

УДК 533.95

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ВЗРЫВА В ДИПОЛЬНОМ ПОЛЕ В РЕЖИМЕ КВАЗИЗАХВАТА ВЗРЫВАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ

В. М. Антонов, Ю. П. Захаров, А. В. Мелехов, В. Н. Ораевский*,
А. Г. Пономаренко, В. Г. Посух

Институт лазерной физики СО РАН, 630090 Новосибирск

* Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН,
142190 Москва

С целью разработки методики моделирования в лабораторных условиях космического взрыва в магнитосфере Земли и других планет с помощью облаков лазерной плазмы проведены эксперименты с использованием мощного CO_2 -усилителя, излучение которого с энергией приблизительно 300 Дж и длительностью импульса порядка 10^{-7} с при фокусировке на капролоновую мишень диаметром 4 мм создавало взрывающуюся плазму в поле магнитного диполя с характерным размером 15 см и магнитным моментом $1,1 \cdot 10^7$ Гс · см³. Приводятся предварительные результаты моделирования космического взрыва в условиях квазизахвата, когда энергия взрыва много меньше магнитной энергии Земли, а точка взрыва расположена в экваториальной плоскости на расстоянии двух земных радиусов.

Введение. Проблема квазизахвата плазмы в дипольном магнитном поле при внешней инжекции типа точечного взрыва возникла во время первых испытаний ядерного оружия в космическом пространстве (“Аргус”, “Старфиш” и др.) [1, 2].

В связи с запретом ядерных взрывов начали проводиться натурные эксперименты с инжекцией плазменных потоков с использованием электрической, химической и солнечной энергии (АМРТЕ, Crest и др.) [3]. Возможности этих экспериментов из-за малости энергии взрыва ограничены решением отдельных, хотя и весьма важных задач, таких как исследование устойчивости плазменной границы, структуры бесстолкновительных ударных волн при взаимодействии с “солнечным ветром”, ускорения частиц и т. п. Большинство этих задач успешно решается в лабораторном эксперименте, что позволяет значительно сократить финансовые затраты [4, 5]. Таким образом, моделирование сильных взрывов, когда радиус торможения плазменных продуктов соизмерим с размерами диполя или даже магнитосферы планеты или звезд, в настоящее время возможно только в лабораторных условиях.

Практические задачи в подобной постановке возникают при непосредственном получении электрической энергии в магнитной ловушке при лазерном термоядерном синтезе и создании лазерного реактивного двигателя.

В связи с развитием программы “Космическая погода” несомненный интерес представляет также реализация модельных опытов по проверке глобальной устойчивости магнитосферы при сильных возмущениях в “солнечном ветре” или с использованием ядерных зарядов для разрушения астероидов [6].

Работа выполнена в рамках проекта “Космический эксперимент в лаборатории” (договор № 09/31-00) и Федеральной целевой научно-технической программы “Фундаментальные космические исследования” (контракт № 101-09(00)-П).

В данной работе описан модельный эксперимент по внешней (взрывной) инжекции плазмы в режиме квазизахвата, т. е. когда энергия взрыва много меньше энергии магнитного поля магнитосферы (например, Земли), а характерные масштабы взаимодействия соизмеримы с размерами планеты.

1. Постановка задачи и параметры подобия. При изучении эффектов внешней инжекции будем рассматривать только взрывы, плазменные продукты которых имеют начальную скорость разлета V_0 меньше или одного порядка со скоростью альфвеновских волн в окружающей среде, т. е. $V_0 \leq V_A$, что соответствует случаю малых начальных чисел Альфвена — Маха $M_A = V_0/V_A \leq 1$. Эти условия выполняются для взрывов, производимых на расстоянии $L = R_0/R_g \geq 1,5$, если $V_0 \leq (0,5 \div 1) \cdot 10^8$ см/с. Здесь R_0 — расстояние от центра диполя до точки взрыва; R_g — радиус поверхности диполя (например, проводящей поверхности ионосферы или Земли).

В рассматриваемой ситуации можно пренебречь взаимодействием горячей плазмы с фоновой плазмой и учитывать в первом приближении только взаимодействие ее с дипольным магнитным полем [6].

