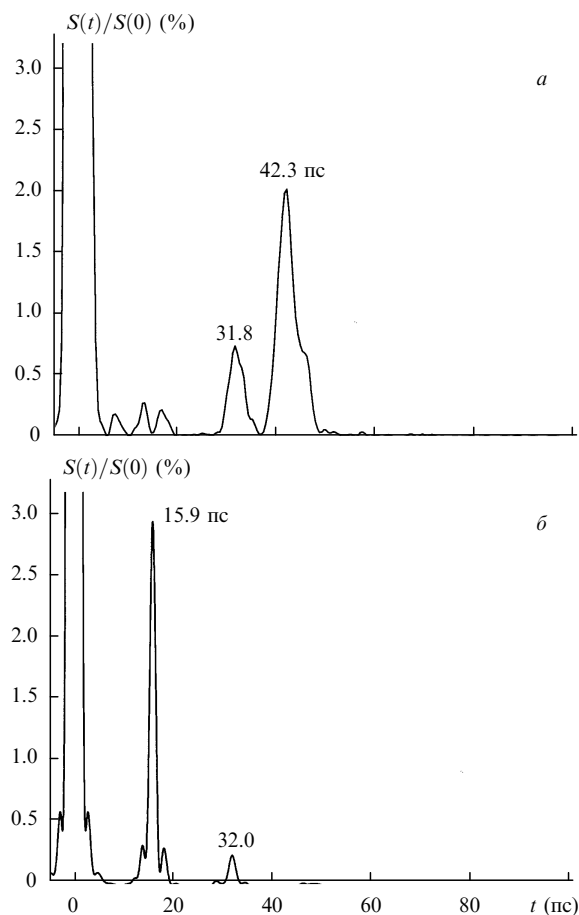


Рис.4. Квадрат фурье-образа спектрального распределения излучения на выходе усилительных каскадов, зарегистрированного до оптимизации параметров лазерной системы (длина резонатора регенеративного усилителя меньше длины резонатора задающего лазера) (*a*) и после увеличения длины резонатора регенеративного усилителя на  $1$  см (*b*).

при выключенной накачке окончательных каскадов усиления. Функция  $S(t)$  на рис.4,*a* имеет два характерных максимума, которые соответствуют остаточным импульсам с интенсивностью  $0.7\%$  (в окрестности  $t = 32$  пс) и  $2\%$  (в окрестности  $t = 42$  пс). Прямые измерения оптической длины резонатора РУ показали, что она была несколько меньше оптической длины резонатора задающего лазера. Если по крайней мере один из максимумов на рис.4,*a* связан с фоновым импульсом, обусловленным периодическим характером усиления в РУ, он должен иметь отрицательную задержку относительно основного импульса. Для изменения знака временной задержки и одновременного выявления природы зарегистрированных импульсов длина резонатора  $L_{ra}$  была увеличена на  $1$  см (рис.4,*b*).

Функция  $S(t)$  на рис.4,*b* также имеет два характерных максимума. Однако один из максимумов изменил свое положение  $|\tau_1|$  с  $42$  до  $16$  пс при удлинении резонатора РУ и связан, по всей видимости, с остаточным импульсом цуга задающего лазера, совершившим полный обход РУ. Сдвиг максимума в сторону уменьшения  $|\tau_1|$  при увеличении  $L_{ra}$  соответствует непосредственным измерениям оптической длины резонатора до его удлинения. Если в исходном состоянии остаточный импульс следовал с опережением ( $\tau_1 < 0$ ), то после увеличения  $L_{ra}$  он стал следовать с задержкой ( $\tau_1 > 0$ ) относительно основного им-

пульса. В противном случае (если предположить, что до увеличения  $L_{га}$  выполнялось условие  $\tau_1 > 0$ )  $|\tau_1|$  должно было бы увеличиться. Суммарное изменение  $\tau_1$  на 58 пс (с  $-42$  до  $+16$  пс) примерно соответствует изменению  $L_{га}$  на 1 см.

