

К УДЕРЖАНИЮ ПЛАЗМЫ В СИСТЕМАХ С БОЛЬШИМ β

И. К. Конкашбаев, Л. Б. Никандров, Т. В. Рыльцева,
Ф. Р. Улинич
(Москва)

В работе рассматриваются вопросы термоизоляции плотной горячей плазмы в системах с большим $\beta = 8\pi p/H^2 \gg 1$. Основной трудностью при рассмотрении этих систем является то обстоятельство, что необходимо одновременно рассматривать задачи о равновесии (удержании давления плазмы $10^2 \text{ атм} < p < 10^8 \text{ атм}$ стенками) и охлаждении поперек магнитного поля (термоизоляции) [1]. К таким системам можно отнести Θ -пинч, многоголовушечные системы с большим β [2], Θ -пинч с лайнером [3] и т. д. Проблемы удержания давления и термоизоляции таких систем в общем хорошо изучены. Основным параметром, определяющим характер удержания и термоизоляции, является отношение газового давления вблизи стенок p_w (давление плазмы на стенки) к давлению плазмы в центре p_0 : $\xi = p_w/p_0$. Можно выделить два противоположных случая: $\xi \ll 1$ и $\xi \approx 1$. При $\xi \approx 0$ плазма полностью оторвана от стенок (классический Θ -пинч) и проблемы удержания давления и термоизоляции глубоко исследованы в экспериментах с Θ -пинчами. Случай $0 < \xi < 1$ («газовая изоляция») достаточно подробно изучен, по крайней мере, теоретически — основная часть давления плазмы передается на стенки через «магнитную прослойку» с $H \approx \sqrt{8\pi p_0}$, плазма охлаждается замагниченной теплопроводностью поперек магнитного поля [2]. Чисто немагнитное удержание ($\xi = 1$) рассмотрено в [3].

1. Идеально проводящий лайнер. Рассматривать систему с хорошо проводящим лайнером возможно только при умеренных значениях давления плазмы и магнитного поля, например, в многопробочных ловушках [4, 5] или в Θ -пинчах с лайнером $n \approx 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $H \approx 10^5 - 10^6 \text{ Гс}$. В работах [2, 6, 7] рассматривались различные режимы охлаждения плазмы в системах с идеально проводящим лайнером. Нас интересует случай плазменного шнура относительно малого радиуса, когда время жизни системы можно оценивать по теплопроводности. Как следует из [7], если давление пристеночной плазмы удерживается в основном стенками ($\beta(r \leq R) > 1$), то

$$\tau_{\kappa} = \frac{R^2}{\chi_0 \delta_0^{1/3}},$$

где R — радиус системы; χ_0, δ_0 — температуропроводность и степень замагниченности ионов горячей плазмы в центре. Если же $\beta(r \leq R) \ll 1$, т. е. когда между горячей плазмой с $\beta \gg 1$ и стенкой есть магнитная прослойка с $\beta \ll 1$, то

$$\tau_{\kappa} = \frac{pR^2}{\kappa_{\perp} T},$$

где p, T, κ_{\perp} — давление, температура, замагниченная поперечная теплопроводность горячей плазмы.

Рассмотрим задачу о начальной стадии охлаждения: в результате каких процессов и за какое время образуется это магнитное удержание. Охлаждение быстро нагретой плазмы, находящейся в контакте с холодной стен-

кой, неоднократно изучалось теоретически [8—10] и экспериментально [11]. Представляется, однако, целесообразным вновь рассмотреть этот вопрос, поскольку в теоретических работах [8—10] не учитывались одновременно все явления. Так, в [8, 10] не рассматривалось излучение, а в [9] — роль термо-ЭДС, результаты же экспериментального изучения [11] допускают неоднозначное толкование.

Как отмечалось выше, необходимо при определении распределения магнитного поля H рассматривать и уравнения для переноса тепла и баланса давления.