В бесстолкновительном случае процесс характеризуется следующими безразмерными параметрами (комплексами):

$$\varkappa = \left(\frac{R_B}{R_0}\right)^3 = E_0 \frac{3}{\mu_g B_g} L^3, \quad \varepsilon_B = \frac{R_L}{R_B}, \quad L = \frac{R_0}{R_g}, \quad \theta, \quad \frac{m_i}{z_i m_e} \gg 1, \quad \frac{V_0}{c} \ll 1.$$

Здесь $R_L = m_i c V_0 / (z_i e B_0)$ — циклотронный радиус ионов облака в точке взрыва R_0 ; V_0 — начальная скорость ионов облака; B_0 — значение магнитного поля в точке взрыва; c — скорость света; m_i , m_e — масса иона и электрона; z_i — заряд иона; E_0 — энергия взрыва; $\mu_g B_g / 3$ — энергия магнитной сферы; $R_B = (3E_0/B_0^2)^{1/3}$ — характерный масштаб торможения плазмы в однородном магнитном поле $B = B_0$. Параметр \varkappa в идеальном МГД-приближении ($\varepsilon_B \ll 1$) определяет форму и размеры магнитной каверны, которые должны также зависеть от широтного угла θ . В более общем случае параметр ε_B может быть любым, и его влияние на картину течения плазмы в дипольном поле требует экспериментальной проверки. С теоретической точки зрения этот вопрос даже для взрывов в однородном поле [7] полностью не изучен.

Эксперименты, проведенные на стенде КИ-1 [8], показали, что с увеличением параметра ε_B ($\varepsilon_B > 1$) усиливается желобковая неустойчивость на границе магнитной каверны, что приводит к существенному ослаблению процесса торможения плазмы магнитным полем и уменьшению размеров каверны ($R < R_B$). Плазма разбивается на отдельные струи с характерным размером, не превышающим значение $R_L/4$, поляризуется и вытекает из каверны поперек поля без потерь энергии. Это означает, что происходит существенное снижение эффективности захвата плазмы с начальным значением $\beta = n_{i(0)} m_i V_0^2 4\pi / B_0^2 \gg 1$ в однородном магнитном поле ($n_{i(0)}$ — концентрация ионов в момент образования лазерной плазмы).

В неоднородном, в частности, в дипольном магнитном поле подобные эксперименты, впервые проведенные на стенде КИ-1 [9], показали, что теоретическая модель [4], основанная на МГД-приближении, удовлетворительно описывает движение плазмы и формирование магнитной каверны только на начальной стадии торможения. Аналогичные результаты получены при сравнении данных эксперимента КЭВЛ-1 с результатами трехмерных численных расчетов [10].

Таким образом, существует очевидная необходимость проведения дальнейших экспериментов для уточнения или развития соответствующих теоретических моделей и расчетов.

2. Описание установки КИ-1. Установка КИ-1 разработана для моделирования нестационарных процессов в космической плазме в лабораторных условиях. Как правило,

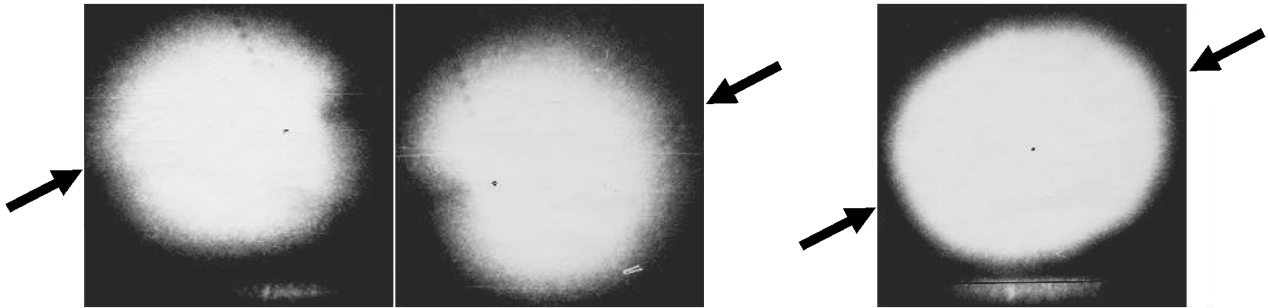


Рис. 1. Свечение плазмы из капролона при одно- и двухлучевом облучении через 0,8 мкс после начала взрыва (стрелками показаны направления лазерного луча; масштаб 1 : 6,4)

рассматриваются явления, изучение которых с помощью космических аппаратов затруднено или в настоящее время практически невозможно [9, 11].

Установка состоит из высоковакуумной (порядка 10^{-5} Па) камеры диаметром 1,25 м и длиной 5 м, мощного CO_2 -усилителя с энергией 10^3 Дж в импульсе длительностью 10^{-7} с, квазистационарного аксиального магнитного поля $B \leq 1$ кГс и импульсного магнитного диполя с магнитным моментом $\mu \approx 10^7$ Гс · см³. Кроме того, для моделирования “солнечного ветра” имеется источник водородной плазмы, способный создать условия искусственной магнитосферы или заполнить камеру фоновой замагниченной плазмой с концентрацией $n_i \sim 10^{12} \div 10^{14}$ см⁻³ в течение $10^{-3} \div 10^{-4}$ с.

