

О деградации контраста короткого светового импульса в СРА-системе

А.В.Масалов, В.В.Чвыков

Рассчитано влияние четырехволнового смещения основного импульса излучения с компонентами фонового излучения на величину контраста выходного излучения в системе усиления chirпированных импульсов петаваттных лазерных установок. Представлены формулы, позволяющие количественно оценить вклады двух механизмов – керровской нелинейности показателя преломления усиливающей среды и насыщения усиления. Для типичных значений нелинейного показателя преломления оба вклада сопоставимы. Отмечена возможность взаимного погашения нелинейных вкладов. Рассмотрено влияние спектральной фильтрации излучения на контраст выходного импульса.

Ключевые слова: контраст импульса, четырехволновое смещение, керровская нелинейность, насыщение усиления, chirпированные импульсы.

1. Введение

Импульсы излучения фемтосекундной длительности петаваттной мощности и интенсивности 10^{22} – 10^{23} Вт/см² [1, 2] стали распространенным инструментом исследования вещества в условиях экстремально высоких напряженностей электрического и магнитного полей, а также источниками вторичного излучения и элементарных частиц высоких энергий [3, 4]. В таких полях силы взаимодействия электронов и атомных ядер являются лишь малой добавкой к силе воздействия поля, атомно-молекулярная структура вещества разрушается и оно превращается в плазму. Эффекты формирования плазмы и ее взаимодействия со световым полем существенным образом зависят от наличия относительно слабого, но протяженного во времени фонового излучения, а также от сопровождающих основной импульс предимпульсов, формирующихся в процессе усиления и распространения излучения в лазерной системе [5–7]. Даже при значительном (10^9 – 10^{11}) контрасте излучения (отношение пиковой интенсивности основного импульса к интенсивности фона) и интенсивностях, близких к 10^{23} Вт/см², воздействие фона на среду может оказаться достаточным для возникновения преплазмы до прихода основного импульса, что приведет к деградации последнего [8, 9]. Таким образом, повышение контраста излучения входит в число важнейших задач разработчиков мощных лазерных установок. Особенно это относится к технике усиления chirпированных импульсов (СРА) [10, 11]. В условиях усиления растянутых во времени импульсов излучение основного импульса накладывается на излучение фона и/или пост- и предимпульсов, и эффекты их нелинейного взаимодействия с уси-

ливающей средой способствуют перекачке в них энергии основного импульса, что выражается в деградации контраста излучения. Основными механизмами взаимодействия излучения со средой усилителя являются керровская нелинейность (нелинейный показатель преломления) и насыщение усиления. Известно, что действие обеих нелинейностей может приводить к формированию предимпульса излучения при усилении импульса с постимпульсом [5–7]. В настоящей работе мы анализируем другую возможность деградации контраста излучения, когда усиление излучения фона происходит в результате перекачки энергии основного излучения в пары симметричных по времени задержки компонент фонового излучения в процессе четырехволнового смещения с теми же механизмами нелинейного взаимодействия – керровской нелинейностью и насыщением усиления. Компоненты фонового поля неизбежно находятся в выходном излучении в виде усиленного спонтанного излучения. В результате растяжения импульса излучения в стретчере в среду усилителя поступают симметричные частотные компоненты фона $\omega_0 \pm \gamma T$, где ω_0 – частота основного импульса излучения; γ – параметр стретчера; T – временная задержка между компонентами фона и основным импульсом. В среде усилителя компоненты поля с частотами $\omega_1 = \omega_0 + \gamma T$ и $\omega_2 = \omega_0 - \gamma T$ набирают энергию из основного излучения из-за нелинейности среды, что и ведет к деградации контраста.

Ниже представлен расчет эффекта деградации контраста излучения для каждого механизма нелинейности среды усилителя.

2. Расчет

В результате растяжения импульсов излучения в стретчере поле основного импульса излучения на входе в усиливающую среду принимает вид амплитудного спектра $s_0(\omega)$, где каждому моменту времени t соответствует своя частота $\omega = \omega_0 + \gamma t$:

$$E_0(t) = \sqrt{2\pi\gamma} \exp(-i\omega_0 t - i\gamma t^2/2) s_0(\omega_0 + \gamma t). \quad (1)$$

А.В.Масалов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: masalovav@lebedev.ru

V.V.Chykov. Colorado State University, Fort Collins, USA

Это режим сильного растяжения во времени. Момент максимума поля (1) принят за начало отсчета времени. Параметр $\gamma \approx \Delta\omega/\tau_s$, где $\Delta\omega$ – ширина спектра излучения, τ_s – длительность растянутого импульса. Ширину спектра можно считать близкой к обратной длительности основного импульса $\Delta\tau$ до стретчера: $\Delta\omega \approx \pi/\Delta\tau$. Поля двух компонент фона, отстоящих от основного импульса на времена $\pm T$, могут быть представлены в виде случайных выбросов с длительностью, равной обратной ширине спектрально-фильтрованного усиленного спонтанного излучения. Эти компоненты поля после стретчера также примут вид амплитудных спектров поля посткомпоненты,

$$E_1(t) = \sqrt{2\pi\gamma} \exp(-i\omega_0 t) \times \exp[-i\gamma(t-T)^2/2] s(\omega_0 + \gamma(t-T)), \quad (2)$$