Уравнение для магнитного поля имеет вид (в обозначениях, принятых в [12])

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rvH) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial H}{\partial r} + \frac{ck}{e} f_T \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right],$$

где функции f_σ и f_T для проводимости и термо-ЭДС соответственно имеют вид

$$f_\sigma^{-1}(x) = 1 - \frac{6,416x^2 + 1,837}{\Delta}, \quad f_T(x) = x(1,5x^2 + 3,053)/\Delta,$$

$$\Delta = x^4 + 14,79x^2 + 3,77, \quad x = (\omega\tau)_e.$$

Оценим характерные времена: τ_κ — время охлаждения, τ_σ — время диффузии магнитного поля, τ_T — время генерации магнитного поля термо-ЭДС, τ_R — радиационное время охлаждения. Время τ_κ должно, естественно, превышать лоусоповское время

$$\tau_\kappa = \langle n\tau \rangle / n, \quad \langle n\tau \rangle = 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}.$$

Зависимость f_T от $x = (\omega\tau)_e$ можно для оценок аппроксимировать следующим образом:

$$f_T(x) = \begin{cases} 0,8x, & x < 0,3, \\ 0,23, & 0,3 < x < 10, \\ 1,5/x, & x > 10. \end{cases}$$

Как отмечалось в [10], в горячей области с $(\omega\tau)_e \gg 1$

$$\tau_T^0 / \tau_\sigma^0 = 4/\beta_0 \ll 1.$$

Так как при этом $\tau_T^0 / \tau_\kappa^0 \approx \sqrt{\frac{M}{m_e}} \gg 1$, то в области с $(\omega\tau)_e \gg 1$ можно пренебречь диффузией и термо-ЭДС и считать, что магнитное поле заморожено в плазму. Влияние термо-ЭДС следует учитывать при $(\omega\tau)_e \approx 1$. В этой области $f_T \approx 0,23$ и

$$\tau_T \approx \frac{\Lambda^2}{f_T} \frac{2}{c} \left(\frac{\omega_p}{v_{Te} \beta^{1/2}} \right)_0, \quad \beta_0 = \sqrt{8\pi p_0 / H_0^2}$$

(индекс 0 относится к значениям величин в центре), так что время увеличения магнитного поля до $H = \sqrt{8\pi p_0}$ можно оценить как

$$\tau_T^* = \sqrt{\beta_0} \tau_T \approx \frac{\Lambda^2}{f_T} \frac{2}{c} \left(\frac{\omega_p}{v_{Te}} \right)_0,$$

где Λ — характерный размер области с $(\omega\tau)_e \approx 1$. Для характерных параметров $n_0 \approx 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $\beta_0 \approx 10^2$, τ_T^* больше $\tau_s = R/v_{Ti}$ — времени

выравнивания давления, так что можно полагать

$$p + \frac{H^2}{8\pi} = \text{const} (r).$$

Отношение времени генерации поля τ_1^* к времени жизни системы τ_κ мало

$$\frac{\tau_1^*}{\tau_\kappa} \approx 3 \frac{\Lambda^2}{R^2} \frac{1}{(\omega\tau)_{i0}} \ll 1,$$

поэтому за короткое время τ_1^* в области с $(\omega\tau)_e \approx 1$ генерируется магнитное поле $H \approx \sqrt{8\pi p_0}$ и образуется тонкая магнитная прослойка (магнитное удержание). Поток магнитного поля Φ в идеально проводящем лайнере сохраняется

$$\frac{d\Phi}{dt} = \left(\frac{c^2}{4\pi\sigma_{\perp} f_{\sigma}} \frac{\partial H}{\partial r} + \frac{ck}{e} f_{\tau} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \Big|_{r=0}^{r=R} = 0,$$

$\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial H}{\partial r} = 0$ при $r = 0$ из-за цилиндрической симметрии.

Таким образом, при генерации магнитного поля термо-ЭДС происходит перераспределение потока поля Φ . Если бы отсутствовала обычная диффузия, то это означало бы, что поле в области с

$$\psi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{ck}{e} f_{\tau} \frac{\partial T}{\partial r} \right) < 0$$

убывало бы, а в области с $\psi > 0$ — возрастало. В действительности, конечно, при увеличении поля в пристеночной области начнется обратная диффузия в область горячей плазмы, так что установится равновесие между генерацией магнитного поля термо-ЭДС, диффузией и конвективным переносом поля.