Для моделирования космического взрыва используются два встречных лазерных пучка с интенсивностью порядка 10^{10} Вт/см², которые фокусируются на закрепленный на тонкой нити диаметром 0,2 мм шарик из капролона ($\text{C}_6\text{H}_4\text{ON}$)_n или из других материалов диаметром до 4 мм. Диаметр лучей в месте нахождения шарика приблизительно 10 мм. В этих условиях удается создать квазисферическое облако лазерной плазмы, состоящей в основном из ионов C^{+4} , C^{+3} и H^+ , разлетающееся с радиальной скоростью $(1 \div 2) \cdot 10^7$ см/с.

На рис. 1 приведены фотографии свечения лазерной плазмы из капролона, полученные с использованием электронно-оптического преобразователя за время приблизительно 30 нс. Граница свечения облака от каждого из лучей напоминает кардиоиду, поэтому при одних и тех же условиях облучения можно добиться квазисферической формы облака с соотношением осей $1,2 \div 1,5$.

3. Методы диагностики. При исследовании динамики движения лазерной плазмы и измерении ее параметров использовались следующие диагностические средства и методы (рис. 2):

— скоростная фоторегистрация со временем экспозиции менее 30 нс в отдельных линиях многозарядных ионов лазерной плазмы или в интегральном свечении в оптическом диапазоне;

— измерение концентрации частиц плазмы с помощью двойных цилиндрических зондов Ленгмюра со сферической диаграммой направленности;

— диагностика локальных потоков ионного заряда плоскими зондами и цилиндрами Фарадея;

— определение исходного зарядомассового состава ионов лазерной плазмы времяпролетным анализатором с предварительным ускорением ионов;

— определение динамики движения слоя плазмоида с концентрацией электронов $n_e = 1,5 \cdot 10^{13}$ см⁻³ фазовым локактором на частоте 35 ГГц;

— регистрация возмущения магнитного поля трехкоординатными миниатюрными магнитными зондами;

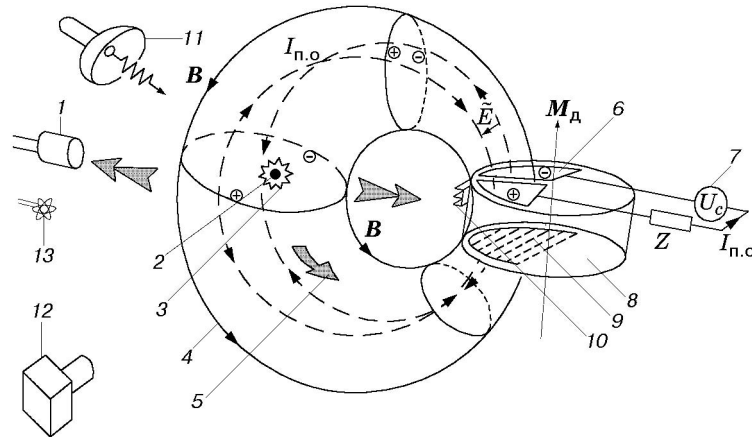


Рис. 2. Схема движения плазмы и размещения диагностической аппаратуры:

1 — модифицированные зонды Ленгмюра (цилиндры Фарадея); 2 — мишень; 3 — расширяющееся облако лазерной плазмы; 4 — невозмущенные силовые линии магнитного поля; 5 — потоки плазмы; 6 — электроды в полярной области; 7 — внешний источник напряжения; 8 — генератор магнитного поля; 9 — секционированный калориметр в полярной области; 10 — экваториальный калориметр; 11 — СВЧ-локатор (35 ГГц); 12 — электронно-оптический преобразователь; 13 — линейка из пяти трехкомпонентных магнитных зондов; \vec{E} , $I_{п.о}$ — крупномасштабные ЭДС и токи на поверхности диполя в полярной области; Z — импеданс нагрузки; M_d — магнитный момент диполя

— измерение интегральной энергии плазмы, достигающей экваториальной области на поверхности диполя, термопарным калориметром;

— измерение интегральной энергии плазмы, выделяющейся на поверхность диполя в интервале широт $35 \div 83^\circ$, секционированным по широте калориметром;

— регистрация крупномасштабных токов, потенциалов и потоков частиц, появляющихся в полярных областях, с помощью двух плоских проводящих электродов, установленных в полярной области.

Применяемая диагностическая аппаратура обеспечивала локальное пространственное и временное разрешение не менее 0,5 см и 20 нс соответственно.

Специальные системы крепления и перемещения электрических и магнитных зондов позволяли исследовать динамику разлета плазмы в экваториальной и меридиональной плоскостях. Установка зондов в радиальном направлении от мишени давала возможность определить характер разлета и вычислить исходные параметры плазменного облака, такие как полная кинетическая энергия E_0 , полное число ионов N_i и др.

