

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. О торможении и превращении энергии плазмы, расширяющейся в пустом пространстве, в котором имеется магнитное поле // ПМТФ.— 1963.— № 6.
2. Пилипенко В. А. О форме границы свободноразлетающей плазмы в магнитном поле // ПМТФ.— 1967.— № 2.
3. Poukey J. W. Expansion of a plasma shell into a vacuum magnetic field // Phys. Fluids.— 1969.— V. 12, N 7.
4. Бахрах С. М., Губков Е. В. и др. Разлет плазменного облака в однородном магнитном поле // ПМТФ.— 1974.— № 4.
5. Головиниш В. М., Коршня Т. К., Любимов Б. Я., Фаворский А. П. Численное исследование разлета плазмы в магнитном поле.— М., 1978.— (Препр./Ин-т прикл. математики АН СССР; № 61).
6. Кудряшов Н. А. Распространение ионизирующей ударной волны в однородном магнитном поле // ПМТФ.— 1983.— № 3.
7. Bernhardt P. A., Roussel-Dupre R. A. et al. Observations and theory of the AMPTE magnetotail barium releases // J. Geoph. Res.— 1987.— V. 92, N A6.
8. Там И. Е. Основы теории электричества.— М.: Наука, 1976.

Поступила 28/1 1988 г.

УДК 533.916.07 + 517.956

РАСЧЕТ СЖАТИЯ ПЛАЗМЫ ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ ЛАЙНЕРОМ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

В. В. Нефедов, С. М. Пономарев

(Москва)

В последнее время интенсивно изучаются различные термоядерные лайнерные системы с использованием магнитного поля в качестве термоизоляции [1—4]. Главная идея термоядерных лайнерных систем состоит в том, что предварительно созданная внутри лайнера плазма сжимается кумулирующим лайнером, нагреваясь до термоядерной температуры. Разгон лайнера может осуществляться различными методами.

В настоящей работе для цилиндрической одномерной геометрии рассматривается процесс сжатия цилиндрическим кумулирующим проводящим несжимаемым лайнером плазменного цилиндра, расположенного соосно внутри лайнера и изолированного от лайнера в начальный момент времени аксиальным магнитным полем. Строится и численно исследуется упрощенная математическая модель процесса безударного сжатия однотемпературной идеально проводящей плазмы, представляющей смесь DT (в предположении, что начальная температура плазмы столь высока, что скорость звука в плазме намного превышает скорость лайнера), учитывающая основные физические факторы (выделение энергии термоядерного горения, потери на тормозное излучение, проникновение магнитного поля в лайнер с учетом джоулева нагрева, торможение лайнера), которые влияют на характер сжатия. Рассматриваемая в данной работе математическая модель процесса сжатия плазмы лайнером в предположении об идеальной проводимости лайнера совпадает с математической моделью [4].

Основная цель настоящей работы — сравнить результаты расчетов по этим моделям, т. е. изучить влияние фактора диффузии магнитного поля в лайнер на характеристики процесса сжатия.

Предположим, что лайнер — оболочка с заданной начальной скоростью внутренней границы v_0 , и примем, что электропроводность лайнера изменяется по закону $\sigma = \sigma_0 / (1 + \beta Q)$ (σ_0 — электропроводность лайнера при 0 °С, β — тепловой коэффициент, Q — прирост теплосодержания по отношению к состоянию при 0 °С).

Пренебрегая током смещения по сравнению с током проводимости и теплопроводностью, запишем уравнение, начальное и граничные условия, описывающие процесс проникновения магнитного поля в лайнер в лагранжевой системе координат (r, t) в виде (в системе единиц МКСА)

$$(1) \quad \frac{\partial H}{\partial t} = \frac{1}{\sigma_0 \mu_0 r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{x^2}{r} \exp \left(\frac{\beta}{\sigma_0} \int_0^t \left(\frac{x}{r} \frac{\partial H}{\partial r} \right)^2 d\tau \right) \frac{\partial H}{\partial r} \right] \quad (R_{20} < r < R_{30}, 0 < t),$$

$$H(r, 0) = H_0 + \frac{R_{20} - r}{R_{20} - R_{30}} (H_1 - H_0),$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} \Big|_{r=R_{20}} [x_2^2(t) - x_1^2(t)] + H \Big|_{r=R_{20}} \frac{d}{dt} [x_2^2(t) - x_1^2(t)] -$$