Следовательно, в результате генерации магнитного поля вблизи стенки возникает магнитное поле H_R , давление которого уравновешивает давление плазмы

$$H_R^2 \approx 8\pi p_0.$$

При этом возможны два случая: плазма почти полностью оторвана от стенок ($n_w \ll n_0$, $(\omega\tau)_e|_R \gg 1$); между горячей плазмой и стенкой находится

плотная, холодная пристеночная плазма с давлением $p \ll \frac{H_R^2}{8\pi}$ и $(\omega\tau)_e|_R \ll 1$.

Реализация того или иного случая зависит от предыстории процесса охлаждения. В рассматриваемой нами ситуации реализуется состояние с холодной плотной пристеночной плазмой вблизи стенки, где магнитное поле $H \approx \text{const}$ (из-за отсутствия термо-ЭДС — $(\omega\tau)_e \ll 1$ и низкой проводимости σ пристеночной плазмы) и, следовательно, $nT \approx \text{const}$. Таким образом, следует ожидать, что плотность n спадает как T^{-1} от стенки до области с $(\omega\tau)_e \leq 1$, при этом

$$\frac{n_w}{n((\omega\tau)_e \approx 1)} = \frac{T((\omega\tau)_e \approx 1)}{T_R} \approx 30,$$

так как в рассматриваемом случае $T((\omega\tau)_e \approx 1) \approx 300$ эВ, а температура стенки полагалась равной 10 эВ ($T_R = 10$ эВ).

Следовательно, при внезапном контакте плазмы со стенкой или быстрым нагреве плазмы до термоядерной температуры $T \approx 10^4$ эВ за время $\tau_1^* \ll \tau_\kappa$ образуется магнитное удержание, и плазма за основное время τ_κ охлаждается замагниченной теплопроводностью. Этим, видимо, объяс-

няется согласие расчетов [2, 13] с экспериментом [11] после $t > \omega_{Hi}^{-1}$ (при $t < \omega_{Hi}^{-1}$ тепловой поток на стенку определяется «высыпанием» ионов с потоком тепла $q \approx nkT_i v_{Ti}$ [13]).

Для проверки этих оценочных соображений были проведены численные расчеты задачи об охлаждении горячей замагниченной плазмы, находящейся в контакте с холодной стенкой, в цилиндрической геометрии, аналогичные [2]:

$$(1.1) \quad \begin{aligned} Mn \frac{dv}{dt} &= -\frac{\partial}{\partial r} \left(2nkT + \frac{H^2}{8\pi} \right), \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rvn) = 0, \\ 3nk \frac{dT}{dt} + 2nkT \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv) &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r (\kappa_{\perp}^e + \kappa_{\perp}^i) \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\beta_{\Lambda}^{HT}}{n} \frac{ck}{4\pi e} \frac{\partial H}{\partial r} \right) + \frac{\beta_{\Lambda}^{HT}}{n} \frac{ck}{4\pi e} \frac{\partial T}{\partial r} \frac{\partial H}{\partial r} + \frac{j_{\perp}^2}{\sigma_{\perp}} - Q_R, \\ \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rvH) &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{c^2}{4\pi\sigma_{\perp}} \frac{\partial H}{\partial r} + \frac{ck}{e} \frac{\beta_{\Lambda}^{HT}}{n} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right]. \end{aligned}$$

Граничные условия для системы (1.1) имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial H}{\partial r} = 0, \quad v = 0 \quad \text{при } r = 0, \quad T = T_R, \quad v = 0 \quad \text{при } r = R, \\ \frac{c}{4\pi\sigma_{\perp}} \frac{\partial H}{\partial r} + \frac{k}{e} \frac{\beta_{\Lambda}^{HT}}{n} \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R-0} = \frac{c}{4\pi\sigma_{\perp}} \frac{\partial H}{\partial r} \Big|_{r=R+0}. \end{aligned}$$

Последнее граничное условие означает непрерывность тангенциальной составляющей электрического поля на границе плазма—лайнер, σ_{\perp} — проводимость лайнера. Начальные условия: при $t = 0$ $H = H_0$,

$$v = 0, \quad 2nkT + \frac{H^2}{8\pi} = 2n_0 k T_0 + \frac{H_0^2}{8\pi}.$$

Начальное распределение температуры имеет вид

$$T = T_R + (T_0 - T_R) \left[1 - \exp \left(- \left(\frac{r-R}{\Delta} \right)^2 \right) \right],$$