Применяемая контактная диагностическая аппаратура работала в “плавающем” режиме. Для передачи сигналов датчиков использовались широкополосные импульсные трансформаторы и оптоэлектронные преобразователи.

Системы подачи разности потенциалов и измерения тока между электродами зонда имели высокоомную гальваническую развязку относительно проводящих элементов установки на основе широкополосных трансформаторов и оптоэлектронных пар (светодиод — фотодиод) с полосой пропускания не менее 20 МГц.

Схема измерений токов и потенциалов в полярной области приведена на рис. 3. Два плоских токоприемных электрода из титана толщиной 50 мкм устанавливались со стороны южного полюса. Размеры электродов обеспечивали регистрацию всех частиц, достигающих поверхности диполя и движущихся в направлении полюса от магнитной широты мишени и выше. Вдоль основной меридиональной плоскости между электродами имелся зазор $h = 0,3 \text{ см} \gg R_{L,e}$ ($R_{L,e}$ — ларморовский радиус электронов).

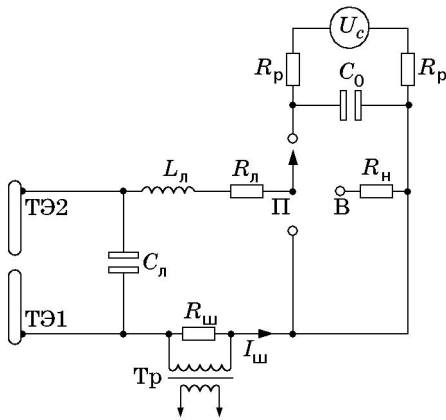


Рис. 3. Схема измерения токов и потенциалов в полярной области:

ТЭ1, ТЭ2 — токовые электроды; $I_{ш}$ — ток в измерительной цепи; U_c — напряжение внешней ЭДС; $L_{л} = 1,6 \cdot 10^{-7}$ Гн, $C_{л} = 800$ пФ, $R_{л} = 0,04$ Ом — индуктивность, емкость и сопротивление передающей линии; $R_{ш} = 0,04$ Ом — омический шунт для измерения тока $I_{п.о}$; Тр — разделительный широкополосный трансформатор ($0,001 \div 50$ МГц); П — переключатель режима измерений; $R_p = 30$ кОм — высокоомные резисторы; $R_{н} = 20 \div 50$ Ом — резистор нагрузки при измерении разности потенциалов $U_{п.о}$; $C_0 = 600$ мкФ — емкость внешнего источника напряжения

Гибкая линия служила для передачи тока и напряжения, появляющихся на электродах, в схему режимов измерений, расположенную вне вакуумной камеры. Измерение тока $I_{ш}$ в цепи между электродами осуществлялось шунтом ($R_{ш} = 0,04$ Ом), подключенным к регистрирующей аппаратуре через разделительный трансформатор Тр. В режиме измерения тока передающая линия подключалась непосредственно к шунту. В этом случае реализуется схема с минимальным вносимым импедансом цепи и $I_{п.о} = I_{ш}$ (индекс п.о. соответствует значениям в полярной области).

Для измерения потенциалов в цепь тока $I_{ш}$ включался высокоомный резистор $R_{н} = 20 \div 50$ Ом. Амплитуда разности потенциалов между электродами вычислялась по соотношению $U_{п.о} = I_{ш} R_{н}$ (переключатель режимов находился в положении П–В).

Включение внешнего источника напряжения U_c на базе конденсатора C_0 использовалось для уточнения ионного тока насыщения и определения симметрии потоков плазмы на электроды. Для измерения ионного тока насыщения на электрод ТЭ1 (к западу от основной меридиональной плоскости) подавалось дополнительное отрицательное напряжение смещения $U_c \approx U_{п.о}$.

С учетом данных измерений полное число ионов, попадающих на электроды, вычислялось по формуле

$$N_{п.о} = \frac{2}{e \langle z_i \rangle (1 + k)} \int_0^t I_{п.о} dt,$$

где $k = 0,7$ и $\langle z_i \rangle = 2,7$ — измеренные зондами значения коэффициента вторичной эмиссии и заряда ионов соответственно.

