ПАРАМЕТРЫ УСИЛЕННОГО СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТРАКТЕ НА СТЕРЖНЕВЫХ АКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ ИЗ НЕОДИМОВОГО СТЕКЛА

А. Г. Какшин, <u>Е. А. Лобода.</u>

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров, Нижегородская область, пр. Мира, 37, 607188, Россия

В докладе представлена простая модель расчёта параметров усиленного спонтанного излучения (УСИ) на поверхности лазерной мишени и в любых точках оптического тракта в лазерных системах на основе неодимового стекла. Исходными данными являются спектрально-люминесцентные свойства активной среды, коэффициенты усиления по слабому сигналу усилителей, электрические параметры элементов системы накачки, а также оптические и спектральные свойства пассивных элементов и систем. Данные, полученные в серии фоновых экспериментов на субпикосекундной 30 ТВт установке РФЯЦ-ВНИИТФ в 2011 году, отличаются от результатов проведённых расчётов не более чем на 7 %. Предельная толщина мишени в номинальном режиме работы установки составляет ~ 50 нм (для AI).

Введение

Мощные лазеры с субпикосекундной длительностью импульса на основе неодимового стекла продолжают оставаться актуальными, так как способны обеспечивать относительно высокую энергетику при высоком качестве пучка. Однако, ряд особенностей, характерных для данного класса систем, затрудняет решать экспериментальные задачи или правильно интерпретировать результаты. Одним из таких факторов является усиленное спонтанное излучение (УСИ, ASE). Несмотря на недостаточную для образования плазмы мощность, оно может приводить к плавлению и разрушению тонких субмикронных мишеней до основного воздействия, а в случае массивных - к испарению загрязнений и образованию «атмосферы» с неизвестной плотностью.

С целью контроля уровня УСИ и выбора режима накачки для его минимизации, была разработана упрощённая модель, которая позволяет оценить пространственно-временные и спектрально-энергетические характеристики фонового излучения, а также степень его воздействия на мишень. Исходными данными для расчёта являются:

- спектрально-люминесцентные свойства неодимовых стёкол $S_L(\lambda)$ в области ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2};$
- коэффициенты усиления в режиме малого сигнала (определяются экспериментально при $\lambda_0)$ G_A вдоль центральных осей усилителей и $\left\langle G_A\right\rangle$ усреднённые по пучку;

- электрические параметры основных элементов схемы формирования импульса накачки (C ёмкость конденсатора, L индуктивность, U напряжение заряда, тип ламп);
- спектральные и оптические характеристики пассивных элементов и систем;
 - толщина и материал мишени.

1. Расчёт параметров УСИ квантового усилителя со стержневым активным элементом

В данной модели принят ряд упрощений и допущений:

- спектр люминесценции фосфатного неодимового стекла однородно уширенный, а распределение ионов Nd по 12 штарковским компонентам перехода является равновесным;
- усреднённая по длине АЭ инверсия в любой точке сечения (r,θ) равна инверсии в центре апертуры: $N(t,r,\theta) = N(t,0,0)$.

Наибольшая неопределённость связана с последним упрощением, так как распределение инверсии в объёме АЭ неоднородно. Однако, для пучка УСИ, который распространяется вдоль оси АЭ в пределах угловой апертуры пространственного фильтра SF, характерен достаточно ровный профиль с максимумом посередине (рис. 1). Такая ситуация объясняется не только радиальной зависимостью распределения инверсии, но и аксиальной, в связи с чем введена коррекция длины области накачки стержня: LEFF = LCAV – D · exp(-D/LCAV).

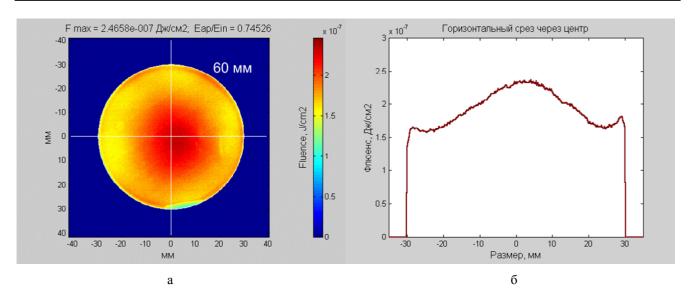


Рис. 1. Изображение (a) и поперечное сечение (б) пучка УСИ усилителя Ø60×230 мм (D × LCAV, 6 ламп, EPUMP = 23,3 кДж, GA ≈ 3,5) в угловой апертуре 8,5·10-4 рад

