

Формирование узконаправленного излучения в эксимерном лазерном устройстве с накачкой гамма-излучением

Б.В.Лажинцев, В.А.Нор-Аревян

Рассматривается лазерное устройство с накачкой бегущей волной γ -излучения, состоящее из цилиндрической части, формирующей спонтанное суперизлучение, и конусного усилителя. Исследуются энергетические характеристики эксимерного конусного Krf-усилителя. Для различных длительностей импульса накачки проведен анализ факторов, влияющих на направленность вынужденного излучения на выходе конусного усилителя. Показано, что расходимость излучения рассмотренного лазерного устройства с длиной активной среды 10 м может достигать 10^{-4} рад. Рассмотрена схема фокусировки лазерного излучения на мишень для целей ЛТС.

Ключевые слова: накачка γ -излучением, направленность излучения, эксимерная активная среда, спонтанное излучение.

1. Введение

Уникальные возможности для создания мощных эксимерных лазеров открывает использование в качестве накачки жесткой проникающей радиации (γ -излучения, нейтронов) [1, 2]. В работе [1] приведены результаты экспериментального исследования однопроходного формирователя узконаправленного лазерного излучения, возбуждаемого γ -излучением. В работе [2] проведено теоретическое исследование конусного ХеF-усилителя с накачкой γ -излучением, полученные результаты сравниваются с результатами эксперимента, описанного в [1].

Для решения проблемы ЛТС помимо большой энергии ($\sim 10^6$ Дж) требуется и высокая направленность излучения, позволяющая фокусировать его на мишени размером ~ 1 мм. Настоящая работа посвящена вопросам формирования направленного излучения эксимерного лазерного модуля с накачкой γ -излучением и фокусировки лазерного излучения от нескольких модулей на мишени.

Традиционно для формирования направленного излучения используются оптические резонаторы. При длительности импульса накачки $t_\gamma \leq 2L/c$ (где L – длина активного элемента, c – скорость света) резонаторный метод для формирования направленного излучения в достаточно большом активном объеме эксимерного лазера неприменим.

Другой распространенный способ получения высокой направленности излучения (вплоть до дифракционного предела) заключается в использовании системы задающий генератор (ЗГ) – усилитель. Обычно такая система состоит из маломощного ЗГ, формирующего благодаря использованию резонатора высоконаправленное излучение, и нескольких усилителей с увеличивающейся апертурой. В лазерной системе с возбуждением γ -из-

лучением активных сред усилителей и ЗГ возникает отставание фронта волны излучения ЗГ от фронта волны накачки. В связи с этим в таких системах должен использоваться ЗГ с автономным источником накачки.

Отметим, что в лазерной системе с накачкой γ -излучением применение телескопов для согласования по апертуре усилительных каскадов неприемлемо. При расположении усилительных каскадов вдоль направления распространения γ -излучения использование согласующих телескопов приводит к ослаблению γ -излучения, а также к отставанию фронта волны вынужденного излучения от фронта волны накачки. Таким образом, принципиально важным моментом в лазерной системе с накачкой γ -излучением является применение усилителя с непрерывно расширяющейся апертурой.

В системах для ЛТС использование автономного ЗГ нежелательно из-за сложности синхронизации его излучения с γ -излучением, возбуждающим усилитель. Синхронизация упрощается при увеличении длительности импульса излучения автономного ЗГ, однако в этом случае появлению на мишени основного светового импульса будет предшествовать импульс излучения ЗГ, что приведет к снижению контраста излучения.

В результате анализа требований к системам формирования направленного излучения и устройствам фокусировки лазерных пучков на мишени была предложена принципиально новая система – конусный формирователь узконаправленного лазерного излучения [3].