где характерный размер Δ , на котором температура возростала от T_R до $T \approx T_0$, был много меньше R , $\Delta/R \approx 10^{-2}$. Величина T_R — температура стенки (пристеночной плазмы) — варьировалась от 1 до 10 эВ, но так как T_1 (температура, соответствующая $(\omega\tau)_e \approx 1$) порядка 100 эВ, то от изменения T_R в указанном диапазоне решение зависело слабо. Начальное магнитное поле бралось постоянным по радиусу

$$H(t=0) = H_0 = \sqrt{8\pi p_0 / \beta_0}.$$

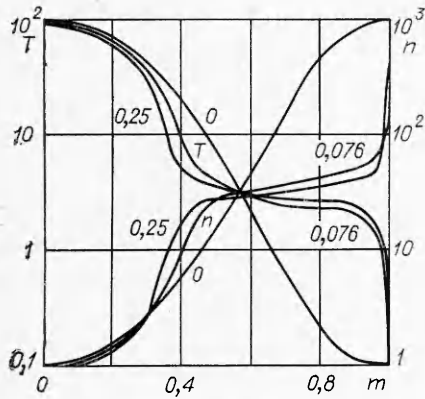
На фиг. 1—4 приведены результаты расчетов для типичного случая:

$$\begin{aligned} T_0 = 10^4 \text{ эВ}, \quad n_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}, \quad H_0 = 10^5 \text{ Гс}, \\ \beta_0 = 80, \quad R = 5 \text{ см}, \quad \Delta = 5 \cdot 10^{-2} R. \end{aligned}$$

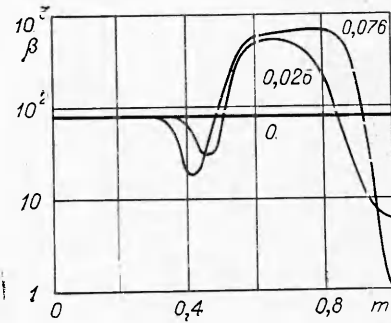
Характерные времена:

$$\begin{aligned} \tau_{\kappa} \approx 10^{-4} R^2, \text{ с}; \quad \tau_{\sigma}^0 \approx 0,1 R^2, \text{ с}; \\ \tau_T^0 \approx 2 \cdot 10^{-3} R^2, \text{ с}; \quad \tau_T^* \approx 4 \cdot 10^{-8} \text{ с}. \end{aligned}$$

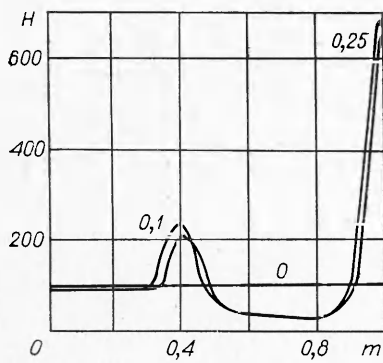
В расчете магнитное удержание образуется за $t \approx 7 \cdot 10^{-8}$ с, что примерно соответствует оценке.



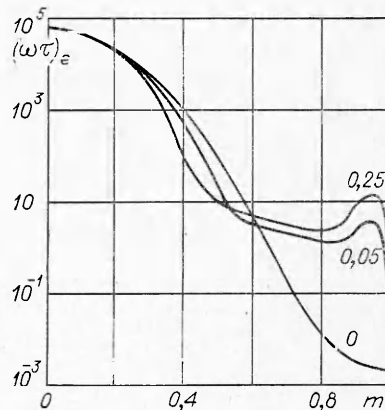
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

На фиг. 1 показано распределение температуры T и плотности плазмы n в различные моменты времени, температура измеряется в 100 эВ, плотность — в 10^{18} см $^{-3}$, магнитное поле — в 10^3 Гс. Цифры над кривыми соответствуют времени t , измеряемому в 10^{-6} с. На фиг. 2—4 представлены $\beta = 8\pi p/H^2$, магнитное поле H и $(\omega\tau)_e$ в зависимости от массовой координаты m для различных моментов времени.

