*Краткие сообщения по физике № 11-1987 г.*

УДК 533.903

# МОДЕЛЬ "КОРОНА" С УЧЕТОМ ОБРАТНО-ТОРМОЗНОГО МЕХАНИЗМА ПОГЛОЩЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ

И. Лимпоух*, И.Г. Лебо, В.Б. Розанов

*Развита упрощенная физико-математическая модель сжатия тонких оболочек с помощью лазеров. Показано хорошее согласие результатов, полученных в этой модели с результатами расчетов нестационарных уравнений газовой динамики.*

В работах /1–3/ развиты представления о динамике тонкостенных оболочечных мишеней, нагреваемых лазером, в приближении квазистационарности разлетающейся плазменной короны. (Впоследствии этот подход был применен для случая нагрева оболочки ионным пучком /4/.) В этих работах использовались решения, полученные для случая стационарного сферического разлета плазмы в предположении о локальном ($\delta$-образном) поглощении лазерного излучения на критической поверхности /5/. Такая модель с удовлетворительной точностью ($\sim$ 10–20%) описывает динамику сжатия современных экспериментальных оболочечных мишеней (массы мишеней $M^0_{sh} \sim 10^{-6} - 10^{-5}$ г, начальные радиусы $R^0_{sh} \sim 100 - 500$ мкм, энергия лазерных импульсов $E_L \sim 10^2 - 10^4$ Дж) и позволяет вычислить среднюю скорость, время коллапса, испаренную массу оболочки, средние значения температуры и плотности в горючем в момент коллапса. Однако для перспективных экспериментов с "большими" мишенями ($M^0_{sh} \gtrsim 10^{-3}$ г, $R^0_{sh} \gtrsim 10^3$ мкм, $E_L > 10^5$ Дж) или при использовании коротковолновых лазеров с $\lambda < 0{,}5$ мкм поглощение излучения происходит, в основном, при плотностях плазмы меньших критической ($\rho_{cr}$), и в этом случае такая модель (модель "Корона") дает завышенные результаты.

Ниже выписаны уравнения, описывающие стационарный разлет короны с учетом обратно-тормозного механизма поглощения излучения и отражения от критической поверхности:

$$(d/dR)(\rho V R^2) = 0, \quad (d/dR)(p + \rho V^2) = -2\rho V^2/R, \quad \rho V R^2(\epsilon + p/\rho + V^2/2) - R^2 \kappa_0 T^{5/2}\, \partial T/\partial R = Q(R), \qquad (1)$$

$$dQ_i/dR = KQ_i, \quad dQ_R/dR = -KQ_R,$$

где $Q = Q_i - Q_R$; $p = (1 + Z)T/m_i$; $\epsilon = 3p/2\rho$. Граничные условия при $R = R_{sh}$ отвечают $\rho = \infty$, $T = V = 0$, а при $R \to \infty$ $T \to 0$, $Q_R \to 0$. Коэффициент поглощения $K = K_A \rho^2/\rho_{cr} T^{1,5}_{cr} \sqrt{1 - \rho/\rho_{cr}}$, где $K_A = 1{,}86 \cdot 10^3 \Lambda Z^2/A$ (см$^2$кэВ$^{3/2}$/г); $\Lambda$ – кулоновский логарифм; Z, A – средние заряд и атомная масса ионов; $\overline{Z^2}$ – средний квадрат заряда; $\kappa_0 = 4{,}94 \cdot 10^{20} Z^2/\Lambda \overline{Z^2}(Z + 4)$ (эрг/см$^2\cdot$с$\cdot$кэВ$^{3,5}$); Q – лазерный поток в телесный угол 1 стерадиан; $R_{sh}$ – радиус мишени; $T_{cr}$ – значение температуры в критической точке**.

Система (1) приведена к безразмерному виду согласно /5/, где в качестве масштабных величин взяты значения радиуса ($R_*$), скорости ($V_*$), температуры ($T_*$) и плотности ($\rho_*$) в точке Жуге, ($V^2_* = (1 + Z)T_*/m_i$). Уравнения, описывающие стационарный сферический разлет плазмы, решены численно и найдены зависимости $\rho_*$, $V_*$, $T_*$, $R_*$ от $\rho_{cr}$ и параметров задачи $Q_0$, $R_{sh}$, Z, A.

---

* Политехнический университет, Прага.

** Для всех величин, кроме температуры, использовалась система единиц СГСЭ, температура измерялась в килоэлектронвольтах.