и поля предкомпоненты,

$$E_2(t) = \sqrt{2\pi\gamma} \exp(-i\omega_0 t) \times \exp[-i\gamma(t+T)^2/2] s(\omega_0 + \gamma(t+T)). \quad (3)$$

Поле посткомпоненты (2) может также рассматриваться как постимпульс. В качестве спектра компонент фона $s(\omega)$ можно принять спектр спонтанного излучения (возможно, усиленного в предыдущих каскадах усиления), ширина которого ограничена средствами спектральной фильтрации до ширины спектра основного излучения $s_0(\omega)$. При дальнейшем анализе будет рассмотрено преобразование только одной пары симметричных компонент фона, поскольку в процессе четырехволнового взаимодействия множество симметричных компонент фона с разными задержками T не оказывают влияния друг на друга из-за различия частот γT , характерных для каждой пары.

В нелинейной среде усилителя поле излучения преобразуется, приобретая нелинейную фазу и испытывая насыщенное усиление. Обе нелинейности допускают описание процесса преобразования в виде

$$E_{\text{out}}(t) = E(t)K_r(I(t))K_a(Q(t)), \quad (4)$$

где $E(t)$, $I(t)$ и

$$Q(t) = \int_{-\infty}^t I(t') dt'$$

– поле, интенсивность и плотность текущей энергии излучения на входе в среду усилителя (см. далее). Рост нелинейной фазы излучения в (4) задан фактором

$$K_r(I) = \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda}n_2 \int_0^L I(t,z) dz\right], \quad (5)$$

зависящим от нелинейного показателя преломления n_2 и от интеграла интенсивности $I(t,z)$ по длине усиливающей среды L . Фаза в показателе экспоненты (5) известна как B -интеграл. Здесь и ниже в формулах (11) и (12) введена интенсивность излучения, зависящая от координаты в усиливающей среде $I(t,z)$; ее значение при $z=0$ совпадает с используемой в тексте входной интенсивностью $I(t)$. Насыщенное усиление задано в (4) фактором

$$K_a(Q) = \sqrt{\frac{G \exp[2\sigma Q(t)/\hbar\omega]}{1 + G \{\exp[2\sigma Q(t)/\hbar\omega] - 1\}}}, \quad (6)$$

где σ – сечение усиления; $G = \exp(\sigma NL)$ – ненасыщенный коэффициент усиления; N – инверсная населенность рабочих уровней. Выражение (6) следует из известного уравнения [12]*

$$\exp[2\sigma Q_{\text{out}}(t)/\hbar\omega] - 1 = G \{\exp[2\sigma Q(t)/\hbar\omega] - 1\}, \quad (7)$$

которое для интенсивности излучения приобретает вид

$$I_{\text{out}}(t) \exp[2\sigma Q_{\text{out}}(t)/\hbar\omega] = GI(t) \exp[2\sigma Q(t)/\hbar\omega]; \quad (8)$$

для поля

$$E_{\text{out}}(t) = \sqrt{G} E(t) \frac{\exp[\sigma Q(t)/\hbar\omega]}{\exp[\sigma Q_{\text{out}}(t)/\hbar\omega]} = E_{\text{in}}(t) \sqrt{\frac{G \exp[2\sigma Q(t)/\hbar\omega]}{1 + G \{\exp[2\sigma Q(t)/\hbar\omega] - 1\}}}. \quad (9)$$

Здесь и в дальнейших формулах будем использовать приближение малой плотности энергии на входе в усилитель: $2\sigma Q_{\text{in}}(t)/\hbar\omega \ll 1$. Для Ti:сапфировых усилителей ($\hbar\omega = 2.5 \times 10^{-19}$ Дж и $\sigma = 4 \times 10^{-19}$ см²) это приближение оправданно для первых каскадов усиления: $Q_{\text{in}}(t) \ll \hbar\omega/2\sigma = 0.3$ Дж/см². Тогда

$$K_a(Q) \approx \sqrt{\frac{G}{1 + 2\sigma G Q(t)/\hbar\omega}}. \quad (10)$$

Соотношения (7) и (8) позволяют восстановить зависимость интенсивности излучения в среде усилителя от координаты z вдоль ее оси,

$$I(t,z) = I(t) \frac{\exp(\sigma Nz) \exp[2\sigma Q(t)/\hbar\omega]}{1 + \exp(\sigma Nz) \{\exp[2\sigma Q(t)/\hbar\omega] - 1\}}, \quad (11)$$