$$- \frac{2x_2^2(t)}{\sigma_0 \mu_0 R_{20}} \left(\exp \left[\frac{\beta}{\sigma_0} \int_0^t \left(\frac{x}{r} \frac{\partial H}{\partial r} \right)^2 d\tau \right] \frac{\partial H}{\partial r} \right) \Big|_{r=R_{20}} = 0, \quad H(r, t) \Big|_{r=R_{30}} = H_1,$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ В·с/(А·м); R_{20} и R_{30} — внутренний и внешний начальные радиусы лайнера; $x = x(r, t) = \sqrt{r^2 - R_{20}^2 + x_2^2(t)}$, $t' = t$ — координаты Эйлера; $x_2 = x_2(t)$ — внутренний радиус лайнера; $x_1 = x_1(t)$ — радиус плазмы; H_0 — начальное магнитное поле в зазоре между плазмой и лайнером; H_1 — магнитное поле на внешней границе лайнера.

Обозначим $f(t) = H(r, t) \Big|_{r=R_{20}} = H(x_2(t), t)$. Из уравнения движения лайнера с учетом уравнения неразрывности для нахождения границы лайнера $x_2(t)$ имеем

$$(2) \quad \frac{d^2 x_2}{dt^2} = \frac{1}{x_2 \ln \frac{x_3}{x_2}} \left\{ \left(\frac{dx_2}{dt} \right)^2 \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{x_2^2}{x_3^2} \right) - \ln \frac{x_3}{x_2} \right] + \frac{\mu_0 (f^2 - H_1^2)}{2\rho_+} \right\},$$

$$x_2(0) = R_{20}, \quad dx_2/dt \Big|_{t=0} = -v_0$$

($x_3 = x_3(t) = \sqrt{R_{30}^2 - R_{20}^2 + x_2^2(t)}$ — внешний радиус лайнера, ρ_+ — плотность материала лайнера).

Предположим, что сжатие плазмы однородное, т. е. плотность не зависит от пространственной координаты. Тогда $\rho = \rho_0 R_{10}^2 / x_1^2(t)$ ($\rho = \rho(t)$ — плотность плазмы, $\rho_0 = \rho(0)$). Считаем, что давление в плазме всегда равно магнитному давлению $p = \mu_0 f^2(t) / 2$, а плазма — идеальный газ с уравнением состояния $p = 2 \frac{\rho k}{m_H A} T$ ($m_H = 1,672 \cdot 10^{-27}$ кг, $k = 1,38 \times 10^{-23}$ Дж/К, $A = 2,5$, $T = T(t)$ — температура плазмы). Из уравнения энергии для плазмы с учетом условия $x_1(0) = R_{10}$ (R_{10} — начальный радиус плазмы) находим границу плазмы $x_1(t)$ в виде

$$(3) \quad \frac{dx_1}{dt} = \left[q(t) - \varepsilon(t) - \frac{3}{2} \mu_0 f \frac{df}{dt} \right] \frac{2x_1}{5\mu_0 f^2}, \quad x_1(0) = R_{10}.$$

Здесь $\varepsilon(t)$ (Дж/(с·м³)) — потери за счет тормозного излучения; $q(t)$ (Дж/(с·м³)) — выделение мощности в единице объема за счет термоядерных реакций в смеси ДТ.

Предположим, что протекают только реакции вида ${}_1D^2 + {}_1T^3 \rightarrow {}_2He^4$ (3,6 МэВ) + ${}_0n^1$ (14,1 МэВ), причем α -частицы выделяют энергию локально в том месте, где они родились. Если ввести температуру плазмы

$$(4) \quad \theta(t) = \frac{\mu_0 f^2(t) m_H A x_1^2(t)}{1,16 \cdot 10^7 \rho_0 R_{10}^2 4k} \text{ (кэВ)},$$

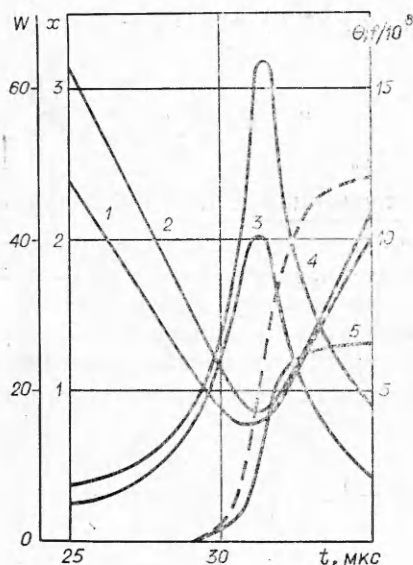
то известно [5], что

$$(5) \quad \varepsilon(t) = 0,49 \cdot 10^{-36} \left[\frac{\rho_0 R_{10}^2}{m_H A} \frac{1}{x_1^2(t)} \right]^2 \sqrt{\theta(t)},$$

$$q(t) = \begin{cases} 11,19 \cdot 10^5 \frac{\varepsilon(t)}{\theta^{7/6}(t)} \exp \left[-\frac{19,02}{\theta^{1/3}(t)} \right] & \text{при } \theta(t) < 10, \\ 10,04 \cdot 10^3 \frac{\varepsilon(t)}{\theta^{7/6}(t)} \exp \left[-\frac{27,217}{\theta^{2/3}(t)} + \frac{3,638}{\theta^{1/3}(t)} \right] & \text{при } \theta(t) \geq 10. \end{cases}$$