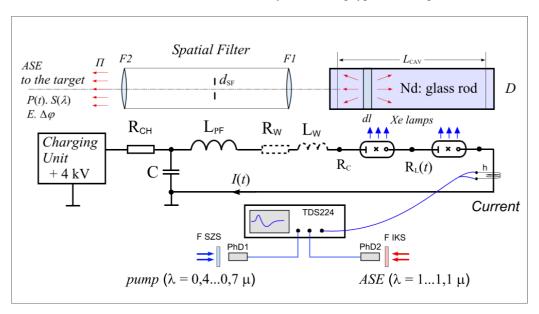


Рис. 2. Схема фрагмента усилительного тракта и измерения: I(t) (ток в цепи ламп), J(t) (свет ламп), $P_{\text{ASE}}(t)$, E_{ASE} , $S_{\text{ASE}}(\lambda)$ (мощность, энергия и спектр УСИ), распределения в ближней и дальней зонах

Так как эмиссия в любой точке возбуждённой среды направлена во все стороны одинаково, то проходящая через SF доля излучения, составляет:

$$\Pi = \sin(\phi/4)^2$$
, где $\phi = 2\arctan(d_{SF}/2F_1)$ (1)

Общее количество квантов УСИ за единицу времени dt в спектральном интервале $d\lambda$:

$$dN_{ASE}(t,\lambda) = dN_{ASE}(t,\lambda) =$$

$$= \Pi \cdot S \cdot N(t) \cdot A_{11/2}(\lambda) dt d\lambda \int_{0}^{L_{EFF}} \exp\left[\sigma(\lambda)N(t)x\right] dx, \quad (2) = \Pi \cdot \frac{2\pi^{2}cn^{2}D^{2}}{\lambda_{0}^{4}} \cdot \left[\exp\left(\alpha_{0}(t)S_{L}(\lambda)L_{EFF}\right) - 1\right] dt d\lambda$$

где S – сечение АЭ, N(t) – усреднённая по длине временная зависимость инверсии в центре апертуры АЭ, $A_{11/2}(\lambda)$ – спектральная вероятность спонтанного перехода. Используя зависимость между $\sigma(\lambda)$ и $A_{11/2}(\lambda)$ (формула Фюхтбауэра – Ладенбурга), (2) преобразуется к виду:

$$dN_{ASE}(t,\lambda) =$$

$$= \Pi \cdot \frac{2\pi^2 cn^2 D^2}{\lambda_0^4} \cdot \left[\exp(\alpha_0(t) S_L(\lambda) L_{EFF}) - 1 \right] dt d\lambda$$
(3)

Спектр УСИ (в квантах), мощность и энергия получаются при интегрировании (3) по t, λ :

$$N_{ASE}(\lambda) = \int_{T} dN_{ASE}(t,\lambda) dt$$
 (4)

$$P_{ASE}(t) = \int_{\lambda} dN(t,\lambda)hc/\lambda d\lambda$$
, $E_{ASE} = \int_{T} P_{ASE}(t)dt$ (5)

Ход временной зависимости $\alpha_0(t)$ в значительной степени определяется параметрами импульса накачки и активной среды. Ток в лампах формируется LC — контуром (рис. 2) и процесс разряда описывается известным уравнением:

$$L_{\Sigma} \frac{d^2 q}{dt^2} + R_{\Sigma} \left(t \right) \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0 \tag{6}$$

Нелинейность вольт — амперной характеристики Хе лампы учитывается с помощью эмпирических соотношений ^{1,2}. При плотности тока, когда плазма заполняет весь объём:

$$R_L(t) \approx K_0 / \sqrt{I(t)},$$
 (7)