Видно, что к моменту $t \approx 0,076$ мкс значение β у стенки становится равным единице, магнитное поле в этой области сильно выросло. За появление магнитной прослойки ответственна не только генерация поля, но и излучение, так как время высвечивания слоя с $T \approx 300$ эВ ($(\omega\tau)_e \approx 1$) $\tau_R \approx 0,1$ мкс и сравнимо с τ_T^* . Однако влияние этого эффекта в значительной мере ослаблено довольно большим теплопроводным потоком тепла в этой области. Из фиг. 4 ясно, что плазма стремится выйти на режим охлаждения с $(\omega\tau)_e$ всюду больше единицы. В центре системы температура, магнитное поле, плотность плазмы за эти времена изменяются незначительно.

После образования магнитного удержания решения сходны с полученными в [2], где ширина магнитной прослойки достаточно велика. Охлаждение плазмы также описывается оценкой $\tau_k \approx \rho R^2/\kappa_{\perp} T$, что, как указывалось, вполне естественно, так как горячая плазма, в сущности, оторвана от стенок. Для сравнения проводились численные расчеты с лай-

нером плохой проводимости — проводимость материала лайнера соответствовала проводимости пристеночной плазмы с температурой порядка 10 эВ. Как и следовало ожидать, магнитное поле быстро просачивается через лайнер, магнитное удержание не устанавливается и плазма быстро охлаждается.

2. Система с немагнитным удержанием. В системах, где давление плазмы удерживается не инерцией, а непосредственно стенками, достижение больших плотностей плазмы, необходимое для уменьшения полной энергии системы, возможно только при немагнитном удержании, когда магнитное поле служит только для уменьшения теплопроводности, поскольку мегагауссные поля невозможно длительно удерживать. Реальность осуществления такого варианта подробно обсуждалась в [3], где показана возможность существования стационарной волны охлаждения. Для приемлемых систем с быстрым энерговыделением и $Q \approx 10$ МДж решение возможно только для очень больших давлений ($p \approx 10^8 - 10^9$ атм). При распространении стационарной волны охлаждения необходимо, чтобы выносимое потоком плазмы из центра и генерируемое термо-ЭДС магнитное поле не накапливалось около стенки, а почти свободно вытекало через «диэлектрический» лайнер.

Здесь рассматривается возможность моделирования такой системы, т. е. осуществление немагнитного удержания с квазистационарной волной охлаждения на установке с умеренными параметрами: $p \approx 10^6 - 10^7$ атм, $T \approx 1$ кэВ. Такие температуры могут быть достигнуты в Θ -пинчах с лайнером со скоростью лайнера $V_l \approx 10^6$ см/с, длиной $L \approx 10$ см и энергозапасом $Q \approx 1$ МДж. Оценим необходимые параметры, используя квазистационарное уравнение

$$({}^{5/2})p \operatorname{div} \mathbf{v} = \operatorname{div} (\kappa \nabla T) - Q_R,$$

где Q_R — объемная мощность излучения.

Поскольку ширина волны охлаждения l_w мала по сравнению с радиусом системы R , можно решать плоскую задачу. Для оценок будем считать, что магнитное поле H постоянно по радиусу, так как H меняется существенно только при $(\omega\tau)_e \leq 1$. Потери энергии из системы определяются областью с $(\omega\tau)_e \approx 1$, где начинается размагничивание плазмы. Так как в эту область тепло доставляется в основном теплопроводностью, то, пренебрегая в этой области работой сжатия по сравнению с теплопроводностным потоком, получим

$$(2.1) \quad \frac{d}{dx} \left(\kappa \frac{dT}{dx} \right) = Q_R.$$

Учитывая, что в этой области тормозное излучение больше рекомбинационного, полагаем $Q_R = \alpha n^2 \sqrt{T}$. Умножим обе части уравнения (2.1) на $\kappa dT/dx$ и, интегрируя по x от R до ξ (R — координата стенки, где поток $q(R) = \kappa dT/dx \approx 0$, ξ соответствует области с $(\omega\tau)_e \approx 1$), получим