Второй максимум на графиках рис.4,а и б имеет одинаковое положение  $|\tau_2| \approx 32$  пс как для исходного, так и для удлиненного резонатора, т. е. не зависит от  $L_{га}$ . Кроме того, при измерении спектральных характеристик излучения непосредственно на выходе РУ с удлиненным резонатором максимум с  $|\tau_2| \approx 32$  пс отсутствует. Перечисленные факты позволяют предположить, что этот максимум связан с фоновым импульсом, формирующимся вне РУ. При сопоставлении световой длины используемых в схеме оптических элементов выяснилось, что причиной возникновения импульса мог являться поляризатор, осуществляющий развязку входного и выходного пучков двухпроходного усилителя одного из оконечных каскадов усиления. Поляризатор выполнен в виде стеклянной плоскопараллельной пластины с диэлектрическими покрытиями поверхностей, одна из которых является рабочей. Фоновый импульс формировался в результате отражения от нерабочей поверхности поляризатора, причем разворот поляризатора нерабочей поверхностью ко входному пучку сопровождался увеличением амплитуды максимума при  $|\tau_2| \approx 32$  пс на порядок. При ориентации поляризатора рабочей поверхностью ко входному пучку относительную интенсивность фонового импульса удалось снизить до  $10^{-3}$  (рис.3,б). В этом случае отраженный импульс следует с задержкой относительно основного.

Последним этапом оптимизации лазерного комплекса являлся выбор оптимальной интенсивности накачки РУ. Относительная амплитуда фоновых импульсов, а также ширина спектрального распределения зависят от пиковой мощности исходного излучения. Эти эффекты можно объяснить тем, что при достаточно большой энергии импульса возникает самовоздействие излучения за счет нелинейности керровского типа в активной среде (увеличения нелинейной добавки к показателю преломления  $\Delta n = n_2 I(t) l$ , где  $l$  – длина среды [6]), приводящее к крупномасштабной самофокусировке, а также к дополнительной модуляции несущей частоты.

Крупномасштабная самофокусировка излучения с гауссовым пространственным профилем эквивалентна добавлению в схему распределенной длиннофокусной линзы, приводящей к изменению зоны устойчивости резонатора [6]. Такой эффект широко используется для модуляции добротности фемтосекундных твердотельных лазеров [3, 12]. При соответствующем выборе параметров резонатора действие керровской линзы приводит к селективному увеличению добротности для более мощных импульсов. В том случае, когда усиливаемый импульс имеет недостаточно высокую энергию, селективность снижается и эффективность усиления основного излучения может оказаться близкой к эффективности усиления фонового импульса, а при некоторых промежуточных энергиях импульса даже ниже ее.

Такая ситуация показана на рис.5,а, где приведен спектр сигнала, зарегистрированного на выходе усиленной системы при относительно низкой энергии накачки РУ, когда энергия выходного импульса не превышала 1 мДж. Спектр глубоко промодулирован, модуляция соответствует энергии фонового импульса, равной

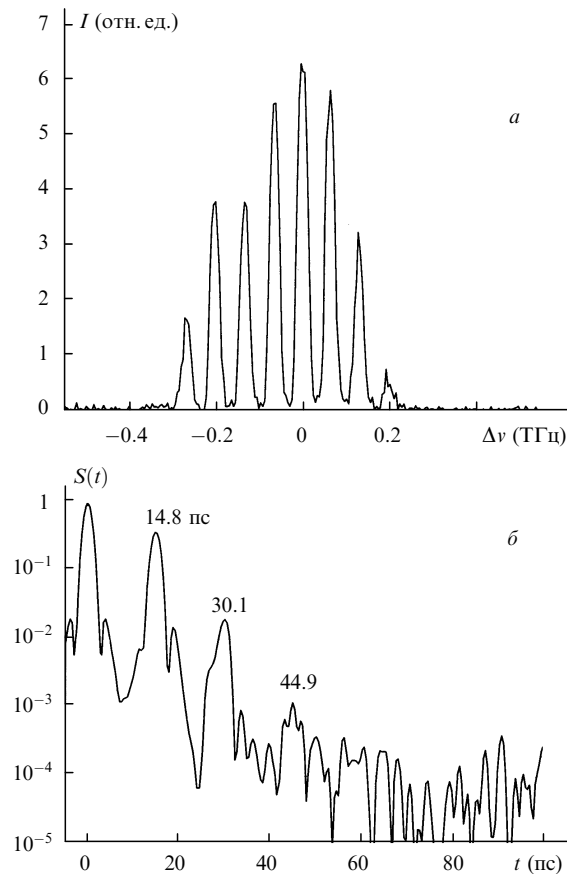


Рис.5. Спектр излучения на выходе усилительных каскадов при низком уровне накачки РУ (энергия выходного импульса  $\sim 1$  мДж) (а) и квадрат фурье-образа этого спектра (б).