Конусный формирователь функционально состоит из двух элементов, оптически связанных между собой от-

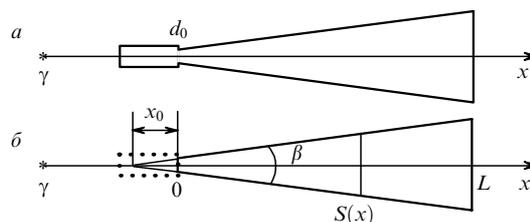


Рис.1. Конусный формирователь узконаправленного излучения (а) и конусный усилитель (б).

вертием малого диаметра d_0 (рис.1,а). В первом элементе (так называемой разгонной части) осуществляется формирование светового поля излучения, синхронизированного с волной γ -накачки, и обеспечивается необходимая интенсивность излучения. Второй элемент – собственно конусный усилитель, ось которого совпадает с направлением распространения γ -излучения. При определенных условиях инверсная населенность в конусном усилителе будет сниматься лишь излучением, проходящим через отверстие связи. Расходимость лазерного излучения в этом случае $\theta \approx d_0/L$, где d_0 – диаметр отверстия связи, L – длина конусного усилителя. Анализ формирования направленного излучения в предложенной системе в значительной мере и посвящена настоящая работа.

2. Расчет энергетических характеристик эксимерного KгF-усилителя с расширяющейся геометрией пучка

Рассмотрим активную среду KгF-лазера. Для оценки параметров конусного усилителя при характерной интенсивности накачки $W_0 \approx 10 - 20$ МВт/см² будем полагать, ориентируясь на данные работы [4], что во всем объеме усилителя коэффициент усиления $g_0 = 0.18$ см⁻¹, коэффициент поглощения $\alpha_0 = 0.013$ см⁻¹, интенсивность насыщения $I_s = 10$ МВт/см² (максимальный КПД примерно 10 %).

Рассмотрим при указанных параметрах активной среды усиление светового пучка, проходящего через конусный усилитель с площадью входного отверстия $S_0 = S(0)$ и длиной L (рис.1,б). Распределение интенсивности излучения по длине усилителя с расширяющейся геометрией пучка может быть записано в виде [5]

$$\frac{d\Phi}{dx} = \frac{g_0\Phi}{1+\Phi} - \alpha_0\Phi - \frac{\Phi}{S} \frac{dS}{dx}, \quad (1)$$

где $\Phi = I/I_s$ – интенсивность излучения, нормированная на интенсивность насыщения; $S(x)$ – площадь поперечного сечения активной среды.

Для конусного усилителя (рис.1,б) $S(x) = S_0(1+x/x_0)^2$, где $x_0 = d_0/[2 \tan(\beta/2)]$ – расстояние от входного отверстия конуса до его вершины, β – угол при вершине конуса. С учетом этого уравнение (1) можно переписать в виде

$$\frac{d\Phi}{dx} = \frac{g_0\Phi}{1+\Phi} - \alpha_0\Phi - \frac{2\Phi}{x+x_0}. \quad (2)$$

Эффективность извлечения энергии η в усилителе длиной L и объемом V представим в виде [5]

$$\eta(L) = \frac{\psi(L) - \psi(0)}{\psi_{\max}}, \quad \psi(L) = \frac{\Phi(L)S(L)}{S(0)}, \quad (3)$$

где $\psi(L)$ и $\psi(0)$ – потоки излучения на выходе и входе конусного усилителя соответственно; $\psi_{\max} = g_0V/S_0$ – максимально возможный поток излучения, выходящего из активного объема усилителя, при отсутствии в нем поглощения излучения. В результате для конусного усилителя получаем

$$\eta(L) = [\psi(L) - \psi(0)] \left[g_0 \left(1 + \frac{L}{x_0} + \frac{L^2}{3x_0^2} \right) L \right]^{-1}, \quad (4)$$

$$\frac{d\psi}{dx} = g_0\psi \left[1 + \psi \left(1 + \frac{x}{x_0} \right)^{-2} \right]^{-1} - \alpha_0\psi.$$