$$q^2(\xi) = \int_R^\xi \alpha n^2 \sqrt{T} \kappa \frac{dT}{dx} dx.$$

Принимая во внимание, что $\kappa = \kappa_{e0} \Theta^{5/2}$ и $\rho\Theta = 1$, где $\Theta = T/T_0$, $\rho = n/n_0$ (κ_{e0} , T_0 , n_0 — немагнитная электронная теплопроводность, температура и плотность плазмы в горячей области), получим оценку необходимого для поддержания квазистационарного состояния теплопроводностного потока тепла в эту излучающую область

$$q(\xi) = \sqrt{\kappa_{e0} T_0 \alpha n_0^2 \sqrt{T_0} \Theta_1},$$

где $\Theta_1 = T_1/T_0$ — температура плазмы в области с $(\omega\tau)_e \approx 1$. Так как $q(\xi)$ должен компенсироваться работой по сжатию плазмы в пристеночной области потоком горячей плазмы, то скорость расширения V_H горячей области можно определить из условия

$$\int_0^{\xi} \frac{5}{2} p_0 \frac{dv}{dx} dx = \int_0^{\xi} \frac{d}{dx} q \approx q(\xi).$$

Оценивая $dv/dx \sim V_H/\xi$, получим

$$V_H = \frac{3}{5} \frac{L_0}{\tau_R} \Theta_1,$$

где

$$\tau_R = \frac{3p_0}{2\alpha n_0^2 \sqrt{T_0}}; \quad L_0^2 = \frac{\kappa_{e0} T}{\alpha n_0^2 \sqrt{T_0}}.$$

При этом время охлаждения (вытекания) горячей плазмы

$$\tau_H = \frac{\frac{3}{2} p_0 r^2}{\frac{5}{2} p_0 V_H R} \approx \frac{R}{V_H}.$$

Как отмечено в [3], такого рода оценки хорошо согласуются с численными расчетами. Достижимое давление плазмы в Θ -пинче с лайнером равно

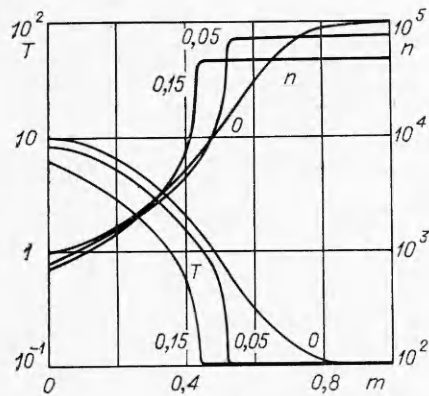
$$p = A \rho_l V_l^2,$$

ρ_l — плотность лайнера, $A \approx 1$ (простое определение КПД передачи энергии от лайнера в плазму η при учете сжимаемости лайнера приведено в [14]). Из этих оценок получим следующие параметры моделирующей системы [3] установок: начальные параметры: $T = 30$ эВ, $n = 5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, $R = 5$ см, $H = 5$ кГс, $\beta = 6 \cdot 10^2$, $V_l = (0,5-1,0)10^6$ см/с, $\rho_l = 3$ г/см 3 ; конечные параметры: $T = 10^3$ эВ, $n = 10^{21}$ см $^{-3}$, $R = 0,3$ см, $H = 10^3$ кГс, $\beta = 10^2$. Конечные параметры получены в предположении об адиабатичности сжатия плазмы лайнером, но с учетом потерь магнитного потока, которые составляют $\approx 30\%$. Энергия плазмы $Q_p = 0,25$ МДж, что при реальном КПД $\eta \approx 0,2$ соответствует $Q \approx 1-1,5$ МДж.

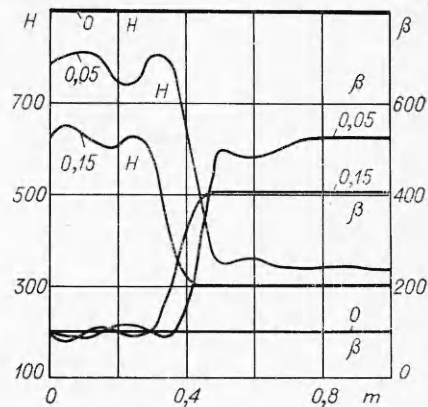
Таким образом, в Θ -пинчах с лайнером при технически достижимых параметрах $Q \approx 1$ МДж, $V_l \approx 10^6$ см/с можно провести эксперимент по моделированию системы с немагнитным удержанием [3] с тем, чтобы время охлаждения плазмы (или вытекания на стенки) было бы порядка и больше инерционного времени $\tau_H \geq R/V_l$.