где параметр K_0 учитывает геометрию лампы и давление газа: $K_0 = 1,28 \cdot \left(P/450\right)^{0,2} \cdot l/d$. В период развития дуги, когда её средний диаметр $d_a\left(t\right) < d$, K – параметр корректируется 2 :

$$K\left(t\right) = K_{0} \cdot d / d_{a}\left(t\right), \tag{8}$$
 где $d_{a}\left(t\right) = 1,5 \cdot \left(l^{-1} \cdot \int_{0}^{t} I_{L} \cdot U_{L} dt\right)^{0,6}$ при $d_{a}\left(t\right) < 0,7 \cdot d^{1,15}$ 0 и $d_{a}\left(t\right) = 0,77 \cdot d \cdot \left(l^{-1} \cdot \int_{0}^{t} I_{L} \cdot U_{L} dt\right)^{0,077}$

При оценке временного профиля инверсии N(t) и коэффициента усиления $\alpha_0(t)$ использовалось упрощённое уравнение баланса для четырёхуровневой схемы энергетических состояний Nd в рамках двухуровневого приближения³:

при. $d_a(t) > 0,7 \cdot d^{1,15}$.

$$\frac{dN(t)}{dt} = W(t) - N(t) \frac{1}{\tau_I} \tag{9}$$

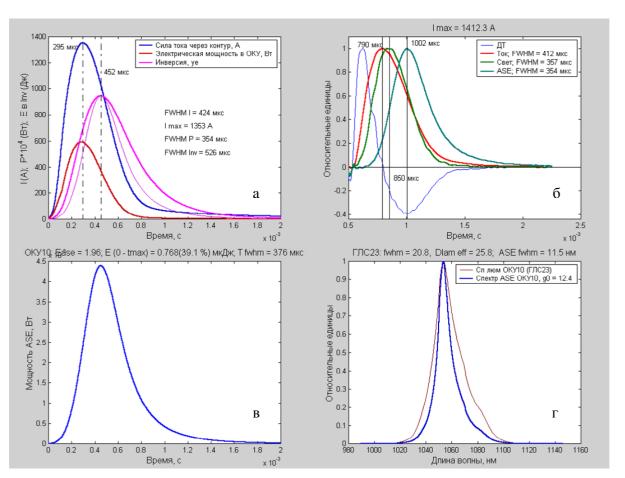


Рис. 3. Расчётные (а) и экспериментальные (б) временные характеристики импульса накачки усилителя $\varnothing 10 \times 215$ мм при U=2300 В, $G_{\rm A}=12,4$; $P_{\rm ASE}(t)$ (в) и $S_{\rm ASE}(\lambda)$ (г) УСИ при угловой апертуре $\phi\approx 1,5\cdot 10^{-3}$ рад (расчёт)

Допуская, что скорость накачки пропорциональна электрической мощности на лампах $W(t) \sim P_L(t) = R_L(t) \cdot I^2(t)$, решение данного уравнения принимает вид:

$$N(t) = \frac{K(E_{PUMP}) \cdot \lambda_0}{V \cdot hc} \times \exp\left(-\frac{t}{\tau_I}\right) \int_0^t P_L(t) \exp\left(\frac{t}{\tau_I}\right) dt$$
(10)

Для определения временной зависимости усиления $\alpha_0(t)$ в (3) используется нормализованная функция (10):

$$\alpha_0(t) = \frac{\ln(G_A)}{L_{CAV}} \cdot \frac{N(t)}{\max(N(t))}$$
 (11)

В качестве примера на рис. 3 и 4 приведены экспериментальные данные и результаты соответствующих расчётов для усилителя \emptyset 10 × 215 мм