В работе /6/ рассматривалась задача о стационарном сферическом разлете короны с распределенным источником поглощения излучения. Для получения приближенных аналитических решений потребовалось сделать ряд упрощений, в частности, вместо экспоненциального закона убывания лазерного потока в плазме полагалась линейная зависимость, эффект отражения от критической поверхности не учитывался. Такая модель оправдана лишь для случая очень больших размеров мишени или очень коротких длин волн излучения.

Ниже приведена система уравнений, описывающая динамику тонкой сферической оболочечной мишени:

$$M_{sh}(t)\,du/dt = -\,4\pi R_{sh}^2 (p_0(t) - p_f(t)),$$

$$dM_{sh}/dt = \dot{M}_{evp}; \qquad dR_{sh}/dt = u, \tag{2}$$

$$c_V M_f dT_f/dt + 4\pi R_{sh}^2 p_f = -\,4\pi R_{sh}^2 q_T,$$

$$q_T = 1{,}51\kappa_0 T_f^{3,5}/R_{sh}; \qquad p_f = (\gamma - 1)\,3c_V M_f T_f/4\pi R_f^3.$$

Здесь $M_{sh}$, $u$ — масса и скорость оболочки; $T_f$, $p_f$, $M_f$, $c_V$ — температура, давление, масса и теплоемкость горючего соответственно; $q_T$ — тепловой поток в оболочку. При $R_{sh}/R_{sh}^0 > 0{,}25$ полагаем $T_f = p_f = 0$. При $R_{sh} = 0{,}25R_{sh}^0$ учитывается преднагрев ударной волной: $T_f^0 = M_f u_1^2/c_V$, где $u_1$ — скорость оболочки в этот момент (подробнее см. /2/). Величины $p_0$, $\dot{M}_{evp}$ берутся из модели стационарной короны: $p_0 = (1 + x_0)\rho_* V_*^2$, $\dot{M}_{evp} = -\,4\pi R_*^2 \rho_* V_*$.

В случае $\delta$-образного поглощения излучения $\rho_* = (\gamma_0/10)^{0{,}442}\rho_{cr}$, при $\gamma_0 < 10$: $\beta = 1{,}5(\gamma_0/10)^{4/3}$; $x_0 = 1 + 0{,}2175\,(\gamma_0/10)^{4/3}$ при $\gamma_0 \geqslant 10$: $\beta = 1{,}5$, $x_0 = 1{,}2175$. Здесь $\gamma_0 = (\kappa_0^{0{,}75}\,Q_0/\rho_{cr}^{1{,}75}\,R_{sh}^{2{,}75})\,[m_i/(1 + Z)]^{2{,}625}$.

В короне с "распределенным" источником поглощения излучения наряду с $\gamma_0$ возникает дополнительный параметр

$$\xi = 84{,}734\Lambda(Z^2/A)\,[A/(1 + Z)]^{1{,}125}(Z^2/\overline{Z^2}(Z + 4)\,\Lambda)^{0{,}75}(\rho_{cr}R_{sh})^{0{,}25},$$

а переход от сверхзвукового режима разлета плазмы в критической точке к дозвуковому происходит при $\gamma_0 = 17$. Из интерполяции численных решений следует: $\rho_* = (\gamma_0/17)^{S_1}\rho_{cr}$, где $S_1 = 0{,}246 + 0{,}005\xi$ при $\gamma_0 < 17$, $S_1 = 0{,}4078 + 0{,}00155\xi$ при $\gamma_0 \geqslant 17$. При $\gamma_0 < 17$ имеем: $\beta = 1{,}5(\gamma_0/17)^{S_2}$ и $x_0 = 1 + 0{,}2175\,(\gamma_0/17)^{S_3}$, где $S_2 = 0{,}512 - 0{,}008\xi$, $S_3 = 0{,}283 - 0{,}0033\xi$, а при $\gamma_0 \geqslant 17$ $\beta = 1{,}5$, $x_0 = 1{,}2175$.