Для проверки этих соображений проведены численные расчеты по охлаждению плазмы Θ -пинча с исходными параметрами, соответствующими конечным для значений проводимости лайнера $\sigma_l = \sigma_m$ и $\sigma_l \gg \sigma_m$. Минимальная проводимость σ_m взята равной проводимости пристеночной плазмы с $T = 10$ эВ. Характер распределения по массе температуры, плотности плазмы, магнитного поля такой же, как и в п. 1.

На фиг. 5, 6 представлены результаты расчетов для $n_0 = 10^{21}$ см $^{-3}$, $T_0 = 10^3$ эВ, $(\omega\tau)_{e0} \approx 17$, $T_R = 10$ эВ, $H_0 = 0,9$ МГс, $\beta_0 = 100$ в случае лайнера плохой проводимости. Размерности величин на фиг. 5, 6 те же, что и на фиг. 1—4. На фиг. 5 показано распределение температуры T и плотности n плазмы по массе в различные моменты времени. При $t \approx 0,15$ мкс температура в центре системы уменьшается до $0,7 T_0$. По плазме идет волна охлаждения от стенки к центру. Скорость течения плазмы к стенке 10^5 см/с $\leq V_p \leq 10^6$ см/с. Так как лайнер плохо проводящий, то, как показано на фиг. 6, магнитное поле, выносящееся из центра и генери-



Фиг. 5



Фиг. 6

руемое термо-ЭДС, сильно диффундирует в лайнер $H_R \approx 0,2 H_0$, соответственно $\beta_R \approx 5\beta_0$, рост β замедлен падением давления при охлаждении. Характерный пик магнитного поля образуется в области, где $(\omega t)_e \approx 1$, здесь устанавливается баланс между генерацией поля и диффузией поля в холодные пристеночные слои плазмы и лайнер.

В случае лайнера большой проводимости, когда σ_l равна проводимости меди при нормальных условиях, численные расчеты показали, что за время падения температуры в центре до $0,7 T_0$ для плазмы с начальным состоянием, аналогичным фиг. 5,6, магнитное поле у стенки сильно растет и достигает $\approx 2 H_0$, а β падает. Хотя в этом режиме не успевает образоваться магнитное удержание, тем не менее следует и в модельном эксперименте и в термоядерной системе [3] обеспечивать соответствующую «плохую» проводимость лайнера.

Поступила 4 III 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Alikhanov S. G., Konkashbaev I. K., Chebotaev P. Z. The energy balance in a dense fusion plasma contained by walls.— Nucl. Fusion, 1970, vol. 10, N 1.
2. Векштейн Г. Е., Рютов Д. Д., Спектор М. Д., Чеботаев П. З. Немагнитное удержание плотной плазмы.— ПМТФ, 1974, № 6.
3. Алиханов С. Г., Глушков И. С. Стационарная волна охлаждения в замагниченной плазме.— ДАН СССР, 1976, т. 226, № 3.
4. Budker G. I. Thermonuclear fusion in installations with a dense plasma.— In: Proc. VI Europ. Conf. on Plasma Physics and Contr. Fusion. Vol. 2. Moscow, 1973.
5. Grant Logan B., Lichtenberg A. J., Lieberman M. A., Makhijani A. Multiple-mirror confinement of plasmas.— Phys. Rev. Lett., 1972, vol. 28, p. 144—147.
6. Векштейн Г. Е. Особенности радиационного остывания плотной плазмы с большим β .— ПМТФ, 1976, № 6.
7. Векштейн Г. Е. Размерные оценки времени остывания плазмы с $\beta \gg 1$.— ДАН СССР, 1977, т. 237, № 2.
8. Chu M. S. Hot plasma in contact with a cold wall.— Phys. Fluids, 1973, vol. 16, N 9.
9. Gross R. A. A shock-heated wall-confined fusion cycle.— Nucl. Fusion, 1973, vol. 13, p. 293—296; Physics of a wall-confined fusion system.— Nucl. Fusion, 1975, vol. 15, p. 729—735.
10. Jablon C. Magnetic-field evolution in a very-high- β plasma.— Nucl. Fusion (Letters), 1976, vol. 16, N 4.
11. Feinberg B. An experimental study of a hot plasma in contact with cold wall.— Plasma Physics, 1976, vol. 18, p. 265—275.
12. Брагинский С. И. Явления переноса в плазме.— В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 1. М., Атомиздат, 1963.

