

УДК 533.95:538.4

ФИЗИКА

Член-корреспондент АН СССР А. А. САМАРСКИЙ, С. П. КУРДЮМОВ,
Ю. Н. КУЛИКОВ, Л. В. ЛЕСКОВ, Ю. П. ПОПОВ,
В. В. САВИЧЕВ, С. С. ФИЛИППОВ

МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НЕСТАЦИОНАРНОГО УСКОРЕНИЯ ПЛАЗМЫ

1. При экспериментальном исследовании импульсных ускорителей плазмы были обнаружены некоторые физические явления, которые не могут быть объяснены в рамках существующих упрощенных моделей (¹⁻⁵): существование слоистой структуры выбрасываемого плазменного образования, движение против ускоряющей амперовой силы, наличие в плазме ионов высокой кратности, разогрев плазмы до высоких температур в узких участках и др. Поэтому представляет интерес расчет динамики плазменных образований в импульсных ускорителях с учетом пространственного распределения физических характеристик плазмы, излучения и нелинейных эффектов в плазме.

В результате расчетов на ЭВМ определены плотности, скорости, температуры, тока и магнитного поля вдоль направления движения. Показано существование нелинейных механизмов, приводящих к возникновению в среде нагретых токовых слоев (Т-слоев), разделенных промежутками относительно холодного газа. Исследован баланс энергии в ускорителе и перераспределение во времени отдельных форм энергии.

2. Рассматривается модель ускорителя из двух плоско-параллельных идеально проводящих электродов бесконечной длины, включенных в электрическую цепь, содержащую конденсатор емкостью C_0 , заряженный до напряжения U_0 , индуктивность L_0 , омическое сопротивление R_0 . Все электротехнические и другие параметры задачи пересчитаны на «единичный» ускоритель, расстояние между электродами которого и их ширина составляют 1 см. Часть междуэлектродного пространства вначале заполнена покоящимся газом.

В качестве ускоряемого вещества в первой серии расчетов рассматривался аргон, состояние которого описывалось уравнением для идеального газа, зависимость степени ионизации от температуры и плотности не учитывалась, но проводимость зависела от плотности и температуры. Во второй серии расчетов рассматривалась литиевая плазма, термодинамические функции и степень ионизации которой определялись из решения системы уравнений Саха, а уравнения состояния записаны для совершенного газа с учетом изменения числа частиц и затрат энергии при ионизации. Учитывался перенос излучения в среде (⁶).

3. В лангранжевых координатах система одномерных нестационарных уравнений радиационной магнитной гидродинамики (эрозия электродов не учитывается) имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) &= \frac{\partial v}{\partial x}, \quad \frac{\partial v}{\partial t} = - \frac{\partial p}{\partial x} + F, \quad F = - \frac{jH}{c\rho} = - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{H^2}{8\pi} \right), \\ \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} &= v, \quad \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{H}{\rho r} \right) = \frac{\partial E}{\partial x}, \quad j = \sigma E = \frac{\rho c}{4\pi} \frac{\partial H}{\partial x}, \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} &= - p \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial S}{\partial x} + Q, \quad Q = \frac{E_j}{\rho}, \quad S = \int_{-1}^1 J_\mu d\mu, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\mu = \cos(\mathbf{n}, \mathbf{x}), \quad \mu_0 \frac{\partial J}{\partial x} + \kappa J = 2\kappa\sigma_0 T^4,$$

$$p = \frac{\rho RT}{m} (1 + \alpha), \quad \varepsilon = \frac{RT(1 + \alpha)}{m(\gamma - 1)} + I_i \alpha.$$

Здесь ρ — плотность, v — скорость, T — температура, p — давление, ε — внутренняя энергия газа, E и H — напряженности электрического и магнитного поля, j — плотность тока, r — эйлерова координата, x — лангранжева координата ($dx = \rho dr$), α — степень ионизации, I_i — потенциал ионизации, S и J — плотность потока и интенсивность излучения, σ_0 — постоянная Стефана — Больцмана, κ — коэффициент поглощения излучения. Зависимости $\sigma(\rho, T)$ и $\kappa(\rho, T)$ брались в соответствии с работой ⁽⁶⁾.

