

В. А. Чуриков

КОЛЬЦЕВОЙ РЕЗОНАТОР ДЛЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛАЗЕРОВ

Предлагается устройство кольцевого резонатора для рентгеновских лазеров, положительная обратная связь в котором осуществляется поворотом части лазерного излучения обратно в активную среду, но с другой стороны. Такой поворот реализуется путем многократных отражений от поверхности резонатора при малых углах скольжения. Обсуждаются условия работы лазеров с такими резонаторами и возможные пути повышения их эффективности.

Вопрос о создании резонаторов для рентгеновских лазеров обсуждался давно. Было предложено несколько типов резонаторов, работа которых основана на

брэгговском отражении [1–3]. На ливерморском рентгеновском лазере реализован резонатор из многослойных зеркал [4].

Предлагаемый ниже резонатор проще в изготовлении и, в отличие от резонатора с многослойными зеркалами, может работать в достаточно широком диапазоне: от мягкого до жесткого рентгена, хотя и с различной эффективностью.

Принципиальная схема кольцевого резонатора дана на рис. 1, где показано: 1 – рабочая плазма лазера, 2 – кольцо резонатора.

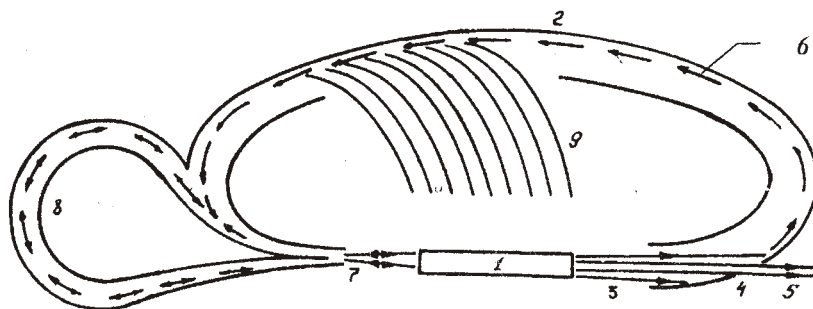


Рис 1. Принципиальная схема кольцевого резонатора для рентгеновского лазера

Опишем работу резонатора. Поток квантов, выходящих с переднего торца рабочей плазмы 3, входит внутрь резонатора, где благодаря отверстию 4 пучок 3 разделяется на лазерный пучок 5 и на пучок 6, который транспортируется по резонатору 2 путем многократных отражений под малыми углами скольжения от его поверхности. Пучок 6 обеспечивает положи-

тельную обратную связь в лазере. После поворота на 360° пучок выходит с обратной стороны резонатора 7 и направляется в рабочую плазму, где усиливается за счет вынужденного излучения при наличии инверсии населенности уровней (1). При выходе усиленного пучка с переднего торца плазмы цикл повторяется.

$$I = I_0 k R (1 - \beta_1 - \beta_2) \exp(\Delta N \sigma l) \quad (1)$$

здесь I – интенсивность пучка после завершения полного цикла, I_0 – начальная интенсивность, $\Delta N = N_2 - (g_1/g_2) N_1$ – инверсия населенности лазерных уровней (N_1, N_2 – концентрации ионов, находящихся соответственно на верхнем и нижнем лазерных уровнях, g_1, g_2 – статистические веса уровней), l – длина рабочего тела лазера, $\sigma = (8\pi)^{-1} v^{-2} c^2 A_{21} g(v - v_0)$ – сечение индуцированного излучения, где, в свою очередь, v и

v_0 соответственно частота излучения и резонансная частота лазерного излучения, A_{21} – вероятность спонтанного перехода между лазерными уровнями, $g(v - v_0)$ – профиль линии. Далее в (1) β_1 и β_2 – потери на рассеяние и поглощение в среде, k – часть потока рентгеновского пучка захватываемая резонатором, R – коэффициент проводимости поверхности резонатора, который определяется [6].

$$R = \exp(-\psi \gamma \delta^{-3/2}), \quad (2)$$

где ψ – угол поворота, δ – показатель преломления, γ – показатель поглощения вещества, которые определя-

ются через атомные факторы рассеяния f_1 и f_2 , затабулированные в [7].

$$\delta = (2\pi)^{-1} N_0 r_e \lambda^2 f_1, \quad \gamma = (2\pi)^{-1} N_0 r_e \lambda^2 f_2, \quad (3)$$