В частном случае для цилиндрического усилителя ($x_0 = \infty$, $\psi = \Phi$) решение дифференциального уравнения (4) может быть представлено в виде трансцендентного уравнения

$$\psi(L) = \frac{g_0}{\alpha_0} - 1 - \left[\frac{g_0}{\alpha_0} - 1 - \psi(0) \right] \times \exp \left\{ \frac{\alpha_0}{g_0} \left[\ln \frac{\psi(L)}{\psi(0)} - (g_0 - \alpha_0)L \right] \right\}. \quad (5)$$

При этом

$$\eta = \frac{\Phi(L) - \Phi(0)}{g_0L}, \quad \frac{d\Phi}{dx} = \frac{g_0\Phi}{1+\Phi} - \alpha_0\Phi. \quad (6)$$

Из (6) видно, что с ростом длины усилителя происходит насыщение интенсивности излучения, причем $\Phi_{\max} = (g_0 - \alpha_0)/\alpha_0$. Также из (6) легко получить, что для слоя усилителя Δx существует оптимальная интенсивность Φ_{opt} , при которой эффективность извлечения энергии максимальна (η_{\max}). Эффективность η_{\max} находим из условия

$$\frac{d\eta}{dx} = \frac{1}{g_0} \frac{d}{dx} \frac{d\Phi}{dx} = 0. \quad (7)$$

В результате получаем

$$\eta_{\max} = \left[1 - \left(\frac{\alpha_0}{g_0} \right)^{1/2} \right]^2, \quad \Phi_{\text{opt}} = \left(\frac{g_0}{\alpha_0} \right)^{1/2} - 1. \quad (8)$$

Для различных конусных усилителей уравнение (4) решалось численным методом (варьировалось x_0). Интенсивность излучения на входе усилителя изменялась в диапазоне $1 \leq \Phi(0) \leq \Phi_{\max}$, поскольку лишь в этом случае можно рассчитывать на высокую устойчивость усилителя к спонтанному шуму. При выбранных для расчетов значениях $g_0 = 0.18$ см⁻¹, $\alpha_0 = 0.013$ см⁻¹ имеем $\Phi_{\max} = 12.8$, $\Phi_{\text{opt}} = 2.7$, $\eta_{\max} = 0.53$.

Результаты численного расчета энергии, извлекаемой из конусных усилителей при интенсивности входного

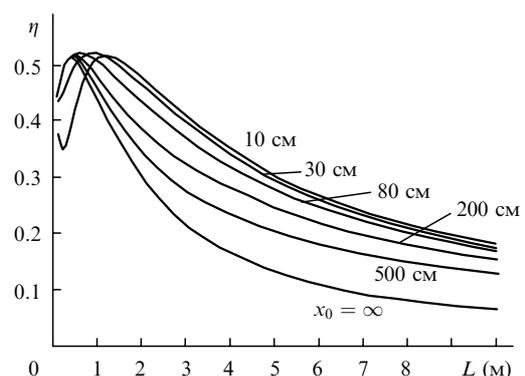


Рис.2. Зависимости эффективности извлечения энергии η из конусного усилителя от его длины L при $\Phi(0) = 1$ и различных x_0 .

сигнала $\Phi(0) = 1$, приведены на рис.2. Случай $x_0 = \infty$ соответствует цилиндрическому усилителю. При длине цилиндрического усилителя 10 м эффективность извлечения энергии $\eta = 0.066$, что существенно ниже, чем в конусных усилителях такой же длины. В конусном усилителе η увеличивается с ростом угла при вершине конуса β (что соответствует меньшим x_0 на рис.2). Для конусного усилителя с параметрами $S_0 = 1 \text{ см}^2$, $x_0 = 10 \text{ см}$, $L = 10 \text{ м}$ ($\beta = 6.5^\circ$) имеем $\eta = 0.18$, что почти в три раза выше, чем для цилиндрического усилителя такой же длины. Таким образом, характерные потери энергии $1 - \eta/\eta_{\text{max}}$ в конусном усилителе длиной 10 м составляют $\sim 60 - 70 \%$.

