

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

## 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<sup>(1-5)</sup>: 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<sup>(6)</sup>.

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

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

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

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

Здесь  $\rho$  — плотность,  $v$  — скорость,  $T$  — температура,  $p$  — давление,  $\varepsilon$  — внутренняя энергия газа,  $E$  и  $H$  — напряженности электрического и магнитного поля,  $j$  — плотность тока,  $r$  — эйлерова координата,  $x$  — лангражева координата ( $dx = \rho dr$ ),  $\alpha$  — степень ионизации,  $I_i$  — потенциал ионизации,  $S$  и  $J$  — плотность потока и интенсивность излучения,  $\sigma_0$  — постоянная Стеффана — Больцмана,  $\kappa$  — коэффициент поглощения излучения. Зависимости  $\sigma(\rho, T)$  и  $\kappa(\rho, T)$  брались в соответствии с работой <sup>(6)</sup>.

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 <sup>(8-9)</sup>.

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/см<sup>3</sup>, 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 <sup>(10, 11)</sup> 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 <sup>(11)</sup> 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 <sup>(12, 13)</sup>.

6. Во втором варианте расчетов рассматривалось ускорение литиевой плазмы с начальной плотностью  $1,5 \cdot 10^{-5}$  г/см<sup>2</sup> при разряде с длительно-

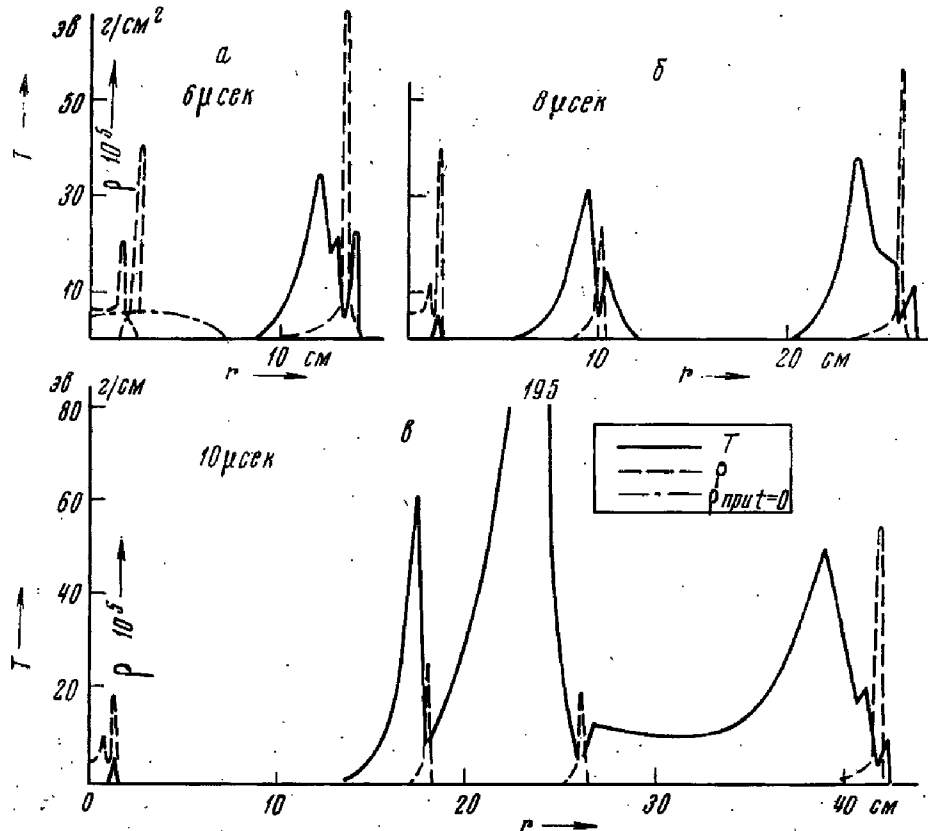


Рис. 1

стью первого полупериода 16 мсек. и амплитудой тока 34 ка. Картина ускорения плазмы и образования T-слоев качественно не отличается от того, что получено в первом варианте. Учет переноса излучения приводит в основном к существенному уменьшению температуры T-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  $\Pi$  и индуктивностью внешней цепи  $W_L$ , причем сначала  $W_L$  растет быстрее, чем  $\Pi$ , но после  $t = 6$  мсек.  $W_L$  начинает падать и энергия перекачивается в ускоритель. Из рис. 3 видно, что  $\Pi$  вначале идет в основном на увеличение энергии магнитного поля в плазме  $W_H$ , а внутренняя  $W_g$  и кинетическая  $W_k$  энергия плазмы растут до  $t = 7$  мсек. одинаково и медленнее  $W_H$ . Затем  $W_H$  и  $W_g$  падают, а  $W_k$  продолжает быстро расти. Излучаемая из плазмы энергия  $W_A$  определялась по методике, изложенной в <sup>(6, 8)</sup>. Абсолютная величина  $W_A$ , как и омических потерь в плазме  $W_a$ , 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-