и вычислить интеграл по длине среды усилителя, входящий в (5):

$$\int_0^L I(t,z) dz = I(t) \frac{L(\tilde{G} - 1)}{\ln G} \times \frac{\exp[2\sigma Q(t)/\hbar\omega] 2\sigma Q(t)/\hbar\omega}{\exp[2\sigma Q(t)/\hbar\omega] - 1} \approx I(t) \frac{L(\tilde{G} - 1)}{\ln G}. \quad (12)$$

Здесь \tilde{G} – коэффициент насыщенного усиления. Фактор $(\tilde{G} - 1)/\ln G$ учитывает рост интенсивности излучения по мере его распространения в среде усилителя. Он дает возможность оценить вклад нелинейного показателя преломления усиливающей среды в B -интеграл. Отметим, что величина интеграла (12) больше $LI(t)$, но меньше $LGI(t)$.

Для расчета полей слабых фоновых компонент излучения на выходе усилителя целесообразно выделить в (4) малые поправки, обусловленные фоновыми компонентами $E_1(t)$ и $E_2(t)$, и ограничиться поправками первого порядка. Для входного поля имеем $E(t) = E_0(t) + E_1(t) + E_2(t)$, что дает

* Детальному исследованию распространения световых импульсов в усиливающих средах посвящен обзор П.Г.Крюкова и В.С.Летохова [13], где, в частности, проанализирована роль нелинейности усиления в сокращении длительности импульсов и в сверхсветовом распространении максимума импульсной огибающей.

$$I(t) = |E_0(t) + E_1(t) + E_2(t)|^2 \approx I_0(t) + \{E_0^*(t)[E_1(t) + E_2(t)] + \text{c.c.}\},$$

т. е. поправка для подстановки в $K_r(I)$ принимает следующий вид:

$$\delta I(t) = E_0^*(t)[E_1(t) + E_2(t)] + \text{c.c.} \quad (13)$$

Индексы «0» обозначают параметры основного излучения. Для текущей плотности энергии имеем

$$Q_{\text{in}}(t) = \int_{-\infty}^t |E_0(t')E_1(t') + E_2(t')|^2 dt' \approx Q_0(t) + \int_{-\infty}^t \delta I(t') dt',$$

поправка для подстановки в $K_a(Q)$ есть

$$\delta Q(t) = \int_{-\infty}^t \{E_0^*(t')[E_1(t') + E_2(t')] + \text{c.c.}\} dt'. \quad (14)$$

Произведения полей в (14) содержат «быстроосциллирующие» множители $E_0^*(t)E_1(t) \propto \exp(i\gamma t T)$ и $E_0^*(t)E_2(t) \propto \exp(-i\gamma t T)$ (см. (2) и (3)). Частота этих осцилляций много больше частоты следования растянутых по времени импульсов. В связи с этим при вычислении интеграла по частям в (14) можно оставить только доминирующие слагаемые:

$$\begin{aligned} \delta Q(t) &\approx E_0^*(t) \left[\frac{E_1(t)}{i\gamma T} + \frac{E_2(t)}{-i\gamma T} \right] + \text{c.c.} \\ &= \frac{i}{\gamma T} E_0^*(t) [E_2(t) - E_1(t)] + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (15)$$

Малые поправки к факторам $K_r(I)$ и $K_a(Q)$ с учетом (13) и (15) приобретают следующий вид:

$$\frac{\delta K_r}{K_r(I_0)} \approx i \frac{2\pi n_2 L}{\lambda} \frac{\delta I(t)}{\ln G} \frac{\ln[1 + 2\sigma(G-1)Q_0(t)/\hbar\omega]}{2\sigma Q_0(t)/\hbar\omega}, \quad (16)$$

$$\frac{\delta K_a}{K_a(Q_0)} \approx -\delta Q(t) \frac{\sigma G/\hbar\omega}{1 + 2\sigma G Q_0(t)/\hbar\omega}. \quad (17)$$

Выражения (16) и (17) позволяют оценить соотношение вкладов керровской нелинейности и насыщенного усиления в формирование фоновых компонент поля. Вклад керровской нелинейности (16) имеет характерную величину

$$\begin{aligned} \frac{2\pi n_2 L}{\lambda} \frac{\delta I_{\text{max}}}{\ln G} \frac{\ln[1 + 2\sigma(G-1)Q_0(t)/\hbar\omega]}{2\sigma Q_0(t)/\hbar\omega} \\ \approx \frac{2\pi n_2 L}{\lambda} I_{\text{max}} \frac{\tilde{G}}{\ln G} \frac{\delta I_{\text{max}}}{I_{\text{max}}}, \end{aligned} \quad (18)$$