Для всех рассмотренных конусных усилителей эффективность извлечения энергии достигает максимального значения $\eta_{\text{max}} \approx 0.52$ при $L = 0.5 - 1.5 \text{ м}$ (рис.2). Это связано с тем, что сигнал на входе усилителя $\Phi(0) = 1 < \Phi_{\text{opt}}$. При выполнении на некотором расстоянии от входа в усилитель равенства $\Phi(x) = \Phi_{\text{opt}}$ величина $\eta(L)$ начинает уменьшаться. При малых x_0 ($x_0 = 10 \text{ см}$) поведение $\eta(L)$ несколько сложнее (см. рис.2).

Проанализируем поведение функций $\eta(L)$ и $\Phi(L)$ вблизи вершины конуса при малых расстояниях x_0 . Этот вопрос имеет значение при рассмотрении интенсивности усиленного спонтанного излучения (УСИ). Из уравнения (2) следует, что при малых x_0 интенсивность излучения вблизи входного отверстия конуса может уменьшаться. Полагая $d\Phi/dx|_{x=0} < 0$, получаем

$$x_0 < 2\{g_0[1 + \Phi(0)]^{-1} - \alpha_0\}^{-1}. \quad (9)$$

Согласно (9) при $\Phi(0) = 1$ расстояние $x_0 < 26 \text{ см}$, а при $\Phi(0) = 10$ имеем $x_0 < 600 \text{ см}$. При выполнении условия (9) в конусном усилителе интенсивность излучения Φ с ростом длины усилителя вначале уменьшается за счет «быстрого» расширения сечения светового пучка, а затем увеличивается. В цилиндрическом усилителе при $\Phi(0) < \Phi_{\text{max}}$ имеет место только непрерывное увеличение интенсивности излучения с ростом длины усилителя.

Таким образом, эффективность извлечения энергии $\eta(L)$ вблизи входного отверстия конуса может либо увеличиваться, либо уменьшаться. Снижение $\eta(L)$ вблизи вершины конуса приводит к сильному возрастанию коэффициента усиления в этой области и к одновременному увеличению спонтанного шума из нее. Для части конусного усилителя длиной $L' = 50 \text{ см}$ с параметрами $x_0 = 1 \text{ см}$, $\beta = 6.5^\circ$ ($S_0 \approx 0.01 \text{ см}^2$) при $\psi(0) = 1$ коэффициент усиления $G(L') = \psi(L')/\psi(0) \approx 1200$ (в цилиндрическом усилителе при тех же условиях максимальный коэффициент усиления $G_{\text{max}} = \Phi_{\text{max}}/\Phi(0) = 12.8$). Это приводит к ограничению диаметра входного отверстия конусного усилителя. В случае, когда интенсивность излучения Φ вблизи входного отверстия конуса становится заметно меньше единицы, необходимо проводить анализ влияния УСИ из этой области на направленность излучения конусного усилителя.

3. Усиление спонтанного шума в конусном усилителе с накачкой в режиме бегущей волны

Рассмотрим сначала поведение интенсивности I_{sp}^- УСИ, распространяющегося в направлении от основа-

ния к вершине конуса. Удельная мощность спонтанного шума [4]

$$W_{\text{sp}} = I_s g_0 \frac{\tau^*}{\tau_{\text{sp}}} \frac{1}{1 + \Phi}, \quad (10)$$

где $\tau^* \approx 0.33 \text{ нс}$ – время жизни в возбужденном состоянии с учетом тушащих столкновений; $\tau_{\text{sp}} \approx 6 \text{ нс}$ – спонтанное время жизни. Интенсивность спонтанного шума в вершине конуса

$$I_{\text{sp}}^- \approx \int_0^L \frac{G(x) W_{\text{sp}}(x) S(x)}{4\pi(x + x_0)^2} dx \approx I_s g_0 \frac{\tau^* S(0)}{\tau_{\text{sp}} \Phi(0) 4\pi x_0^2} \int_0^L \frac{(1 + x/x_0)^2}{1 + \Phi^{-1}} dx. \quad (11)$$

