

О РОЛИ СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ИТС НА ИОННЫХ ПУЧКАХ

Ю.В. Афанасьев, В.А. Исаков, К.А. Хачиян

В рамках простой аналитической модели проведен самосогласованный учет радиационных потерь в мишенях, нагреваемых пучками тяжелых ионов. Оценены коэффициенты конверсии энергии ионного импульса в собственное излучение плазмы для мишеней, заложенных в современные проекты по ионному инерциальному термоядерному синтезу.

Рассматриваемые физико-математические модели мишеней для инерциального термоядерного синтеза (ИТС) на пучках тяжелых ионов основаны на исследовании системы уравнений радиационной газодинамики, включающей различные приближения, описывающие процесс лучистого переноса /1/. Важность учета переноса энергии посредством излучения в процессе взаимодействия ионных пучков с веществом определяется высокой проникающей способностью ионов ($\rho R > 0,1 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$, $E_1 \sim 10 \text{ ГэВ}$) по сравнению, например, со световыми квантами в лазерном ИТС. Теоретическая возможность преобразовывать значительную долю энергии ионов в излучение /2/ обуславливает перспективность использования в ионном ИТС мишеней, в которых сжатие термоядерного горючего осуществляется при воздействии на внутренний слой мишени собственного излучения. Такой подход существенно облегчает решение проблемы устойчивости /3/. Отметим работу /4/, в которой идея конверсии в излучение была впервые предложена применительно к электронным пучкам.

Оптимальные схемы мишеней, характеризующиеся высоким значением гидродинамического КПД, при корректном учете потерь на излучение требуют более высоких значений энерговклада по сравнению с величинами, заложенными в известные проекты по ионному /5/ и лазерному /6/ ИТС. В настоящей работе в рамках простой аналитической модели оценены коэффициенты конверсии энергии ионных пучков в собственное излучение и внесены коррективы в рассмотренные ранее схемы мишеней /7-9/.

Пусть поток ионов q_0 прогревает плоский слой мишени m_0 . Начальная плотность вещества ρ_0 . Считаем, что рождающееся в этом слое излучение находится в локальном термодинамическом равновесии со средой, причемrosselandов пробег излучения и уравнение состояния среды описываются простыми степенными законами из таблиц библиотеки SISAME /10/ и работы /11/. Оценки проведем для полиуретана (вещество с малым z): $l_R \cong (T/\text{кэВ})^4 \cdot (\rho/\text{г}\cdot\text{см}^{-3})^{-2} \text{ см}$; $p/\rho = 3,6 \cdot 10^{14} (T/\text{кэВ})^{6/5} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-2}$, $\gamma = 1,5$ и для золота и свинца (вещества с большим z): $l_R \cong 10^{-2} (T/\text{кэВ})^3 \cdot (\rho/\text{г}\cdot\text{см}^{-3})^{-2} \text{ см}$ (Pb); $p/\rho = 3,0 \times 10^{14} (T/\text{кэВ})^{3/2} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-2}$ (Au), $\gamma \cong 1,25$. Здесь T , p , ρ — температура, давление и плотность среды, γ — показатель адиабаты.

Условие локального равновесия излучения со средой требует, чтобы слой m_0 был оптически толстым для собственного излучения, т.е. $k = \int_0^{m_0} dm/\rho l_R > 1$. Считаем также, что слой m_0 граничит с тяжелой стенкой, эффективно поглощающей излучение из горячей области (и, соответственно, переизлучающей). Таким образом, потери на излучение в слое m_0 связаны с лучистым потоком q_R через свободную границу слоя. Величину $\kappa = \int_0^\tau q_R dt/W_0$ назовем коэффициентом конверсии энергии ионного импульса W_0 в равновесное излучение нагреваемой мишени (τ — длительность ионного импульса).

В работе /8/ решена задача об автомоделном разлете плоского слоя m_0 , равномерно прогреваемого ионным пучком. Профиль плотности в слое имеет вид $\rho(x, t) = (3m_0^3/2\pi\Gamma q_0)^{1/2} t^{-3/2} \exp(-3\lambda^2/8\Gamma)$, где автомоделная переменная $\lambda = (m_0/q_0)^{1/2} x t^{-3/2}$, $\Gamma = 2(\gamma - 1)/(3\gamma - 1)$, а температура оказывается одно-

родной по массе слоя $p/\rho = \Gamma q_0 t/m_0$. Отсюда следует, что в оптически толстом слое учет собственного излучения приведет к заметному отклонению от автомодельного решения лишь вблизи границы слоя. Потери на излучение можно эффективно учесть, заменив q_0 в приведенных выше выражениях на $q_0(1 - \kappa)$, где $\kappa = \int_0^\tau \sigma [T(\kappa)]^4 dt / q_0 \tau$ — среднее за время τ значение коэффициента конверсии (σ — постоянная Стеффана — Больцмана). Использование данной модели ограничено условием применимости плоского приближения в реальных задачах: эффективный размер слоя $x_0(t) = [8\Gamma q_0(1 - \kappa)/3m_0]^{1/2} t^{3/2}$ должен быть мал по сравнению с характерным размером R (например, радиусом сферической мишени).