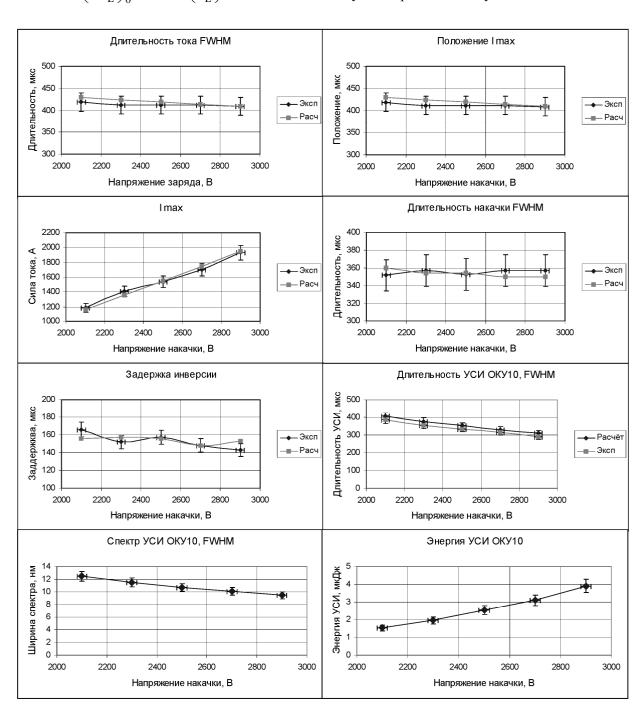


Рис. 4. Расчётные и экспериментальные характеристики параметров накачки и УСИ усилителя $\emptyset 10 \times 215$ мм (угловая апертура пространственного фильтра $\phi = 1.4 \cdot 10^{-3}$ рад)

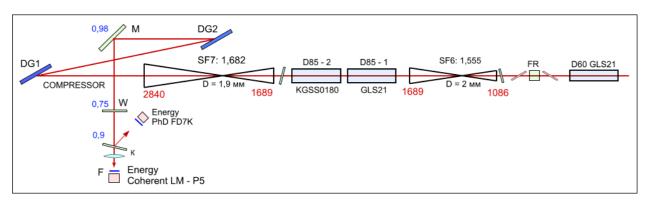


Рис. 5. Оптическая схема измерения энергии УСИ выходной части установки

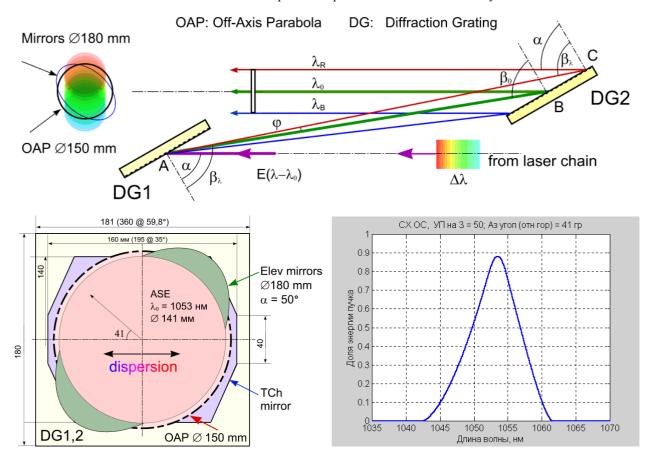


Рис. 6. Дисперсия излучения в компрессоре импульсов и ограничение спектральной полосы пропускания на элементах транспортировки (зеркала) и фокусировки пучка

В таблице 1 приведены экспериментальные данные измерения энергии УСИ (мкДж) на выходе компрессора (рис. 5) и результаты соответствующих расчётов.

Таблица 1

	2×85	2×85, FR, 60	2×85, FR, 60, 45	2×85, FR, 60, 45, FR, 30
Измерение	12 мкДж	29 мкДж	50 мкДж	143 мкДж
Расчёт	11,4 мкДж	27,2 мкДж	46,6 мкДж	136 мкДж
Различие, %	- 5 %	- 6,6 %	− 7 ,3 %	- 5,1 %

(стекло ГЛС23, 6 ламп ИНП16/250, 3 разрядных контура C=300 мкФ, L=85 мкГн, U=2100...2900 В, $G_{\rm A}=8,5\div36,5$). Размер отклонений по вертикали на рис. 4 обозначен в пределах 5 %.

При распространении по оптическому тракту в сторону мишени импульс УСИ проходит через другие усилители, пространственные фильтры, затворы Фарадея, компрессор импульсов.