где

$$\tilde{G} \approx \frac{1}{2\sigma Q_{\text{max}}/\hbar\omega} \ln(1 + 2\sigma G Q_{\text{max}}/\hbar\omega).$$

Вклад нелинейности насыщенного усиления (17)

$$\begin{aligned} \delta Q_{\text{max}} \frac{\sigma G/\hbar\omega}{1 + 2\sigma G Q_{\text{max}}/\hbar\omega} \\ \approx \frac{\sigma G Q_{\text{max}}/\hbar\omega}{1 + 2\sigma G Q_{\text{max}}(t)/\hbar\omega} \frac{\Delta\tau}{\pi T} \frac{\delta I_{\text{max}}}{I_{\text{max}}}, \end{aligned} \quad (19)$$

где учтено

$$\delta Q_{\text{max}} \approx \frac{1}{\gamma T} \delta I_{\text{max}} = \frac{\tau_s \Delta\tau}{\pi T} \delta I_{\text{max}}$$

и $Q_{\text{max}} = \tau_s I_{\text{max}}$. Масштабы нелинейностей соотносятся как

$$\frac{2\pi n_2 I_{\text{max}} L}{\lambda} \frac{\tilde{G}}{\ln G} \text{ к } \frac{\Delta\tau}{2\pi T}$$

или

$$\frac{I_{\text{max}}}{2 \times 10^{10}} \frac{\tilde{G}}{\ln G} \text{ к } \frac{\Delta\tau}{T}, \quad (20)$$

где $n_2 = 10^{-16}$ см²/Вт; $\lambda = 0.8$ мкм; $L = 1$ см; I_{max} [Вт/см²] – максимальная интенсивность излучения основного импульса на входе в усилитель после растяжения в стретчере.

Дальнейшие расчеты проведены отдельно для каждой нелинейности.

2.1. Керровская нелинейность

В этом случае имеем выражение для выходного поля с добавками первого порядка по малым фоновым компонентам $E_1(t)$ и $E_2(t)$:

$$\begin{aligned} E_{\text{out}}(t) &= [E_0(t) + E_1(t) + E_2(t)][K_0(I_0) + \delta K_r] K_a(Q_0) \\ &\approx K_r(I_0) K_a(Q_0) \left[E_0(t) + E_1(t) + E_2(t) + E_0(t) \frac{\delta K_r}{K_r(I_0)} \right], \end{aligned} \quad (21)$$

где поле основного импульса составляет $E_0(t)K_r(I_0)K_a(Q_0)$, поле посткомпоненты –

$$\{E_1(t)[1 + iI_0(t)M_r(t)] + iE_2^*E_0^2 M_r(t)\} K_r(I_0) K_a(Q_0), \quad (22)$$

поле предкомпоненты –

$$\{E_2(t)[1 + iI_0(t)M_r(t)] + iE_1^*E_0^2 M_r(t)\} K_r(I_0) K_a(Q_0). \quad (23)$$

В (22) и (23) введено обозначение

$$M_r(t) = \frac{2\pi n_2 L}{\lambda} \frac{1}{\ln G} \frac{\ln[1 + (2\sigma/\hbar\omega)(G-1)Q_0(t)]}{(2\sigma/\hbar\omega)Q_0(t)}. \quad (24)$$

Произведение полей

$$\begin{aligned} E_1^* E_0^2 &\propto \exp[i\gamma(t-T)^2/2] \exp(-i\gamma t^2) \\ &= \exp[-i\gamma(t+T)^2/2] \exp(i\gamma T^2) \end{aligned}$$

в (23) имеет фазовую структуру поля предкомпоненты, несмотря на происхождение из посткомпоненты, поэтому данное слагаемое отнесено к предкомпоненте. Соответственно слагаемое с

$$E_2^* E_0^2 \propto \exp[i\gamma(t + T)^2/2] \exp(-i\gamma t^2) = \exp[-i\gamma(t - T)^2/2] \exp(i\gamma T^2)$$

в (22) отнесено к посткомпоненте. При вычислении полных плотностей энергии компонент на выходе из усилителя

$$Q_1 = \int [|E_1(t)|^2 + (|E_1|^2 + |E_2|^2) I_0^2 M_T^2(t)] K_a^2(Q_0) dt, \quad (25a)$$

$$Q_2 = \int [|E_2(t)|^2 + (|E_1|^2 + |E_2|^2) I_0^2 M_T^2(t)] K_a^2(Q_0) dt \quad (25b)$$