С учетом ограничений на степень разгрузки вещества мишени $\xi = x_0/R < 1$ и оптическую толщину слоя $k > 1$ получаем:

вещество с малым z

$$q_0 = 79 (m_0/\xi R)^{20/11} y^{9/11} (1 + y),$$

$$\tau = 2,7 (\xi m_0/R)^{14/11} m_0 y^{-3/11},$$

$$T = 0,80 (m_0 y/\xi R)^{5/11},$$

$$\kappa = y/(1 + y), \quad y < 1,6 (\xi m_0/R)^{9/20} m_0^{11/20},$$

вещество с большим z

$$q_0 = 4,5 (m_0/\xi R)^{16/7} y^{9/7} (1 + y),$$

$$\tau = 7,5 (\xi m_0/R)^{10/7} m_0 y^{-3/7},$$

$$T = 0,36 (m_0 y/\xi R)^{4/7},$$

$$y < 79 (\xi m_0/R)^{5/12} m_0^{7/12}$$

(1)

Здесь и ниже используем следующие единицы измерений: $[q_0] = 10^{14}$ Вт·см⁻², $[\tau] = 10^{-8}$ с, $[T] =$ кэВ, $[m_0] =$ г·см⁻², $[\rho_0] =$ г·см⁻³.

Полученные результаты показывают, что эффективность конверсии энергии ионного потока в собственное излучение плазмы возрастает при увеличении массы излучающего слоя (т.е. с ростом энергии ионов) и при снижении плотности вещества в нем $\rho_0 \propto m_0/\xi R$. Действительно, в этом случае заданный коэффициент конверсии достигается при меньших ионных потоках q_0 , а эффективный радиационный режим может быть осуществлен в пределах более широкого временного интервала τ . При этом возрастает и предельно допустимая величина коэффициента конверсии, а спектральный состав излучения характеризуется меньшей жесткостью ввиду снижения температуры излучающего слоя T . Качественно эти результаты аналогичны полученным в работе /2/ в рамках модели изотермического слоя.

Оценим величину κ для современных проектов ИТС на пучках тяжелых ионов, ориентированных на плотности потока энергии в пучке $q_0 \cong 10^{14} \div 10^{15}$ Вт·см⁻². Введем величину $\omega_0 = q_0 \tau / m_0$, представляющую собой удельный энерговклад в слой m_0 . Он должен быть достаточным для обеспечения ускорения неиспаренной части мишени, содержащей термоядерное горючее, до скоростей $u \gg 2 \cdot 10^7$ см/с, необходимых для зажигания термоядерной реакции. Требуемая величина ω_0 зависит от структуры мишени. В мишенях, в которых масса ускоряемой части примерно на порядок меньше массы испаренного слоя m_0 , величина $\omega_0 \gg 20$ МДж/г. Мишени такой структуры обеспечивают максимальную скорость и при заданном токе ионного пучка /7/. Мишени, в которых массы указанных слоев различаются в ~ 2 раза, обеспечивают максимальный гидродинамический КПД ускорения и, естественно, требуют большего удельного энерговклада $\omega_0 \gg 60$ МДж/г /8/. С учетом потерь на излучение, указанных значений должна, очевидно, достигать величина $\omega = \omega_0(1 - \kappa)$.

Перепишем формулы (1) с учетом определения величины ω (МДж/г):