Значения $T_*$, $R_*$, $V_*$ для обоих случаев определяются из следующих соотношений:

$$T_* = 7{,}7546\,[(1 + Z)/A]^{0{,}75}[\beta R_* \rho_* \overline{Z^2}(Z + 4)\,\Lambda/Z^2]^{0{,}5}\ (\text{КэВ}),$$

$$R_* = x_0 R_{sh}, \quad V_* = 309{,}5\,[(1 + Z)\,T_*/A]^{0{,}5}\,(\text{км/с}).$$

В табл. 1 представлены результаты расчетов нагрева и сжатия оболочечных лазерных мишеней, выполненные по программе "РАПИД-1" /7/, и с помощью модели "Корона" для случаев: А) $\delta$-образного поглощения излучения, Б) с учетом обратно-тормозного механизма поглощения, В) $\delta$-образного при $\gamma_0 \geqslant 10$ и "распределенного" при $\gamma_0 < 10$. В табл. 1 даны результаты трех расчетов (сравнение делалось по данным 20-и расчетов): 1) лазерный импульс имел трапециедальную временную форму с моментами времени по основаниям: $t_1 = 0$, $t_2 = 0{,}6$, $t_3 = 3{,}6$, $t_4 = 4{,}6$ нс и энергией $E_L = 500$ Дж, стеклянная оболочка с начальным радиусом $R_{sh}^0 = 300$ мкм и массой $M_{sh}^0 = 7{,}28$ мкг; 2) лазерный импульс имел треугольную временную форму с $t_1 = 0$, $t_2 = 20$, $t_3 = 20{,}1$ нс, $E_L = 500$ Дж, длина волны $\lambda = 1{,}06$ мкм, полиэтиленовая оболочка $R_{sh}^0 = 2{,}7$ мм, $M_{sh}^0 = 2{,}72$ мг; 3) энергия и временная форма импульса как в случае 2), но $\lambda = 0{,}27$ мкм, полиэтиленовая оболочка $R_{sh}^0 = 2{,}7$ мм, $M_{sh}^0 = 4{,}5$ мг.

Таблица 1

*Результаты расчетов схлопывания оболочек*

($t_*$ – время коллапса оболочки, $M^*_{evp}$ – испаренная к этому моменту масса)

| Рапид-1 | | Корона | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | А | | Б | | В | |
| $t_*$, нс | $M^*_{evp}$, мг | $t_*$, нс | $M^*_{evp}$, мг | $t_*$, нс | $M^*_{evp}$, мг | $t_*$, нс | $M^*_{evp}$, мг |
| 4,55 | $2{,}9\cdot10^{-3}$ | 4,42 | $2{,}9\cdot10^{-3}$ | 5,1 | $2{,}4\cdot10^{-3}$ | 4,6 | $2{,}7\cdot10^{-3}$ |
| 19,6 | 1,3 | 19,8 | 1,27 | 22 | 1,1 | 21 | 1,2 |
| 19,85 | 2,25 | 14,2 | 3,9 | 19,8 | 2,1 | 19,8 | 2,1 |

Интегральный гидродинамический КПД определяется выражением $\eta = u_*^2(M^0_{sh} - M^*_{evp})/2E_L$, где $u_* = R^0_{sh}/t_*$. Видно, что в первом случае лучшее согласие получается для модели "Корона-А", поскольку стационарная корона распространяется до бесконечности и периферийные слои, в случае распределенного источника поглощения, снижают долю энергии, передаваемую неиспаренной части мишени. В третьем случае лучшие результаты дает модель "Корона" с распределенным источником поглощения излучения. Для того, чтобы получить хорошее согласие с результатами гидродинамических расчетов по программе "РАПИД-1" для широкого класса начальных параметров мишеней и лазерных импульсов предлагается использовать "гибридный" вариант модели "Корона".

Главные достоинства описанной модели в ее простоте и экономичности (для расчета одного варианта требуемая оперативная память и процессорное время на ЭВМ приблизительно в сто раз меньше, чем при использовании сложных программ, таких как "РАПИД-1"). Расчеты по модели "Корона" позволяют проводить широкую оптимизацию мишеней в экспериментах по ЛТС и при выборе параметров мишеней и лазерных импульсов в намечаемых исследованиях.

## ЛИТЕРАТУРА


1. Афанасьев Ю. В. и др. Препринт ФИАН № 30, М., 1980; Труды ФИАН, **134**, 52 (1982).
2. Гуськов С. Ю. и др. Препринт ФИАН № 135, М., 1980; Труды ФИАН, **149**, 66 (1985).
3. Афанасьев Ю. В. и др. Препринт ФИАН № 206, М., 1985.
4. Афанасьев Ю. В. и др. ЖЭТФ, **81**, 1714 (1981).
5. Афанасьев Ю. В. и др. ЖЭТФ, **71**, 594 (1976).
6. Гуськов С. Ю. и др. Квантовая электроника, **10**, 802 (1983).
7. Гуськов С. Ю. и др. Препринт ФИАН № 49, М., 1986.


Поступила в редакцию 13 июля 1987 г.