учтено, что фазы компонент поля $E_1(t)$ и $E_2(t)$ случайны, и слагаемые с их произведением в подынтегральных выражениях обнуляются. Тогда в случае равных энергий компонент фона $|E_1|^2 = |E_2|^2$ получаем контраст излучения до усиления,

$$\frac{\int |E_1(t)|^2 dt}{\int |E_0(t)|^2 dt} = \frac{Q_1}{Q_{\max}}$$

и после него:

$$\frac{\int [1 + 2I_0^2 M_T^2(t)] |E_1(t)|^2 K_a^2(Q_0) dt}{\int |E_0(t)|^2 K_a^2(Q_0) dt} \quad (26)$$

Соотношения (25) пригодны для количественного описания формирования предимпульса из постимпульса. Полагая $|E_1|^2 \neq 0$ и $|E_2|^2 = 0$, получаем полную плотность энергии предимпульса на выходе усилителя:

$$Q_2 = \int I_0^2 M_T^2(t) |E_1(t)|^2 K_a^2(Q_0) dt$$

при полной плотности энергии усиленного постимпульса

$$Q_1 = \int [1 + I_0^2 M_T^2(t)] |E_1(t)|^2 K_a^2(Q_0) dt.$$

Рассматриваемые эффекты определяются двумя интегралами:

$$\begin{aligned} \int |E_0(t)|^2 K_a^2(Q_0) dt &= \int I_0(t) \frac{G}{1 + 2\sigma G Q(t)/\hbar\omega} dt \\ &= \frac{\hbar\omega}{2\sigma} \ln(1 + 2\sigma G Q_{\max}) \equiv \tilde{G} Q_{\max}, \\ \int I_0^2(t) M_T^2(t) I_1(t) K_a^2(Q_0) dt &= \left(\frac{2\pi n_2 L}{\lambda} \frac{\hbar\omega}{2\sigma\tau_s}\right)^2 Q_1 \frac{G}{(\ln G)^2} f_k(F), \end{aligned} \quad (27)$$

где $F = (2\sigma/\hbar\omega) G Q_{\max}$, а $f_k(F)$ – «универсальная» часть интеграла (27) без нормирующих множителей. В частности, контраст излучения преобразуется в процессе усиления от начальной величины Q_1/Q_{\max} до значения

$$\frac{Q_1}{Q_{\max}} \left[1 + \left(\frac{2\pi n_2 L}{\lambda} \frac{\hbar\omega}{2\sigma\tau_s}\right)^2 \frac{1}{(\ln G)^2} \frac{2G}{\tilde{G}} f_k(F) \right]. \quad (28)$$

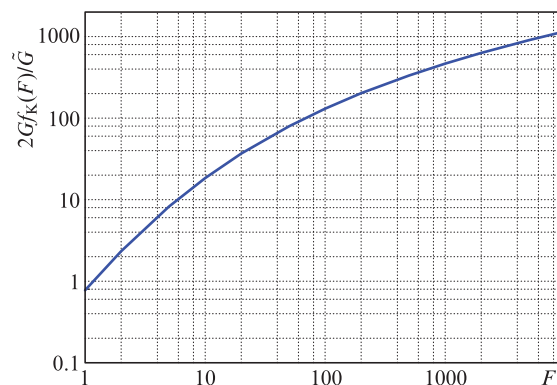


Рис.1. Фактор $2Gf_k(F)/\tilde{G}$ для керровской нелинейности, рассчитанный по соотношению (27) для импульсов гауссовой формы $(Q/\tau_s) \times \exp(-\pi t^2/\tau_s^2)$ с полной энергией Q и длительностью τ_s по уровню 0.456 от максимальной интенсивности.

Основной фактор $f_k(F)$ в (27) рассчитан численно в предположении гауссовой формы спектров полей (1)–(3). Результат расчета в виде функции $2Gf_k(F)/\tilde{G}$ представлен на рис.1. Основная величина, задающая масштаб выходного контраста, есть

$$\frac{2\pi n_2 L}{\lambda} \frac{\hbar\omega}{2\sigma\tau_s} \approx 0.025,$$

где при оценке дополнительно принято $\hbar\omega = 2.5 \times 10^{-19}$ Дж, $\sigma = 4 \times 10^{-19}$ см² и $\tau_s = 100$ пс.

Результирующее соотношение (28) позволяет оценить деградацию контраста излучения при тех или иных параметрах основного излучения и фоновых компонент. Заметное изменение контраста будет происходить при $F > 20$, т. е. при $GQ_{\max} \geq 100$ Дж/см². В первичных каскадах усиления многокаскадной лазерной установки, где $\tilde{G} I_{\max} \tau_s \leq 1$ мДж (при диаметре пучков ~ 1 мм и $\tau_s = 100$ пс), вклад керровской нелинейности вряд ли сопоставим со вкладом насыщения ($\Delta\tau/T \approx 1-0.1$). Даже при плотности полной энергии импульса длительностью 100 пс, близкой к оптическому пробую Ti:сапфировой среды (~ 10 Дж/см²), B -интеграл за один проход среды не превышает 0.15 рад.