При накачке конусного усилителя в режиме бегущей волны (длительность импульса накачки $t_\gamma \ll 2L/c$) длина области усиления спонтанного шума $L_{\text{sp}} = t_\gamma c/2$. Полагая $t_\gamma = 6 \text{ нс}$, получаем $L_{\text{sp}} = 90 \text{ см}$. Поскольку нас интересует случай $x \gg x_0$, то приближенно можно считать, что $1/(1 + \Phi^{-1}) \approx 3x/L_{\text{sp}}$ (рис.3) и $(1 + x/x_0) \approx x/x_0$. Интегрируя (11), получаем

$$I_{\text{sp}}^- \approx I_s g_0 \frac{0.037 \tau^* L_{\text{sp}}^3 \beta^4}{\tau_{\text{sp}} S(0) \Phi(0)}. \quad (12)$$

Для оценок будем полагать, что критическая интенсивность спонтанного шума $I_{\text{cr}}^- \approx I_s/3$. Дальнейшее увеличение интенсивности спонтанного шума будет приводить к изменению интенсивности излучения полезного сигнала $\Phi(x)$. С учетом этого из (12) получаем ограничение на площадь входного отверстия конусного усилителя, при которой усиленный спонтанный шум начинает снимать заметную часть запасенной энергии:

$$S(0) \Phi(0) \geq 0.11 g_0 \left(\frac{t_\gamma c}{2}\right)^3 \frac{\beta^4 \tau^*}{\tau_{\text{sp}}}. \quad (13)$$

Полагая $\beta = 0.1 \text{ рад}$, $L_{\text{sp}} = 90 \text{ см}$, из (13) получаем $S_0 \geq 0.078 \text{ см}^2$ (соответственно $x_0 \geq 3.2 \text{ см}$, $d_0 \geq 3.2 \text{ мм}$) для $\Phi(0) = 1$ и $S_0 \geq 0.0078 \text{ см}^2$ ($x_0 \geq 1 \text{ см}$, $d_0 \geq 1 \text{ мм}$) для $\Phi(0) = 10$. Учитывая, что вблизи вершины конуса при малых диаметрах входного отверстия происходит снижение интенсивности излучения, приемлемым можно

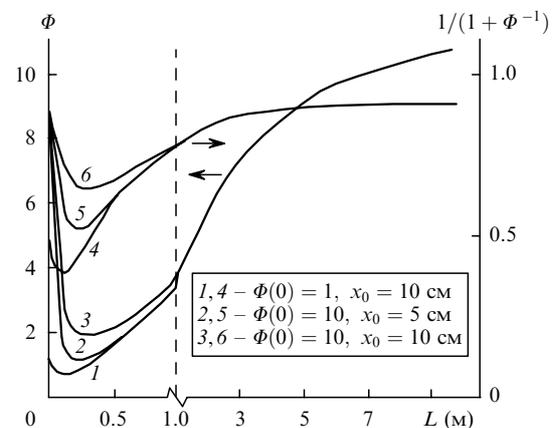


Рис.3. Зависимости от длины конусного усилителя L его интенсивности излучения $\Phi = I/I_s$ и функции $1/(1 + \Phi^{-1})$ при различных $\Phi(0)$ и x_0 .

считать лишь случай $\Phi(0) \geq 10$. Таким образом, минимальный диаметр входного отверстия конуса составляет ~ 1 мм при $t_\gamma \approx 6$ нс.

Для рассмотренного выше случая расходимость излучения на выходе конусного формирователя узконаправленного излучения $\theta \approx d_0/L = 10^{-4}$ рад. Из (13) следует, что при снижении длительности импульса накачки t_γ можно реализовать устойчивый режим работы конусного усилителя и при меньших входных энергиях (соответственно меньших диаметрах входного отверстия).