37 % энергии основного импульса (14.8 пс). Кроме того, функция  $S(t)$  имеет дополнительные максимумы с амплитудами  $\sim 2$  % (30.1 пс) и  $\sim 0.1$  % (44.9 пс) на временных задержках, соответствующих гармоникам первого фонового импульса. Увеличение энергии накачки РУ сопровождается уменьшением глубины модуляции спектрального распределения, что эквивалентно увеличению контраста выходного излучения (см. рис.3,б).

Ширина спектрального распределения (а следовательно, и минимально достижимая длительность импульса на выходе системы после полной компенсации chirpa) также зависит от конечной энергии усиливаемого импульса. При достаточно большой интенсивности излучения за счет нелинейности керровского типа в активной среде возникает дополнительная модуляция фазы излучения  $\Delta\varphi(t) = k\Delta n l$ . Изменение фазы во времени приводит к изменению частоты:

$$\Delta\omega(t) = \frac{\partial\varphi(t)}{\partial t} = k l n_2 \frac{\partial I(t)}{\partial t}. \quad (9)$$

Если изменение интенсивности вблизи максимума близко к квадратичному, как это имеет место на вершине гауссова импульса, частота излучения будет изменяться по линейному закону, т. е. импульс будет приобретать дополнительный линейный chirp с одновременным увеличением ширины спектра излучения аналогично тому, как это происходит при частотной модуляции излучения в одномодовом волокне [6, 13]. При сжатии импульса нелинейность chirpa будет проявляться лишь на крыльях временного распределения, где форма импульса заметно отличается от параболической.

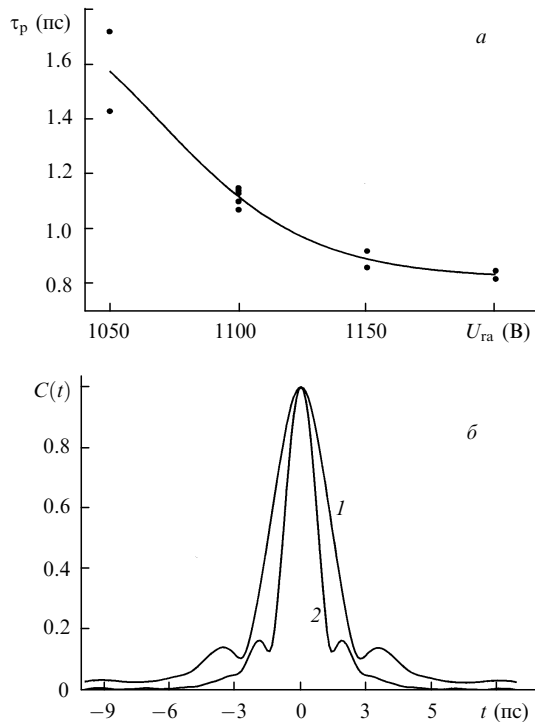


Рис.6. Зависимость минимальной длительности импульса на выходе лазерной системы при выключенных каскадах оконечного усиления от напряжения источника накачки РУ  $U_{pa}$  (точки – эксперимент, сплошная линия – сплайн) (а) и фурье-образ спектрального распределения усиленного в РУ излучения при  $U_{pa} = 1050$  (1) и 1200 В (2),  $E_p = 1$  (1) и 3.8 мДж (2) (б).

На рис.6,а приведены результаты измерений минимально достижимой длительности импульса  $\tau_p$  по уровню  $0.5 I_{max}$  на выходе пикосекундной лазерной системы при различных энергиях накачки РУ (накачка следующих за РУ усилителей выключена). Оценки производились по результатам наилучшей аппроксимации центрального пика фурье-образа  $C(t)$  спектрального распределения выходного излучения гауссовым распределением. Из приведенной зависимости видно, что увеличение напряжения источника накачки на 150 В (энергия импульса на выходе РУ при этом увеличивается с 1 до 4 мДж) соответствует уменьшению длительности импульса почти в 2 раза. Эти данные (тенденция к уменьшению длительности при увеличении энергии накачки РУ) подтверждаются измерениями автокорреляционной функции с использованием неколлинеарной ГВГ выходного излучения после прохождения временного компрессора.