2.2. Насыщение усиления

В этом случае имеем следующее выражение для выходного поля с добавками первого порядка по малым фоновым компонентам $E_1(t)$ и $E_2(t)$:

$$\begin{aligned} E_{out}(t) &= [E_0(t) + E_1(t) + E_2(t)] [K_a(I_0) + \delta K_a] K_r(Q_0) \\ &\approx K_r(I_0) K_a(Q_0) \left[E_0(t) + E_1(t) + E_2(t) + E_0(t) \frac{\delta K_a}{K_a(I_0)} \right], \end{aligned} \quad (29)$$

где поле посткомпоненты есть

$$\{E_1(t)[1 + iI_0(t)M_a(t)] + iE_2^* E_0^2 M_a(t)\} K_r(I_0) K_a(Q_0), \quad (30)$$

поле предкомпоненты –

$$\{E_2(t)[1 - iI_0(t)M_a(t)] - iE_1^* E_0^2 M_a(t)\} K_r(I_0) K_a(Q_0). \quad (31)$$

Здесь также введено обозначение

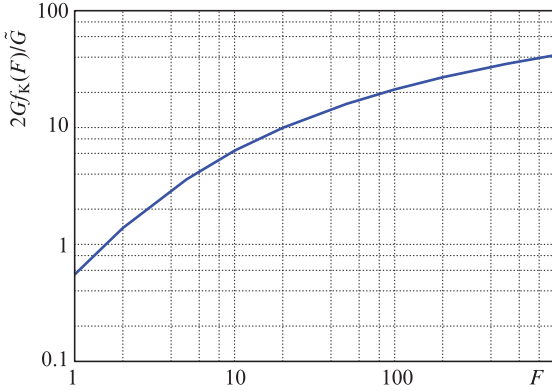


Рис.2. Фактор $2Gf_k(F)/\tilde{G}$ для насыщенного усиления, рассчитанный по соотношению (33) для импульсов гауссовой формы (см. подпись к рис.1).

$$M_a(t) = \frac{1}{\gamma T} \frac{\sigma G/\hbar\omega}{1 + 2\sigma G Q_0(t)/\hbar\omega}. \quad (32)$$

Дальнейшие формулы для нового контраста и предимпульса совпадают со случаем керровской нелинейности с заменой $M_r(t)$ на $M_a(t)$. Для оценок необходим интеграл

$$\int I_0^2(t) M_a^2(t) I_1(t) K_a^2(Q_0) dt = Q_1 \left(\frac{1}{2\gamma T \tau_s} \right)^2 G f_a(F). \quad (33)$$

Фактор $f_a(F)$ в этом интеграле рассчитан численно в предположении гауссовой формы спектров полей (1)–(3). Функция $2Gf_k(F)/\tilde{G}$ изображена на рис.2. Контраст излучения преобразуется в процессе усиления от начальной величины Q_1/Q_{\max} до

$$\frac{Q_1}{Q_{\max}} \left[1 + \left(\frac{1}{2\gamma T \tau_s} \right)^2 \frac{2G}{\tilde{G}} f_a(F) \right]. \quad (34)$$

Основная величина, задающая масштаб выходного контраста, есть

$$\frac{1}{2\gamma T \tau_s} \approx \frac{\Delta\tau}{2\pi T}.$$

Результирующее соотношение (34) позволяет оценить деградацию контраста излучения при тех или иных параметрах основного излучения и фоновых компонент. Заметное изменение контраста будет происходить при $F > 10$, т. е. при $GQ_{\max} \geq 30$ Дж/см².

Сопоставление данных рис.1 и 2 показывает, что при прочих равных условиях влияние нелинейности насыщенного усиления может превышать влияние керровской нелинейности. При этом, в отличие от керровской нелинейности, влияние насыщенного усиления спадает с ростом интервала T как $1/T^2$.

3. Обсуждение

Представленные оценки показывают, что количественные влияния керровской нелинейности и нелинейности насыщенного усиления на величину контраста могут оказаться сопоставимыми (см. (18)–(20)). Важное отличие нелинейности насыщения состоит в том, что ее вклад в зависимости от T весом вблизи основного импульса и по мере удаления от него уменьшается как $1/T^2$. На диа-