4. Условия эксперимента. При проведении опытов в режиме квазизахвата в соответствии с теоретическими оценками [4] реализованы следующие условия:

— взрыв осуществляется в экваториальной плоскости, поскольку в этом случае требуются меньшие значения a для осуществления режима захвата и имеется возможность изучить динамику плазмы в полярной области;

— с учетом возможностей диагностической аппаратуры выбраны геометрия опытов и режим создания лазерного облака со следующими параметрами: $\bar{E}_0 = 8$ Дж, состав облака $(1/2)C_4^{+4}$ и $(1/2)H^+$, средняя масса ионов облака $\bar{m}_i = 6,5$, средний заряд ионов $\bar{z}_i = 2,5$, средняя скорость ионов $\bar{V}_0 = 1,5 \cdot 10^7$ см/с, полное число ионов $N_i \approx 6,6 \cdot 10^{16}$, магнитное поле в точке взрыва $B_0(R_0) = 10^3$ Гс, характерный радиус торможения $R_B = 6,2$ см, характерное время торможения плазмы $t_B = R_B/V_0 = 4,13 \cdot 10^{-7}$ с $\gg t_n = 10^{-7}$ с (t_n — длительность лазерного импульса), характерный ларморовский радиус $\bar{R}_L \approx 3,9$ см,

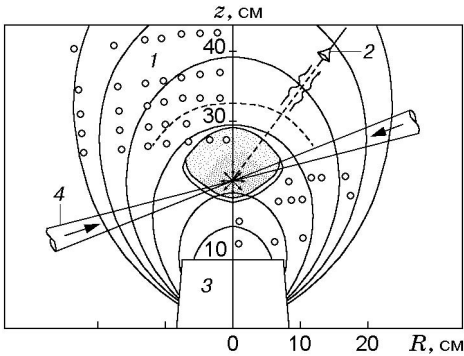


Рис. 4. Принципиальная схема эксперимента:
1 — цилиндрические зоны; 2 — локатор; 3 — магнитный диполь; 4 — лазерный пучок (10,6 мкм); точки — положения зондов

расстояние до точки взрыва $R_0 = 21,8$ см, характерный размер оболочки диполя $R_g = 10$ см.

Условия эксперимента обеспечивали следующие значения безразмерных комплексов: $\alpha = 2 \cdot 10^{-2}$, $\varepsilon_B \approx 0,62$, $L \approx 2,18$, $V_0/c \ll 1$.

5. Результаты экспериментов. В данных опытах планировалось исследовать картину течения плазмы, возникающей при взрыве мишени, расположенной в экваториальной плоскости на расстоянии $L = R_0/R_g = 2,18$, где R_0 — расстояние от центра диполя до мишени; R_g — характерный размер внешней оболочки диполя, форма и материал которой могут изменяться (нержавеющая сталь, титан, медь, диэлектрик и т. п.).

Поскольку данные эксперименты проводились впервые и имели методический характер, для имитации ионосферы в полярных областях использовалась титановая фольга.

На рис. 4 изображена принципиальная схема экспериментов.

На рис. 5, а представлены типичные осциллограммы ленгмюровских зондов, установленных в верхней полуплоскости на различных расстояниях от центра вдоль оси z (см. рис. 4). На осциллограммах показана форма наблюдаемых сигналов при свободном

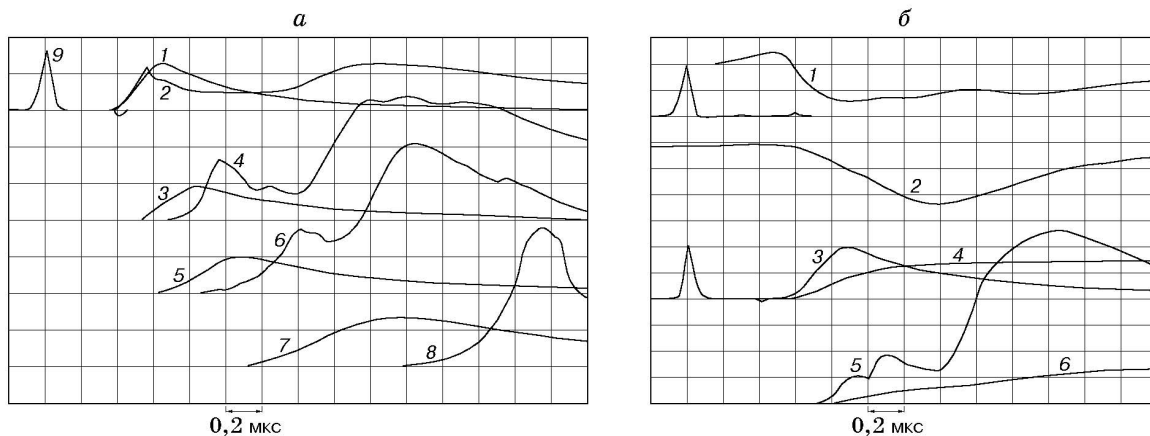


Рис. 5. Осциллограммы ленгмюровских зондов, установленных в верхней полуплоскости (а), и показания магнитного датчика, расположенного под углом $41,5^\circ$ ($r = 6,5$ см), и ленгмюровского зонда ($z = 9$ см) (б):