4. Решение системы (1) ищется в области $t \geq 0$, $0 \leq x \leq M$, где M — полная масса вещества в ускорителе. Граничные условия: слева на неподвижной стенке $v(0, t) = 0$, $J(0, \mu) = 0$ при $\mu \leq 0$, $H(0, t) = \frac{4\pi}{c} I(t)$, полный ток I через ускоритель определяется из уравнения электротехнической цепи

$$\frac{1}{c^2} L_0 \frac{dI}{dt} + R_0 I - U_0 + \frac{1}{C_0} \int_0^t I(t) dt + E(0, t) = 0, \quad (2)$$

справа на границе с вакуумом $p(M, t) = 0$, $H(M, t) = 0$, $J(M, \mu) = 0$ при $\mu \geq 0$. При $t = 0$ плазма покоится, ее проводимость равна нулю, электрические токи отсутствуют. Начальная стадия процесса, содержащая электрический пробой газового промежутка, не описывается в расчете системой (1), (2). Чтобы имитировать результат пробоя, внутри интервала $[0, M]$ задавался пик температуры, где проводимость была отлична от нуля. Система уравнений (1), (2) решалась с использованием методов и программ ⁽⁶⁻⁹⁾.

5. В первом варианте расчетов рассматривался ускоритель с длительностью первого полупериода разрядного тока около 20 мсек. и амплитудой тока 20 ка. Длина промежутка, заполненного газом с начальной плотностью $1 \cdot 10^{-7}$ г/см³, составляла 7 см. Результаты расчетов выявили следующую картину развития процесса. Вначале ток через плазму локализован в области начального возмущения температуры. В результате образуется самоподдерживающийся высокотемпературный электропроводный слой газа, исследованный в работах ^(10, 11) и получивший название Т-слоя.

Вследствие интенсивного выделения джоулева тепла происходит быстрый (типа взрыва) рост температуры и давления. От Т-слоя в обоих направлениях отходят две ударные волны. Одна из них — внутренняя — распространяется к стенке ускорителя, другая — внешняя — к границе с вакуумом. Магнитное поле, свободно проникая через непроводящий газ от стенки ускорителя до Т-слоя, резко спадает в нем практически до нуля. Быстро нарастающая ponderomotorная сила ускоряет Т-слой, который не перемещается по массе газа, а движется вместе с ней и как поршень сжимает плазму, образованную впереди него внешней ударной волной, ускоряя и нагревая ее. За фронтом внутренней ударной волны проводимость газа становится отличной от нуля и возникающие токи разогревают эту область. При некоторых условиях ⁽¹¹⁾ это приводит к «подхвату» температурного возмущения, внесенного внутренней ударной волной, и образованию нового Т-слоя при $t = 5,5$ мсек., который сжимает и ускоряет массу газа, заключенную между ним и первым Т-слоем; он также порождает две ударные волны, и весь описанный выше процесс в общих чертах повторяется. При $t = 8$ мсек. возникает третий Т-слой, еще через 2 мсек. — четвертый. Он порождает настолько слабую внутреннюю волну, что процесс последовательного образования Т-слоев обрывается.

На рис. 1, где в эйлеровых координатах представлена картина течения в различные моменты времени, видно возникновение квазипериодической

структуры ускоряемого плазменного образования и особенности взаимодействия отдельных сгустков. Так, ускорившийся до $t = 10$ мсек. третий сгусток плазмы тормозится, генерируя электрический ток, направление которого противоположно направлению основного тока; возникают замкнутые петли тока. К концу полупериода скорости сгустков составляют около 10^7 см/сек, а суммарная масса сгустков — 80% массы газа, заполняющего ускоритель. Отметим, что периодические структуры в ускоряемой плазме получены в расчетах также в ^(12, 13).

6. Во втором варианте расчетов рассматривалось ускорение литиевой плазмы с начальной плотностью $1,5 \cdot 10^{-5}$ г/см² при разряде с длительно-