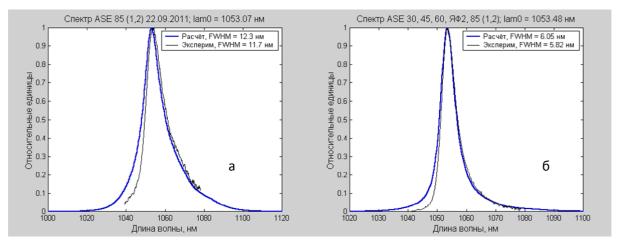


Рис. 7. Экспериментальные и расчётные спектры УСИ на входе в компрессор: для двух усилителей $\emptyset 85$ мм (а) и при накачке части усилительного тракта ($\emptyset 30$, FR1, $\emptyset 45$, $\emptyset 60$, FR2, $2 \times \emptyset 85$); различия в голубой части вызваны спектральными характеристиками зеркал в тракте регистрации (при обработке не учитывались)

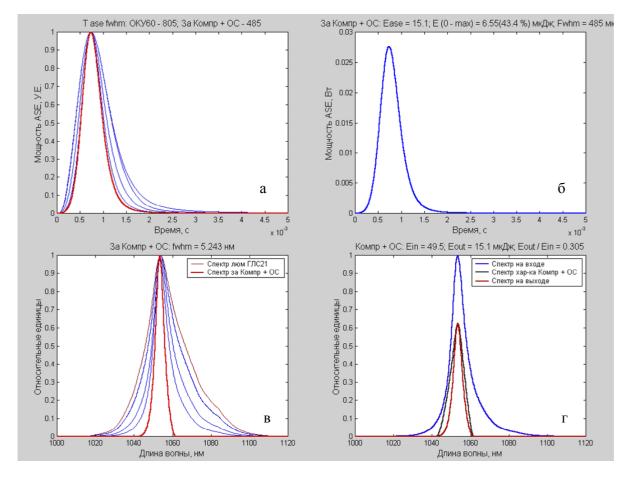


Рис. 8. Процесс сокращения длительности (а) и обужения спектра (в) импульса УСИ усилителя \emptyset 60 мм при его распространении до мишени; $P_{ASE}(t)$, E_{ASE60} на мишени (б); пропускание компрессора с учётом эффективности дифракционных решёток (г)

При усилении в последующих каскадах (рис. 5):

$$N_{ASE}(t,\lambda)_{AMP} =$$

$$= N_{ASE}(t,\lambda) \cdot \exp\left[\alpha_{0AMP}(t)S_{LAMP}(\lambda)L_{AMP}\right], (12)$$

где для определения $\alpha_{0AMP}(t)$ используется среднее по сечению $\langle G_A \rangle$. Если затвор Фарадея импульсного типа, то изменение коэффициента пропускания подчиняется закону:

$$K_{FR}(t) = 0.5 \left[1 + \sin\left(\pi/2 \cdot I_{FR}(t)/I_{45}\right) \right]$$
 (13)

Компрессор с системой транспортировки излучения до мишени (рис. 6) имеет ограниченную спектральную полосу пропускания $S_C(\lambda)$ и максимальным образом снижает энергию УСИ выходных усилителей, обладающих наиболее широким спектром.

На рис. 8 приведён пример изменения параметров импульса УСИ усилителя Ø60 мм при его распространении до мишени с учётом усиления в последующих каскадах, прохождения через затвор Фарадея, компрессор импульсов и всех видов потерь.

Суммарное воздействие УСИ всех не изолированных от мишени усилителей не должно при-

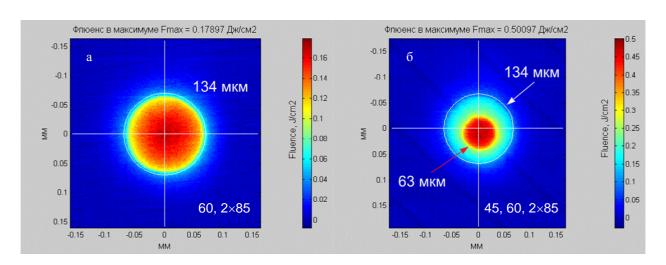


Рис. 9. Экспериментальные изображения УСИ на поверхности мишени

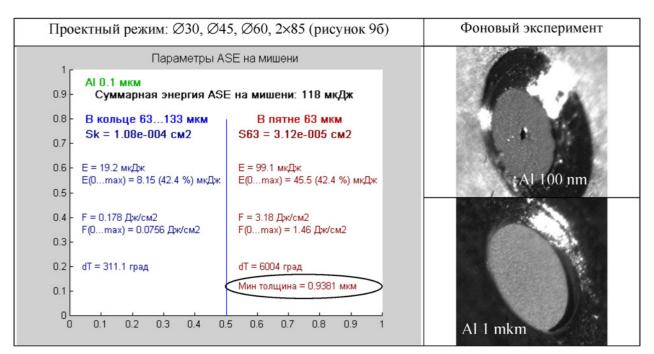


Рис. 10. Расчётные параметры УСИ на Al мишени толщиной 100 нм и результаты воздействия в фоновых экспериментах в проектном режиме работы усилительного тракта установки