вещество с малым z

$$\kappa = 1,4 \cdot 10^{-6} \omega^{10/3} / q_0,$$

$$T = 0,92 \cdot 10^{-2} \omega^{5/6},$$

$$\xi = 1,9 \cdot 10^4 m_0 \kappa / R \omega^{11/6} (1 - \kappa),$$

$$k = 10^4 m_0 (1 - \kappa) / \omega^{3/2} \kappa,$$

вещество с большим z

$$\kappa = 3,8 \cdot 10^{-4} \omega^{8/3} / q_0,$$

$$T = 3,4 \cdot 10^{-2} \omega^{2/3},$$

$$\xi = 60 m_0 \kappa / R \omega^{7/6} (1 - \kappa),$$

$$k = 2,5 \cdot 10^4 m_0 (1 - \kappa) / \omega^{5/6} \kappa.$$

Возьмем за основу параметры мишени и пучка проекта NIBALL ($q_0 = 2,5 \cdot 10^{14}$ Вт·см⁻², $m_0 \cong 0,2$ г·см⁻², $R \cong 0,4$ см) [7], считая сначала, что слой m_0 , поглощающий падающий ионный поток, однороден по химическому составу. Полагая $\omega = 20$ МДж/г, для мишени из вещества с малым z получаем $T \cong 110$ эВ, $\kappa \cong 1,2\%$ и $\xi \cong 0,50$, а для вещества с большим z — $T \cong 250$ эВ, $\kappa \cong 44\%$ и $\xi \cong 0,71$. Столь большое различие в коэффициентах конверсии связано с различиями как в значениях температуры слоя, так и в динамике ее роста: рост температуры вещества с большим z насыщается быстрее и, следовательно, слой большее время находится при температуре близкой к максимальной. Требование большой оптической толщины слоя выполняется с большим запасом.

Воспользуемся формулами (2) для оценки излучательных потерь в трехслойной мишени с поглотителем из вещества с малым z и тампером из вещества с большим z . Согласно [7–9], масса тампера превышает массу поглотителя в 2–3 раза, а прозрачность тампера $\sim 50\%$, т.е. половина ионного потока поглощается в тампере, половина — в поглотителе. Таким образом, удельные энерговклады ω в поглотителе и тампере составляют соответственно ~ 35 и ~ 15 МДж/г. В этом случае из (2) получаем температуры и излучательные потери в поглотителе и тампере приблизительно одинаковыми и равными $T \cong 200$ эВ и $\kappa \cong 15$ –20%. Потери такого масштаба практически компенсируют выигрыш в гидродинамической эффективности трехслойной мишени по сравнению с простейшей двухслойной из вещества с малым z [8, 9].

Еще более существенной становится роль радиационных потерь при переходе к более энергоемкому режиму ускорения с максимальным (без учета этих потерь) гидродинамическим КПД. При среднем энерговкладе $\omega = 60$ МДж/г эти величины в поглотителе и тампере (при тех же соотношении масс и прозрачности тампера) составляют соответственно ~ 100 и ~ 45 МДж/г, что вновь приводит к близким значениям температур слоев ~ 400 эВ. Для коэффициентов конверсии в поглотителе и тампере получаем, соответственно, $\kappa_{Ab} = 6,0/q_0$ и $\kappa_T = 9,7/q_0$. Поскольку, согласно определению, $\kappa_{Ab} < 0,5$ и $\kappa_T < 0,5$, данный режим ускорения можно реализовать при потоках энергии, примерно на порядок больших, чем в исследованном выше случае. Так при $q_0 = 2,5 \cdot 10^{15}$ Вт·см⁻², пренебрегая обменом энергией за счет радиационного переноса между тампером и поглотителем, получаем коэффициент конверсии $\kappa \cong \kappa_T \cong 40\%$. В двухслойной мишени из вещества с малым z лучистые потери при таких потоках не превышают 5%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вокс R., Хофманн I. Nuclear Science Applications, 2, 97 (1984); Arnold R. C., Meyer-ter-Vehn J. MPQ-Report 113, FRG, 1986.
2. Meyer-ter-Vehn J., Unterseer K. GSI-Report 85–21, FRG, 1985.
3. Nashihara K. et al. ILE-QPR-Report 82–1 (1982), 82-2 (1982), 83-5 (1983), 83-7 (1983).
4. Боголюбский С. Л. и др. Письма в ЖЭТФ, 24, 202 (1976).
5. Proc Symp. on Accelerator Aspects of Heavy Ion Fusion, 1982, March 29 – April 2, GSI-Report 82-8, FRG, 1982.
6. Басов Н. Г. и др. Квантовая электроника, 12, 1289 (1985).
7. Metzler N., Meyer-ter-Vehn J. Laser and Particle Beams, 2, 27 (1984).
8. Афанасьев Ю. В., Исаков В. А., Хачиян К. А. Препринт ФИАН, № 40, М., 1986.
9. Афанасьев Ю. В., Исаков В. А., Хачиян К. А. Физика плазмы, 13, 101 (1987).
10. Bennet V. I. et al. LANL-Report LA-7130, Los Alamos, USA, 1978.
11. Ившенник В. С. и др. ЖЭТФ, 90, 1669 (1986).

Поступила в редакцию 25 апреля 1989 г.