где N_a – плотность атомов, $r_e = e^2 m^{-1} c^{-2}$ – классический радиус электрона, λ – длина волны рентгеновского излучения. Величины δ и γ подробно рассматриваются также в [8]. Для различных веществ и различных длин

$$\Delta N_c = -\frac{\chi}{\sigma I} = \frac{8\pi v^2}{c^2 I A_{21} g(v_0)} \{360^\circ \gamma \delta^{3.2} - \ln(k(1 - \beta_1 - \beta_2))\}, \quad (4)$$

где учтено, что $\psi = 360^\circ$, введены логарифмические потери в резонаторе $\chi = 360^\circ \gamma \delta^{3.2} - \ln(k(1 - \beta_1 - \beta_2))$ и профиль линии взят при $\nu = \nu_0$.

Нормальная работа резонатора возможна, когда время существования инверсии заселенности в плазме τ больше или сравнимо со временем прохождения одного цикла $\tau_c = c^{-1} L \approx 3,3 \times 10^{-8}$, где $L \approx 10$ см – средняя длина прохождения по кольцу резонатора не поглощенных поверхностью фотонов в одном цикле. Время жизни лазерной плазмы или плазмы сильноточных разрядов реализуемо в пределах $10^{-9} \div 10^{-8}$ сек. Так что

$$I'_0 \approx I_p \exp(360^\circ \gamma \delta^{3.2}), \quad (5)$$

где I_p – поток, входящий в петлю.

Также можно собирать часть излучения (в основном спонтанного) с помощью системы направляющих

$$I''_0 \approx I_s \frac{\theta_c}{4\pi} \sum_i r_i \Omega_i \exp(\psi_i \gamma \delta^{3.2}) \quad (6)$$

где I_s – интенсивность спонтанного излучения на лазерной частоте, Ω_i – телесный угол вырезаемый каждой поверхностью, ψ_i – необходимый угол поворота, $\theta_c r_i$ – длина участков плазмы, с которых собирается излучение поверхностью, $\theta_c \approx |\delta^{1.2}|$ – критический угол скольжения, r_i – расстояние от плазмы до i -й поверхности.

волн коэффициент R может принимать значения $R = 0, 1 \div 0, 4$. Условием работы лазера является достижение критической инверсии ΔN_c , значение которой из (1) и (2) легко получить

условие $\tau > \tau_c$ можно считать вполне выполнимым, при надлежащей длительности накачки, в качестве которой можно использовать фотонакачку, рекомбинационную или комбинированную накачку.

Сделаем несколько замечаний о возможности улучшения работы лазера с кольцевым резонатором. Для уменьшения потерь на формирование встречной волны, при выходе фотонов из заднего торца плазмы, предлагается это излучение направлять обратно в задний торец с помощью петли 8. При этом интенсивность, идущая на усиление, возрастет на величину I'_0 :

поверхностей 9, направляя для усиления в задний торец. При этом интенсивность, идущая на усиление, возрастет на величину I''_0 .

В итоге для расчета интенсивности лазерного излучения в формуле (1) вместо I_0 необходимо подставить $I_0 + I'_0 + I''_0$. Величины I_0 , I_p , I_s должны рассчитываться исходя из конкретных условий существования и свойств самой плазмы и используемых теоретических моделей.

Литература

1. Bond W.L., Dudaу M.A., Rentzepis P.M. Appl. Phys. Lett. 1967, v 10, 216.
2. Deslats R.D. Appl. Phys. Lett. 1968, v 12, 133.
3. Cotterill R.M. Appl. Phys. Lett. 1968, v 12, 403.
4. Matthews D.L., Hagelstein P.L., Rosen M.D. и др. Phys. Rev. Lett. 1985, v 54, 110.
5. Ярив А. Квантовая электроника и нелинейная оптика. М.: Советское радио, 1973. 455 с.
6. Кожевников И.В. Рентгеновская оптика. М.: Наука, 1989. С. 143–167. (Тр. ФИАН, т. 196).
7. Henke B.L., Lee P., Tanaka T.L., Simabukuro R.L., Fujikawa B.K. At. Data and Nucl. Data Tabs. 1982. v 27, 1.
8. Блохин М.А. Физика рентгеновских лучей. М., ГИТТЛ, 1953.