Минимальный размер входного отверстия конуса, по-видимому, составит 1–2 мм ($d_0 = 1$ мм соответствует $t_\gamma = 6$ нс). Это связано с тем, что, во-первых, из-за «быстрого» увеличения сечения светового пучка вблизи входного отверстия конусного усилителя может выполняться условие $I < I_s$ (рис.3) и направленность излучения уже не будет определяться лишь полезным сигналом. Во-вторых, возможно перекрытие отверстия связи плазмой, распространяющейся с поверхностью диафрагмы. Возможно также появление паразитного сигнала рассеянного излучения за счет неполного поглощения излучения боковой стенкой конуса вблизи входного отверстия. Таким образом, максимальный коэффициент усиления конусного усилителя для режима бегущей волны накачки $G_{\max} \leq \Phi(L)S(L)/[\Phi(0)S(0)] \approx S(L)/S(0) \approx (L\beta/d_0)^2 \approx 10^6$.

Теперь рассмотрим стационарный режим работы конусного усилителя ($t_\gamma \geq 2L/c$). В этом случае длина области усиления спонтанного шума L_{sp} совпадает с длиной конуса L . Полагая $1/(1 + \Phi^{-1}) \approx 0.9$ и $(1 + x/x_0) \approx x/x_0$, из (11) получаем

$$I_{sp}^- = I_{sg_0} \frac{0.015\tau^* \beta^4 L^3}{\tau_{sp} \Phi(0) S(0)}. \quad (14)$$

Для оценок критическую интенсивность спонтанного шума I_{cr}^- , при которой нарушается формирование направленности излучения, выберем равной $\sim I_s/3$. В результате из (14) находим

$$S(0)\Phi(0) \geq 0.044g_0 \frac{L^3 \beta^4 \tau^*}{\tau_{sp}}. \quad (15)$$

Для $L = 10$ м, $\beta = 0.1$ рад имеем $S(0)\Phi(0) \geq 44$ см². В стационарном режиме необходимая интенсивность сигнала на входе усилителя $\Phi(0) \approx 1$, т. к. согласно (9) в этом случае условие $\Phi(x) \geq 1$ выполняется во всем объеме конусного усилителя. Исходя из этого получим $d_0 \approx 7.5$ см, а коэффициент усиления

$$G_{st} \leq 10.8 \frac{S(L)}{S(0)} \approx 10.8 \left(\frac{L\beta}{d_0} \right)^2 \approx 1920.$$

Таким образом, коэффициент усиления конусного усилителя в стационарном режиме примерно в 500 раз меньше, чем при накачке его в режиме бегущей волны с длительностью импульса ~ 6 нс. Если учесть рассеяние излучения назад от выходного зеркала конусного усилителя, то реальный стационарный коэффициент окажется несколько ниже. Поскольку коэффициент усиления цилиндрического усилителя составляет ~ 12.8 , преимущества конусного усилителя перед цилиндрическим для стационарного режима работы очевидны: $G_{st}^{con}/G_{st}^{cyl} \approx 150$. В связи с тем, что выходная энергия E_{out} пропорциональна t_γ , стационарный режим работы конусного усилителя представляет интерес для получения больших выходных

энергий. Однако в этом случае требуется довольно значительная энергия на его входе ($E_{in} \approx 30$ Дж при $t_\gamma \approx 66$ нс).

Увеличение энергии светового пучка в камере с мишенью может быть достигнуто за счет увеличения длительности накачки, но при этом будет снижаться плотность энергии светового излучения на мишени. Согласно (13) для предотвращения срыва формирования узконаправленного излучения диаметр входного отверстия конуса d_0 (и соответственно диаметр светового пучка на мишени) должен быть пропорционален $t_\gamma^{1.5}$.