а — 1, 3, 5, 7 — $B_0 = 0$; 2, 4, 6, 8 — $B_0 = 1$ кГс; 9 — лазерный импульс; 1, 2 — $z = 6,5$ см; 3, 4 — $z = 9$ см; 5, 6 — $z = 12$ см; 7, 8 — $z = 21,8$ см; цена деления: 1 — $n_i = 5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$; 2 — $n_i = 10^{14}$ см $^{-3}$; 3, 4 — $n_i = 2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$; 5, 6 — $n_i = 10^{13}$ см $^{-3}$; 7 — $n_i = 10^{12}$ см $^{-3}$; 8 — $n_i = 5 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$; б — 1 — $M(t)$; 2 — угол поворота α результирующего вектора \mathbf{B} ; 3, 5 — $n_i(t)$; 4, 6 — $\varepsilon(t)$; цена деления: 1 — $M = 0,5$; 2 — $\alpha = 50^\circ$; 3, 5 — $n_i = 2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$; 4, 6 — $\varepsilon = 0,4$ Дж/стер

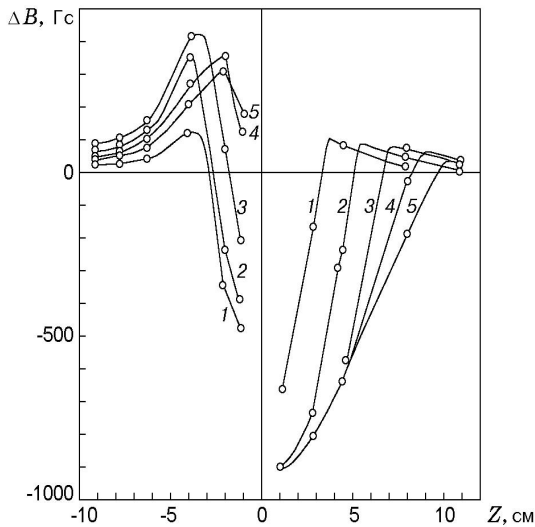


Рис. 6. Пространственно-временное распределение возмущений магнитного поля ΔB в направлении диполь — мишень:

1 — $t = 0,2$ мкс; 2 — $t = 0,4$ мкс; 3 — $t = 0,6$ мкс;
4 — $t = 0,8$ мкс; 5 — $t = 1,0$ мкс

разлете облака без и в присутствии дипольного поля. Амплитуда сигналов пропорциональна концентрации ионов n_i . Из задержки этих сигналов относительно друг друга следует, что происходит существенное торможение облака при его движении поперек магнитного поля. На магнитном зонде, установленном на том же расстоянии, что и ближайший к мишени ленгмюровский зонд ($z = 6,5$ см), наблюдается стадия формирования магнитной каверны, характеризующаяся быстрым “выметанием” начального магнитного поля $B_0(r)$. Эффективность этого процесса определяется относительной величиной модуля возмущенного магнитного поля $M(r, t) = |\mathbf{B}|/|B_0| = \sqrt{(B_0 + \Delta B)^2/B_0^2}$, где ΔB — поле, создаваемое диамагнитными токами на границе плазмы. На рис. 5,б (кривая 1) представлена зависимость $M(t)$, рассчитанная на основе измерений значения ΔB , полученного с помощью трехкомпонентного магнитного зонда, расположенного в точке $z = 6,5$ см (см. рис. 4). Из осциллограмм следует, что перед фронтом расширяющейся плазмы магнитное поле усиливается ($M > 1$), а затем резко уменьшается, достигая значения $M \approx 0,25$, что свидетельствует о сильном ослаблении магнитного поля в плазме, т. е. о формировании магнитной каверны.

Наиболее отчетливо стадия торможения, т. е. квазизахвата, видна на осциллограмме с ленгмюровского зонда, расположенного на расстоянии от мишени вдоль вертикальной оси $z \approx 9$ см (кривые 3–6 на рис. 5,б). Видно, что относительные потери энергии облаком в данном направлении, которые характеризуют эффективность захвата, $\eta = (\varepsilon(0) - \varepsilon(B))/\varepsilon(0) \leq 60\%$, что близко к теоретически возможному значению $\eta \approx 75\%$ (ε — энергия, поступающая на зонд).

Зонды, установленные в нижней полусфере вдоль вертикальной оси (см. рис. 4), к моменту $t \leq 0,5$ мкс фиксируют полную остановку плазмы в направлении к диполью на расстоянии до 5 см и последующее отражение ее в верхнюю полусферу.

На рис. 6 представлено пространственное распределение магнитной каверны вдоль вертикальной оси в различные моменты времени, которое удовлетворительно согласуется с результатами измерений электрическими зондами.

Таким образом, длительность стадии квазизахвата $\Delta t \approx 1,0 \div 1,2$ мкс, и в экваториальной плоскости поперечные размеры облака и магнитной каверны приближаются к теоретически возможным значениям.