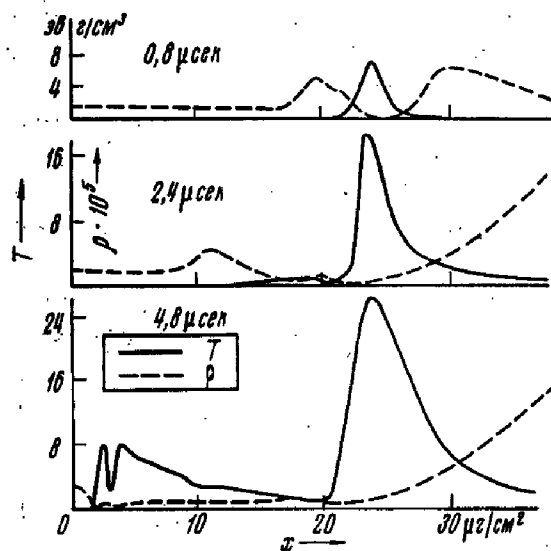


Рис. 2

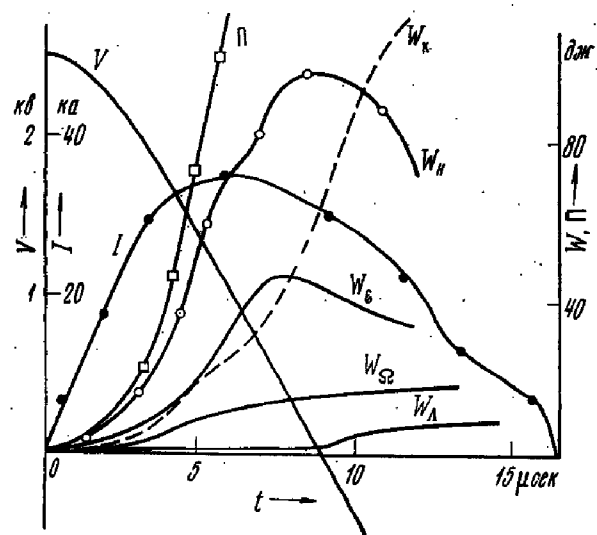


Рис. 3

нее предложенных моделях. В отличие от модели с постоянной проводимостью <sup>(3)</sup>, в плазме возникают токовые слои. Однако здесь это уже не бесконечно тонкие бесструктурные образования, как в модели магнитного поршня <sup>(2)</sup>, Т-слои эволюционируют, порождают ударные волны, распространяющиеся в обе стороны, а это приводит, в свою очередь, к рождению новых Т-слоев, образованию плазменных сгустков и их взаимодействию, к обратному движению вещества и появлению замкнутых петель тока в плазме.

Институт прикладной математики  
Академии наук СССР  
Москва

Поступило  
12 V 1972

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Л. А. Арцимович и др., ЖЭТФ, 33, 3 (1957). <sup>2</sup> M. Rosenbluth, Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-1850, 1955. <sup>3</sup> Г. М. Бам-Зеликович, Изв. АН СССР, сер. Механика и машиностр., № 2 (1963). <sup>4</sup> Н. А. Хижняк, А. Д. Калмыков, ЖТФ, 36, 1608 (1966). <sup>5</sup> К. В. Брушлинский, Н. И. Герлах, А. И. Морозов, Магнитная гидродинамика, № 1, 3 (1967). <sup>6</sup> В. Я. Гольдин и др., Исследование задач магнитной радиационной газодинамики численными методами на ЭВМ, М., Инст. прикл. матем., Препринт, № 36, 1971. <sup>7</sup> А. А. Самарский, П. П. Волосевич и др., Журн. вычислит. матем. и матем. физ., 8, № 5, 1025 (1968). <sup>8</sup> В. Я. Гольдин, Б. Н. Четверушкин, Методы расчета переноса излучения в одномерных задачах низкотемпературной плазмы. Препринт Инст. прикл. матем., № 12, 1970, деп. № 2796-70. <sup>9</sup> Ю. П. Попов, А. А. Самарский, Журн. вычислит. матем. и матем. физ., 10, № 4, 990 (1970). <sup>10</sup> А. Н. Тихонов, А. А. Самарский и др., Эффект Т-слоя в магнитной гидродинамике, М., 1969. <sup>11</sup> Л. М. Дегтярев и др., Теплофизика высоких температур, 3, 471 (1969). <sup>12</sup> Беляев и др., Расчет нестационарного ускорения плазмы в одномерном приближении, М., 1969, Инст. прикл. матем., деп. № 1790-70. <sup>13</sup> К. В. Брушлинский и др., Мех. жидкости и газа, № 5, 29 (1970).