Рассмотрение поведения интенсивности I_{sp}^+ УСИ, распространяющегося от вершины к основанию конуса, показало, что она существенно ниже интенсивности полезного сигнала $I(x)$, определяющего направленность излучения во всем активном объеме. Таким образом, срыв устойчивого режима работы конусного усилителя связан с развитием спонтанного шума с интенсивностью I_{sp}^- . При условии $I_{sp}^- \sim I_s$ вблизи вершины конуса происходит срыв усиления полезного сигнала и направленность излучения конуса не будет определяться диаметром отверстия связи.

4. Система фокусировки излучения конусных усилителей на мишень

Фокусировка излучения конусного усилителя на мишень, описанная в работе [1], имеет ряд очевидных недостатков. Так, расположение камеры с мишенью внутри активного объема приводит к потере $\sim 30\%$ энергии за счет затенения светового пучка. Кроме того, невозможна транспортировка светового излучения от других конусных усилителей на мишень, что не позволяет увеличивать энергию лазерного излучения на ней за счет использования нескольких усилителей. При больших диаметре основания конуса и диаметре сферического зеркала D (например, $D \approx 2$ м) размер пятна фокусировки за счет сферических aberrаций увеличивается, как показывают оценки, примерно на 2 мм. С учетом диаметра входного отверстия конуса (~ 1 мм) размер пятна составит ~ 3 мм.

Указанные недостатки существенно затрудняют проведение эксперимента с фокусировкой на мишень излучения с энергией, необходимой для инициирования ЛТС ($\sim 10^6$ Дж). В связи с этим для задач ЛТС была предложена многомодульная схема с эллиптическими зеркалами на выходе конусных усилителей [6], свободная от перечисленных выше недостатков и существенно облегчающая проведение экспериментов по ЛТС.

На рис.4 приведена принципиальная схема такого эксперимента с фокусировкой излучения десяти одинаковых конусных лазерных модулей на мишень с помощью эллиптических зеркал. Каждый конусный лазерный модуль отделен от объема конусного вакуумного светопровода кварцевой пластиной. Вакуумный светопровод соединен с камерой для мишени. Оси всех одинаковых конусных лазерных модулей и светопроводов располагаются на двух конических поверхностях, оси которых совмещены и проходят через источник γ -излучения и мишень, а вершины совпадают с источником γ -излучения и мишенью. В этом случае излучение конусных усилителей одновременно достигает мишени, что обеспечивает автоматическую синхронизацию всех лазерных пучков только за счет одинаковой геометрии расположения всех элементов схемы.

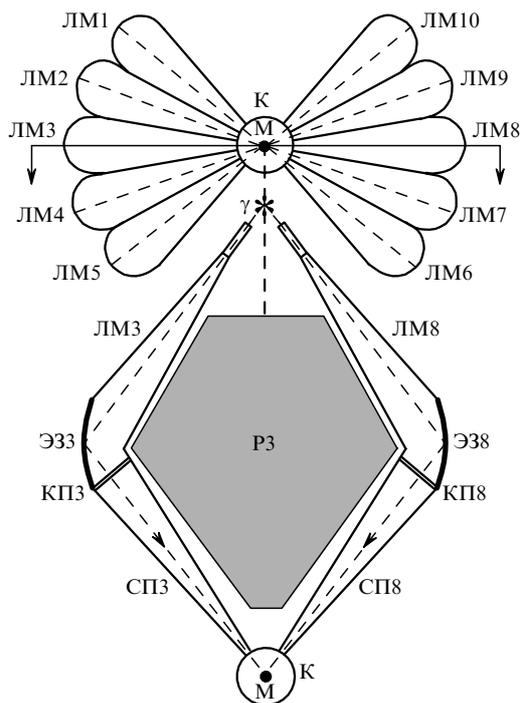


Рис. 4. Схема эксперимента по сжатию мишени излучением эксимерных лазеров с накачкой γ -излучением:

ЛМ1 – ЛМ10 – конусные лазерные модули; ЭЗ3, ЭЗ8 – эллиптические зеркала; КП3, КП8 – кварцевые пластины; РЗ – радиационная защита; СП3, СП8 – вакуумные светопроводы; К – камера; М – термоядерная мишень.