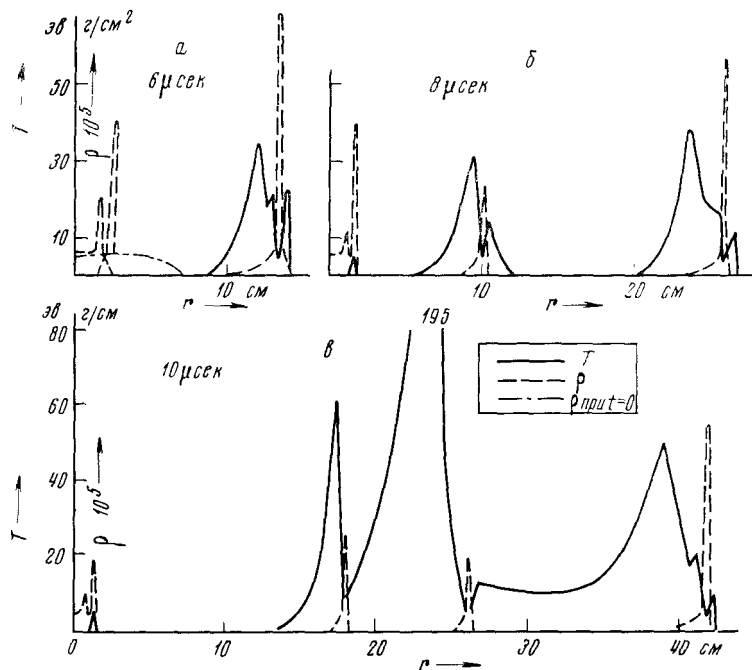


Рис. 1

стью первого полупериода 16 мсек. и амплитудой тока 34 ка. Картина ускорения плазмы и образования Т-слоев качественно не отличается от того, что получено в первом варианте. Учет переноса излучения приводит в основном к существенному уменьшению температуры Т-слоев и некоторому их размытию (см. рис. 2).

7. Расчет баланса и перераспределения во времени отдельных форм энергии в ускорителе и цепи показал, что запасенная в конденсаторе энергия W_c распределяется между разрядным промежутком ускорителя Π и индуктивностью внешней цепи W_L , причем сначала W_L растет быстрее, чем Π , но после $t = 6$ мсек. W_L начинает падать и энергия перекачивается в ускоритель. Из рис. 3 видно, что Π вначале идет в основном на увеличение энергии магнитного поля в плазме W_H , а внутренняя $W_{\text{вн}}$ и кинетическая W_k энергия плазмы растут до $t = 7$ мсек. одинаково и медленнее W_H . Затем W_H и $W_{\text{вн}}$ падают, а W_k продолжает быстро расти. Излучаемая из плазмы энергия $W_{\text{из}}$ определялась по методике, изложенной в ^(6, 8). Абсолютная величина $W_{\text{из}}$, как и омических потерь в плазме $W_{\text{ом}}$, невелика.

На рис. 3 приведены также зависимость напряжения V на разрядном промежутке и силы тока I от времени.

Таким образом, учет зависимости проводимости плазмы от температуры и плотности, а также учет излучения приводит к значительно более сложной картине процессов, происходящих в импульсном ускорителе, чем в ра-

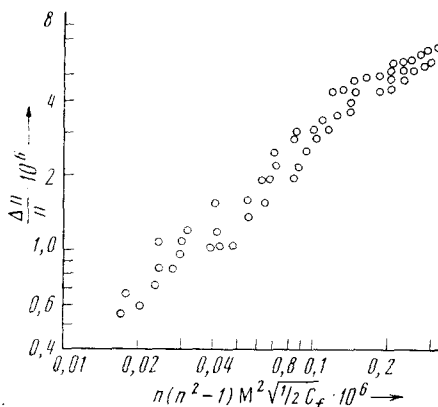


Рис. 1

и может быть связано с коэффициентом ослабления луча через частоту столкновений с мелкомасштабными пульсациями формулой ⁽³⁾

$$\nu K_{\lambda}^m / \sqrt{u'u'} \approx \Delta n_m^m; \quad (8)$$

здесь ν — коэффициент кинематической вязкости среды, а $m < 1$.

Нами совместно с Г. Г. Власенко были поставлены опыты на интерферометре ИТР-1, в одной из кювет которого ($l = 250$ мм, $d = 10$ мм) помещалась неподвижная дистиллированная вода ($t = 20^\circ \text{C}$), а через вторую кювету такая же вода протекала

в турбулентном режиме. Производилось с точностью до 10^{-3} градуса термостатирование системы, контролируемое по смещению полос. Результаты измерений показаны на рис. 1; они качественно и по порядку величин находятся в соответствии с формулой (4).

Институт теплофизики
Сибирского отделения Академии наук СССР
Новосибирск

Поступило
11 V 1972

Грузинский политехнический институт
им. В. И. Ленина
Тбилиси

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Н. А. Lorentz, W. A. 9, 641 (1880). ² O. Reynolds, Phyl. Trans. of the R. S. (1895). ³ С. С. Кутателадзе, Д. И. Авалиани, ДАН, 198, № 5 (1971).