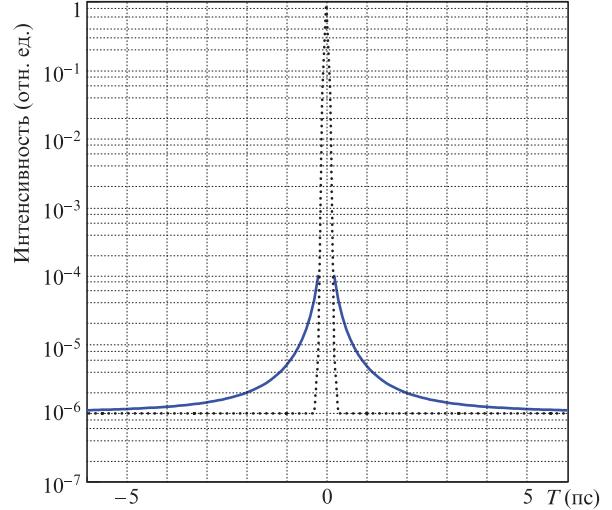


Рис.3. Пьедестал фонового излучения на выходе СРА-системы, обусловленный насыщением усиления и рассчитанный по соотношению $10^{-6}(1 + (\Delta\tau/T)^2 \times 400)$ (сплошные кривые). Приведен также вид основного импульса гауссовой формы длительностью $\Delta\tau = 100$ фс (пунктир).

грамме контраста излучения данный вклад принимает вид λ -пьедестала (рис.3). На рис.3 представлена расчетная кривая контраста, где от параметров насыщения зависит не форма λ -пьедестала, а лишь его положение вдоль вертикальной шкалы.

Если обратиться к известным СРА-системам мощных лазерных установок, то прямые оценки степени деградации контраста излучения по представленным соотношениям затруднены из-за отсутствия данных о ненасыщенном коэффициенте усиления среды G . Как правило, известен лишь насыщенный коэффициент усиления \tilde{G} . Индикатором существенного вклада четырехволнового смешения в деградацию контраста может служить соотношение энергий постимпульса Q_1 и порождаемого предимпульса Q_2 :

$$\frac{Q_2}{Q_1 - Q_2} = \left(\frac{2\pi n_2 L}{\lambda} \frac{\hbar\omega}{2\sigma\tau_s} \right)^2 \frac{1}{(\ln G)^2} \frac{G}{\tilde{G}} f_k(F) \quad \text{или} \quad (35)$$

$$\frac{Q_2}{Q_1 - Q_2} = \left(\frac{1}{2\gamma T \tau_s} \right)^2 \frac{G}{\tilde{G}} f_a(F).$$

Малое относительное различие энергий пред- и постимпульсов означает существенный вклад четырехволнового смешения в деградацию контраста. При $Q_2 = \frac{2}{3}Q_1$ четырехволновое взаимодействие утраивает интенсивность усиленных компонент фона, т.е. снижает контраст в три раза.

Необходимо отметить, что в проведенном рассмотрении эффектов четырехфотонного взаимодействия исследованы лишь отдельные усилительные узлы СРА-систем. Полное количественное описание многопроходных и регенеративных усилителей требует дополнительных расчетов.

Представленные формулы для характеристик выходного излучения описывают взаимодействие основного импульса излучения с фоновыми компонентами при значительном удалении фоновых компонент от основного импульса ($T \ll \tau_s$). С ростом интервала T переналоженные растянутых импульсов в усилителе становится неполным. Качественную картину полей в усилителе удобно

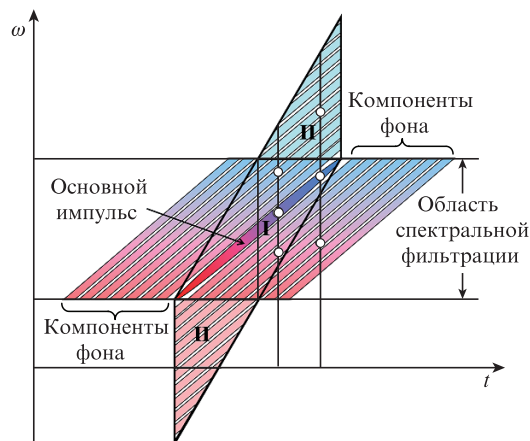


Рис.4. Спектрально-временные области взаимодействия основного импульса с компонентами фона:

I – область четырехволнового взаимодействия; II – область формирования предимпульса из постимпульса (вверху) и постимпульса из предимпульса (внизу). Кружками отмечены взаимодействующие компоненты. Цветной вариант этого рисунка помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

представить на спектрально-временной диаграмме (рис.4). Ее построение оказывается возможным благодаря сильному растяжению импульсов в стретчере, когда каждая спектральная компонента приобретает заданное положение на временной шкале. В четырехволновом взаимодействии участвуют компоненты фона в области I. Области II до усилителя не заполнены излучением, а после усилителя заполняются за счет формирования предимпульса из постимпульса (вверху) и постимпульса из предимпульса (внизу). Видно, что, применяя на выходе усилителя спектральную фильтрацию, можно подавить излучение обеих областей II. Это несколько улучшит контраст излучения. При малом временном удалении T компонент фона от основного импульса подобная спектральная фильтрация способна уменьшить вклад нелинейности почти в два раза: в выражениях (26), (28) и (34) сомножитель 2, относящийся к вкладу нелинейности, обращается в единицу. По мере удаления компонент фона от основного импульса ($T \rightarrow \tau_s/2$) этот сомножитель также обращается в единицу и без спектральной фильтрации выходного излучения из-за неполного переналаживания растянутых импульсов.