На рис. 7 видно, что область свечения плазмы в меридиональной плоскости с течением времени приобретает четкую границу в нижней полусфере, квазисферическую — в верхней

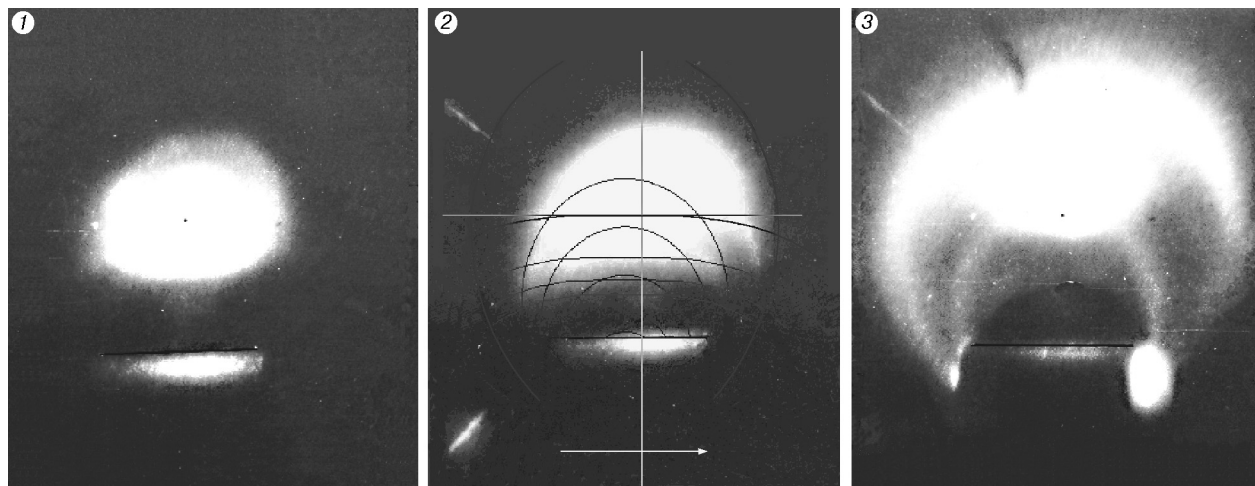


Рис. 7. Свечение плазмы в меридиональной плоскости (масштаб 1 : 6,8, время экспозиции 30 нс):

1 — $t = 0,7$ мкс; 2 — $t = 1,0$ мкс; 3 — $t = 1,65$ мкс; горизонтальная светящаяся полоса в нижней части кадров — отраженный свет от поверхности диполя

и вытянутую — в направлении магнитных полюсов двух конических струй. Ближайшая к диполю поверхность этих струй “связана” с плазмой в нижней полусфере, а внешняя — с плазмой в верхней полусфере. Эта картина напоминает “рога” в полярной области Земли, куда затекает “солнечный ветер”.

5.1. *Структурирование плазмы.* Фотографии и сигналы, регистрирующие поступление плазмы в полярную область, фиксируют появление ярко светящихся пятен, несимметричных относительно меридионального сечения, и возникновение токов, протекающих в фольге в направлении запад — восток.

По-видимому, пятна зарождаются в результате развития униполярных дуг, обеспечивающих замыкание продольных токов в искусственной ионосфере. Эти пятна четко выделяются на фоне общего диффузного свечения, форма которого отражает проекцию (вдоль силовых линий) экваториального сечения плазмы на полярную область. Указанные явления интенсивно развиваются в конце стадии торможения, которая при $t \geq 1$ мкс плавно переходит в стадию интенсивно развивающихся желобков на внешней плазменной границе.

На рис. 8 представлены фотографии, полученные с использованием электронно-оптического преобразователя, в направлении, перпендикулярном экваториальной плоскости, для двух моментов времени, которые хорошо иллюстрируют описанную выше картину. В интервале $\Delta t = 1 \div 2$ мкс число мод уменьшается с $m \approx 30$ до $m \approx 5 \div 7$, т. е. плазма разбивается на отдельные трубки, каждая из которых движется независимо в направлении от диполя со скоростью $V = (6 \div 8) \cdot 10^6$ см/с $< V_0$.

В данных опытах отсутствовала возможность одновременной фоторегистрации свечения плазмы в двух перпендикулярных направлениях. Поэтому диполь поворачивался на 90° , т. е. изменялось направление падения лучей по отношению к направлению силовой линии поля в точке взрыва.

На рис. 7 лазерные лучи расположены в меридиональной плоскости, на рис. 8 — в экваториальной. В первом случае на стадии развития желобковой неустойчивости, фиксируемой с помощью электрических зондов, наблюдалось меньшее количество мод, а на третьей стадии — фактически одна мода, которая проектировалась в полярную область в виде одиночной струи (кадр 3 на рис. 7).