Вынесение камеры с мишенью из объема конуса в зону, защищенную от непосредственного воздействия проникающего излучения, в значительной мере облегчает регистрацию параметров лазерной плазмы и делает более удобным доступ к мишени. Существенным моментом является снижение плотности мощности светового потока на поверхности эллиптического зеркала и кварцевого стекла (примерно вдвое) по сравнению с вариантом расположения камеры с мишенью внутри активного объема лазерного модуля. С помощью эллиптического зеркала строится изображение входного отверстия конуса на мишени, причем диаметр светового пучка на ней равен диаметру входного отверстия конуса (1 – 2 мм). Применение линзы вместо кварцевой пластины позволит при необходимости уменьшить диаметр пятна фокусировки. Оценки показывают, что качество фокусировки не пострадает, если вместо цельной поверхности эллиптического зеркала использовать небольшие (200 × 200 мм) одинаковые фрагменты с эллиптической поверхностью.

В конусных формирователях узконаправленного из-

лучения из-за «нерезонаторного» формирования светового пучка отсутствуют интерференционные явления, которые могут привести к неравномерности распределения плотности мощности излучения в фокальной плоскости фокусирующей системы. При этом удобно и просто осуществлять наведение излучения на мишень: для юстировки можно использовать подсветку входного отверстия конуса диффузным излучением лампы (оптическая система должна строить изображение отверстия связи на мишени). В традиционной лазерной системе, использующей ЗГ с оптическим резонатором и целый ряд оптических элементов для разводки его излучения на входы усилительных каскадов, возникают определенные сложности при фокусировке излучения на мишень. Предлагаемая лазерная система обеспечивает также высокий контраст излучения на мишени из-за отсутствия автономного ЗГ. Таким образом, рассмотренная в статье лазерная система для целей ЛТС конструктивно значительно более проста, чем традиционная. Ее отработка сводится к исследованию только конусных лазерного модуля и светопровода.

5. Заключение

Рассмотрены условия, выполнение которых необходимо для формирования узконаправленного излучения в лазерных устройствах с накачкой γ -излучением. Оценки показывают, что расходимость излучения эксимерного лазерного устройства на основе предложенного конусного формирователя излучения может составлять примерно 10^{-4} рад.

Конусный формирователь узконаправленного излучения может быть использован также и при других способах накачки активных сред (электронным пучком, СВЧ излучением, оптическим излучением, бегущей волной накачки в электролазерных лазерах).

1. Алехин Б.В., Бонюшкин Е.К., Варакин В.В., Лажинцев Б.В., Лахтиков А.Е., Мороров А.П., Насыров Г.Ф., Нор-Аревян В.А., Павловский А.И., Орлов Р.А., Рогачев В.Г., Шляховой В.Б. *Сб. докл. Второй междунар. конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Арзамас-16, ВНИИЭФ, 1995, с. 338).
2. Бойченко А.М., Бонюшкин Е.К., Карелин А.В., Лажинцев Б.В., Лахтиков А.Е., Мороров А.П., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **23**, 420 (1996).
3. Алехин Б.В., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Суханов Л.В. Патент РФ № 2046477 (1983); *Изобретения*, № 29, 276 (1995).
4. Молчанов А.Г. *Труды ФИАН*, **171**, 54 (1986).
5. Jacob J.H., Rokni M., Klinkowstein R.E. *Appl. Phys. Lett.*, **48**, 318 (1986).
6. Лажинцев Б.В., Мороров А.П., Нор-Аревян В.А. Патент РФ № 2046478 (1988); *Изобретения*, № 29, 276 (1995).