Влияние двух нелинейных процессов на формирование фонового излучения было рассмотрено отдельно друг от друга. При совместном действии керровской нелинейности и насыщения усиления вклады четырехволнового смещения в области предкомпонент могут частично гасить друг друга. На это указывают противоположные знаки перед двумя слагаемыми в формулах (23) и (31). Погашение наступает при выполнении равенства

$$\frac{\Delta\tau}{2\pi T} \sqrt{f_a(F)} \approx \frac{2\pi n_2 L}{\lambda} \frac{\hbar\omega}{2\sigma\tau_s} \frac{\sqrt{f_r(F)}}{\ln G}, \quad (36)$$

которое выполняется по порядку величин в широкой области энергий основного импульса. В области постком-

понент вклады нелинейностей суммируются. Возможным подтверждением этого служат результаты работ [14–16]. В работе [14, рис.2] благодаря исключению дифракционной решетки из канала усиления авторам удалось улучшить контраст излучения, и предельный λ -пьедастал приобрел асимметричную форму с увеличенным крылом в области постимпульсов. Подобная асимметрия λ -пьедастала продемонстрирована и в работах [15, рис.3], [16, рис.4].

4. Заключение

Представленный анализ четырехволнового смещения основного импульса излучения с компонентами фонового излучения при усилении в СРА-системе мощных лазерных установок показывает, что заметного влияния на деградацию контраста излучения следует ожидать при плотности энергии основного излучения на входе в СРА-систему $Q_{\max} \geq 30/G$ Дж/см². При этом вклады обоих нелинейных механизмов – керровской нелинейности и нелинейности насыщенного усиления – сопоставимы. Вклад керровской нелинейности слабо зависит от временного удаления T фоновой компоненты от основного импульса (в пределах времени растяжения импульса излучения в стретчере), а вклад насыщения усиления уменьшается как $1/T^2$. В области предкомпонент вклады двух нелинейностей могут частично гасить друг друга, а в области посткомпонент может способствовать спектральная фильтрация излучения на выходе после усилителя.

1. Yanovsky V., Chvykov V., Kalinchenko G., Rousseau P., Planchon T., Matsuoka T., Maksimchuk A., Nees J., Cheriaux G., Mourou G., Krushelnick K. *Opt. Express*, **16**, 2109 (2008).
2. Yoon J.W., Lee S.K., Sung J.H., Lee H.W., Jeon C., Choi I.W., Shin J., Kim H.T., Hegelich B.M., Nam C.H. DOI: 10.1364/CLEO_SI.2019.STu3E.2
3. Gonsalves A.J. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **122**, 084801 (2019).
4. Rockwood A., Wang Y., Wang S., Berril M., Shlyaptsev V.N., Rocca J.J. *Optica*, **5**, 257 (2018).
5. Liu X., Wagner R., Maksimchuk A., Goodman E., Workman J., Umstadter D., Migus A. *Opt. Lett.*, **20** (10), 1163 (1995).
6. Didenko N.V., Konyashchenko A.V., Lutsenko A.P., Tenyakov S.Yu. *Opt. Express*, **16**, 3178 (2008).
7. Cupal J., Spinka T., Sistrunk E., Rus B., Haefner C. *Proc. SPIE*, **11034**; <https://doi.org/10.1117/12.2524115>.
8. Chvykov V., Rousseau P., Reed S., Kalinchenko G., Yanovsky V. *Opt. Lett.*, **31**, 1456 (2006).
9. Yanovsky V., Chvykov V., Kalinchenko G., Matsuoka T., Maksimchuk A. <https://doi.org/10.1364/CLEO.2009.JTuD35>.
10. Damm T., Kaschke M., Noack F., Wilhelmi B. *Opt. Lett.*, **10**, 176 (1985).
11. Strickland D., Mourou G. *Opt. Commun.*, **56**, 219 (1985).
12. Frantz L.M., Nodvik J. *J. Appl. Phys.*, **34**, 2346 (1963).
13. Крюков П.Г., Летохов В.С. *УФН*, **99**, 169 (1970) [*Sov. Phys. Usp.*, **12**, 641 (1970)].
14. Hooker C., Tang Y., Chekhlov O., Collier J., Divall E., Ertel K., Hawkes S., Parry B., Rajeev P.P. *Opt. Express*, **19**, 2193 (2011).
15. Kalashnikov M., Osvay K., Sandner W. *Laser Part. Beams*, **25**, 219 (2007).
16. Hong K.H., Hou B., Nees J.A., Power E., Mourou G. *Appl. Phys. B*, **81**, 447 (2005).