При уширении спектра за счет нелинейности керровского типа в процессе усиления форма спектра в целом будет отличаться от исходного гауссова распределения и приблизится к прямоугольной (рис.3,а). Фурье-образ спектрального распределения дает возможность оценить не только минимально достижимую длительность импульса после компрессии, но и относительную интенсивность фоновых импульсов, возникающих на временных интервалах, сравнимых с длительностью основного импульса.

Как видно из рис.6,б, даже в случае полной компенсации chir-па на задержках  $\sim 2$  пс возможно возникновение прединпульсов с энергией  $\sim 10^{-2}$  от энергии основного импульса. Следует отметить, что относительная интенсивность боковых максимумов сравнима с интенсивностью крыла импульса, не подвергнувшегося частотной мо-

дуляции. Кроме того, как видно из рис.6,б, при низких энергиях накачки РУ спектр импульса на выходе также искажен и во временном распределении также присутствуют боковые максимумы, а их задержка относительно основного максимума примерно пропорциональна минимально достижимой длительности импульса. К сожалению, использованный нами метод измерений (как и метод, основанный на неколлинеарной ГВГ) не позволяет сделать определенных выводов о знаке временной задержки таких фоновых импульсов. Более точную информацию можно получить лишь с использованием нелинейных методов типа FROG [8].

Таким образом, экспериментально реализованный в настоящей работе метод диагностики выходных параметров твердотельных лазерных систем, использующий принципы спектральной интерферометрии chirпированных импульсов, применен для оптимизации выходных параметров излучения стартовой части пикосекундного лазерного комплекса на фосфатном неодимовом стекле. При динамическом диапазоне регистрирующей аппаратуры 100:1 возможна уверенная регистрация импульсов фонового излучения во временном интервале задержек от  $-100$  до  $100$  пс с амплитудой вплоть до  $10^{-4}$  амплитуды основного импульса. Повышение динамического диапазона регистрации до  $10^3 - 10^4$  позволяет повысить минимально измеряемый контраст вплоть до  $10^6 - 10^8$ .

Работа выполнена при поддержке Международного научно-технического центра, проект № 856.

1. Лютер-Дэвис Б., Гамалий Е.Г., Ванг Я., Роде А.В., Тихончук В.Т. *Квантовая электроника*, **19**, 317 (1992).
2. Андреев А.А., Мак А.А., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **24**, 99 (1997).
3. Мак А.А., Яшин В.Е. *Оптич.ж.*, **65**, 39 (1998).
4. Мак А.А., Сомс Л.Н., Фромзель В.А., Яшин В.Е. *Лазеры на неодимовом стекле* (М., Наука, 1990).
5. Pessot M., Maine P., Mourou G. *Optics Comms*, **62**, 419 (1987).
6. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М., Наука, 1988).
7. Зубов В.А. *Измерение характеристик лазерного излучения* (М., Наука, 1973).
8. DeLong K.W., Trebino R., Kane D.J. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **11**, 1595 (1994).
9. Ваньков А.Б., Козлов А.А., Чижов С.А., Яшин В.Е. *Оптика и спектроскопия*, **84**, 94 (1998).
10. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. *Физическая оптика* (М., изд-во Моск.ун-та, 1998).
11. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. *Введение в статистическую радиофизику и оптику* (М., Наука, 1981).
12. Ангелуц А.А., Кобелев Д.Ю., Криндач Д.П., Пакулев А.В. *Квантовая электроника*, **22**, 1099 (1995).
13. Херманн Й., Вильгельми Б. *Лазеры сверхкоротких световых импульсов* (М., Мир, 1986).

V.S.Belyaev, V.I.Vinogradov, A.S.Kurilov, A.P.Matafonov, A.V.Pakulev, V.E.Yashin. Measurement of ultrashort-radiation parameters by the method of chirped-pulsed spectral interferometry.

A simple and reliable method for the measurement of the contrast of ultrashort pulses was implemented. It is based on the application of the principles of chirped-pulse spectral interferometry. The method is linear in terms of the field of the investigated radiation and is based on the measurement with interferometric precision of the spectrum of an amplified chirped pulse before it passes through a temporal compressor. It is shown that, when a recording system with a dynamic range of  $10^2$  is used, measurements of the contrast up to  $10^5$  are possible. The possibility of applying the method for the on-line monitoring of the parameters of the radiation of solid-state laser sources of ultrashort optical pulses is demonstrated. This is done by taking as an example the optimisation of the front end of a neodymium glass picosecond laser system generating  $\sim 1$  ps pulses at its output.