Математическая модель (1)–(5) является упрощенной для рассматриваемого процесса сжатия плазмы цилиндрическим лайнером с магнитным полем.

*



Задача (1)–(5) решалась численными методами в широком диапазоне параметров. На рисунке приведены некоторые результаты ее расчета для медного лайнера с $\sigma_0 = 63,3 \cdot 10^6$ 1/(Ом·м), $\beta = 1,32 \cdot 10^{-9}$ м³/Дж, $H_0 = H_1 = 13,4 \cdot 10^6$ А/м, $R_{10} = 0,091$ м, $R_{20} = 0,11$ м, $R_{30} = 0,118$ м, $v_0 = 3 \cdot 10^3$ м/с, $\rho_+ = 8,9 \cdot 10^3$ кг/м³, $\rho_0 = 0,45 \cdot 10^{-2}$ кг/м³. Кривые 1–5 соответствуют $x_1(t)$ (см), $x_2(t)$ (см), $f(t)$ (А/м),

$\theta(t)$ (КэВ) и $W(t) = R_{20}\pi \int_0^t x_1^2(\tau) q(\tau) d\tau$ (МДж) — энергосодержание в плазме на длине, равной радиусу лайнера, в окрестности максимального сжатия. Здесь же для сравнения приведена функция $W(t)$ (штриховая линия), рассчитанная в предположении, что диффузии магнитного поля в лайнер нет [4].

Расчеты показали, что учет диффузии магнитного поля в лайнер при разумном коэффициенте сжатия $R_{10}/x_1 \approx 10-30$ и магнитном числе Рейнольдса $Re_m = R_{20}v_0\sigma_0\mu_0 \approx (3-30) \cdot 10^3$ приводит к заметному снижению энергосодержания по сравнению со случаем идеально проводящего лайнера. В частности, для приведенного выше варианта с медным лайнером отличие по энергосодержанию составляет около 40 % при $R_{10}/x_1 = 14$ и $Re_m = 26200$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Афонин В. И., Бакулин Ю. Д., Лучинский А. В. Расчет сжатия ДТ-смеси электрически взрывающейся цилиндрической оболочкой // ПМТФ.— 1980.— № 6.
2. Алиханов С. Г., Бахтин В. Н. Использование $m = 0$ неустойчивости зет-пинч-лайнера для трехмерного сжатия плазмы // ДАН СССР.— 1982.— Т. 263, № 2.
3. Turchi P. T. A compact-toroid fusion reactor design at 0,5 megagauss based on stabilized liner implosion techniques // Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применение.— М.: Наука, 1984.
4. Гусаров А. А., Левин В. А. Оптимизация процесса сжатия плазмы цилиндрическим лайнером с магнитным полем // Неравновесные течения газа с физико-химическими превращениями.— М.: Изд-во МГУ, 1985.
5. Бракнер К., Джорна С. Управляемый лазерный синтез.— М.: Атомиздат, 1977.

Поступила 16/XII 1987 г.,
в окончательном варианте — 16/III 1988 г.

УДК 533.6.011 : 537.84 + 537.56

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ПРОЦЕССА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИОНИЗУЮЩЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. А. Бармин, В. С. Успенский
(Москва)

Изучение ионизирующих ударных волн (УВ) в магнитном поле [1] показало, что перед разрывом генерируется электромагнитная волна, создающая перед ним отлично от нуля собственное электрическое поле в частицах. Построенная теория, согласно которой ионизация происходит в результате нагрева в газодинамическом скачке, хорошо описывала поведение ионизирующих волн умеренной интенсивности, наблюдаемых в экспериментах [2, 3]. Особенностью сильных УВ в магнитном поле (со скоростями распространения $D > 3$ км/с) в экспериментах явилось образование перед газодинамическим скачком зоны, в которой происходило изменение магнитного поля, что свидетельствовало о наличии электропроводной среды перед скачком [4, 5]. Учет лишь