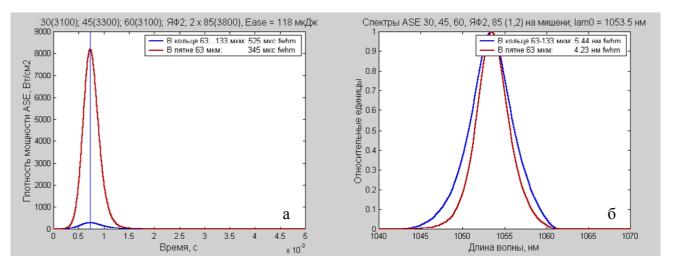


Рис. 10 (продолжение). Плотность мощности (а) и спектр УСИ (б) на мишени в центральном пятне \varnothing 63 мкм и кольце 63–133 мкм (рис. 9б) в проектном режиме

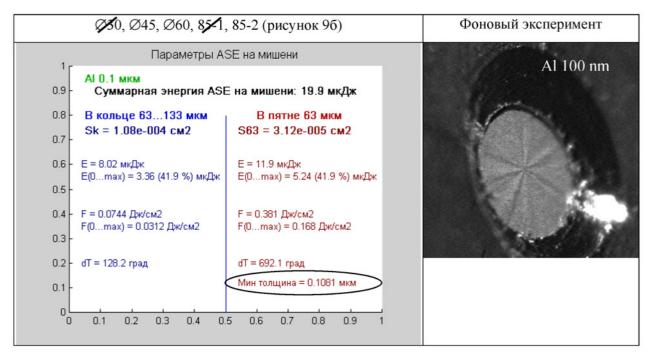


Рис. 11. Расчётные параметры УСИ на Al мишени толщиной 100 нм и результат воздействия в фоновом эксперименте после изменения режима накачки усилительного тракта

водить к её разрушению. В качестве порога для оценки её минимальной толщины была использована температура плавления материала:

$$Z_{MIN} \ge \gamma \cdot F(0...\max) / [(T_M - 20) \cdot c\rho], \quad (14)$$

где γ — коэффициент поглощения излучения, $T_{\rm M}$, c, ρ — температура плавления, теплоёмкость и плотность материала мишени, $F(0...{\rm max})$ — флюенс до прихода рабочего импульса. Энергия УСИ на мишени сосредоточена в пределах изображений диафрагм пространственных фильтров. Так, при фо-

кусном расстоянии вне осевого параболического зеркала $F_{\text{ОАР}} \approx 200$ мм излучение усилителей Ø85 и Ø60 мм концентрируется в пятне диаметром \leq 135 мкм (рис. 9а), а от усилителей Ø45 и Ø30 мм – в пятне \sim 63 мкм (рис. 9б).

С целью снижения уровня УСИ был подобран режим работы, исключающий накачку усилителей Ø30 мм и 85-1 (рис. 11). Позже установка затвора Поккельса за усилителем Ø30 мм позволила исключить усилитель Ø45 мм и снизить минимальную толщину мишени до ~50 нм (распределение на рис. 9а). Необходимо отметить, что энергия

УСИ зависит от параметров элементов в электрической цепи ламп: при $U \approx 5000~\mathrm{B},~C = 400~\mathrm{mk}\Phi$ и $L = 100~\mathrm{mk}\Gamma$ н длительность импульса накачки сокращается с ~680 до ~380 мкс, а E_{ASE} снижается на треть.

Список литературы

- 1. Goncz J. H. Resistivity in Xenon Plasma // J. of Appl. Phys. 1965. Part 3. Vol. 36, p. 742.
- 2. Маршак И. С. (под редакцией) Импульсные источники света. М.: Энергия, 1978.
- 3. Тарасов Л. В. Физика процессов в генераторах когерентного излучения // М.: Радио и Связь, 1980.