13. Jensen B. K. Physics of a fusion plasma boundary layer.— Phys. Fluids, 1977, vol. 20, N 3.
14. Alikhanov S. G., Konkashbaev I. K. Effectiveness of a thermonuclear system of the «theta-pinch-and-liner» type.—Nucl. Fusion. Suppl., 1975, p. 123—126.

УДК 539.196.5

ЛАЗЕРОСТОЛКНОВИТЕЛЬНАЯ НАКАЧКА МОЛЕКУЛ HF

*Г. К. Васильев, Е. Ф. Макаров, Ю. А. Чернышев,
В. Г. Якушев
(Черноголовка)*

Воздействие инфракрасного лазерного излучения на молекулы может приводить к созданию сильно неравновесных состояний молекулярного газа за счет селективного «разогрева» колебательных степеней свободы. В последнее время ведутся работы по использованию возникающей при поглощении лазерного излучения колебательно-поступательной неравновесности для целенаправленного воздействия на химические процессы. Возможности стимулирования реакций и управления ими связывают прежде всего с большей, как правило, реакционной способностью колебательно-возбужденных молекул, а также с образованием высоких концентраций активных частиц в ходе неравновесной диссоциации, вызванной «разогревом» колебаний молекул. К настоящему времени опубликовано довольно большое число работ, посвященных как диссоциации молекулярных газов, так и лазерохимическим реакциям (см., например, [1, 2], а также обзоры [3, 4]). Отметим, что во многих сообщенных случаях доказательства селективного воздействия лазерного излучения на протекание процесса не являются бесспорными. Поэтому представляются целесообразными дальнейшие исследования в этом направлении.

Различные аспекты колебательной кинетики для системы ангармонических осцилляторов в условиях сильного отклонения от равновесия (нахождение колебательной функции распределения и скорости релаксации энергии, определение энергетической емкости колебательных степеней свободы, оценка скорости неравновесной диссоциации) рассматривались в ряде теоретических работ (см., например, [5—10]).

Из-за отсутствия для большинства молекулярных систем количественных данных по константам скоростей всех возможных релаксационных процессов теоретическое понимание по необходимости пока остается на качественном уровне.

Анализ процессов, происходящих при вводе значительных количеств энергии при лазерном облучении, определение предельной энергоемкости колебательных степеней свободы, полной энергоемкости, а также сопоставление теоретических и экспериментальных результатов удобнее проводить на модельных системах. Модельными системами могут служить малоатомные и в особенности двухатомные молекулярные газы, поскольку процессы релаксации (вращательно-поступательный $R - T$ -, колебательно-поступательный $V - T$ -, колебательно-колебательный $V - V$ -обмены) для малоатомных молекул изучены в наибольшей мере и структура энергетических уровней этих молекул проста.

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование колебательной накачки молекул HF за счет резонансного поглощения излучения HF-лазера молекулами HF в нижних колебательных состояниях и последующей накачки в высокие состояния в столкновениях колебательно-возбужденных молекул. Такой процесс далее для краткости будем называть лазеростолкновительной накачкой (ЛСН). В экспериментах использовали импульсный HF-лазер с энергией излучения ~ 10 Дж и длительностью импульса по основанию 2 мкс [11]. Спектр состоял из 20 линий первых четырех колебательно-вращательных полос HF. В полосе 1—0 было сосредоточено $\sim 10\%$, в полосе 2—1 $\sim 80\%$ энергии лазерного импульса, остальная часть энергии распределялась между полосами 3—2 и 4—3. Полоса 1—0 начиналась с интенсивной линии P_8 , в полосе 2—1