Результаты проведенных измерений позволяют более детально описать картину течения плазмы в данных опытах.

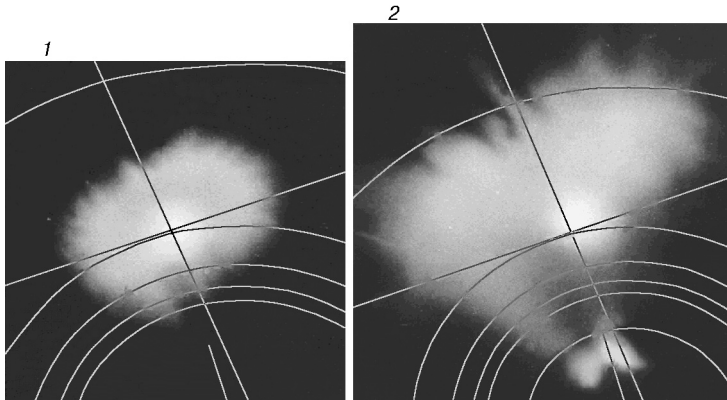


Рис. 8

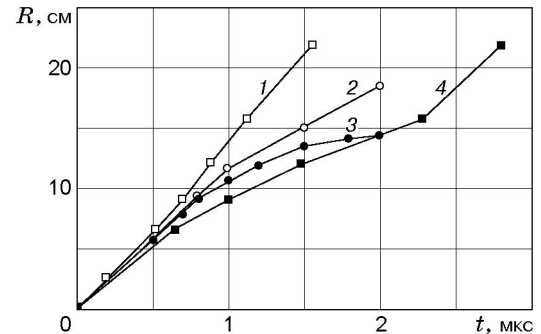


Рис. 9

Рис. 8. Фотографии, полученные с использованием электронно-оптического преобразователя, в направлении, перпендикулярном экваториальной плоскости:

1 — $t = 0,95$ мкс, масштаб 1 : 6,28; 2 — $t = 2,4$ мкс, масштаб 1 : 8

Рис. 9. $(R-t)$ -диаграмма движения верхней границы плазменного облака:

1 — движение фронта излучения СВЧ; 2 — максимум плотности ионов в магнитном поле; 3 — МГД-расчеты в секторном приближении [4]; 4 — положение фронта плотности ионов на передней границе облака при $B_0 = 0$

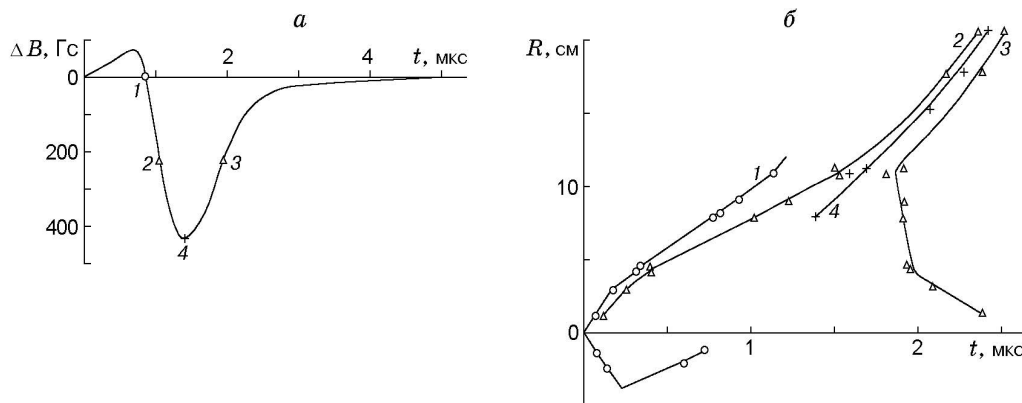


Рис. 10. Типичная осциллограмма возмущения магнитного поля (а) и $(R-t)$ -диаграмма (б):

1 — начало магнитной каверны, 2, 3 — ее передний и задний фронты, 4 — максимум вытесненного поля

На рис. 9, 10 представлены $(R-t)$ -диаграммы движения внешней плазменной границы, определяемые с помощью зондов и методов СВЧ-локации; движения фронта магнитной каверны; движения плазмы в отсутствие магнитного поля. Данные получены в условиях прохождения лазерного луча в меридиональной плоскости. Хорошо видно развитие первой стадии, когда происходит передача энергии облака магнитному полю и движение границы замедляется. При этом радиус облака стремится к предельно возможному теоретическому значению радиуса торможения в верхней полусфере.

Граница магнитной каверны сильнее отстает от границы плазмы, что может свидетельствовать о начале влияния желобковой неустойчивости на эффективность магнитного торможения. Как отмечено выше, аналогичная картина наблюдается и в однородном маг-

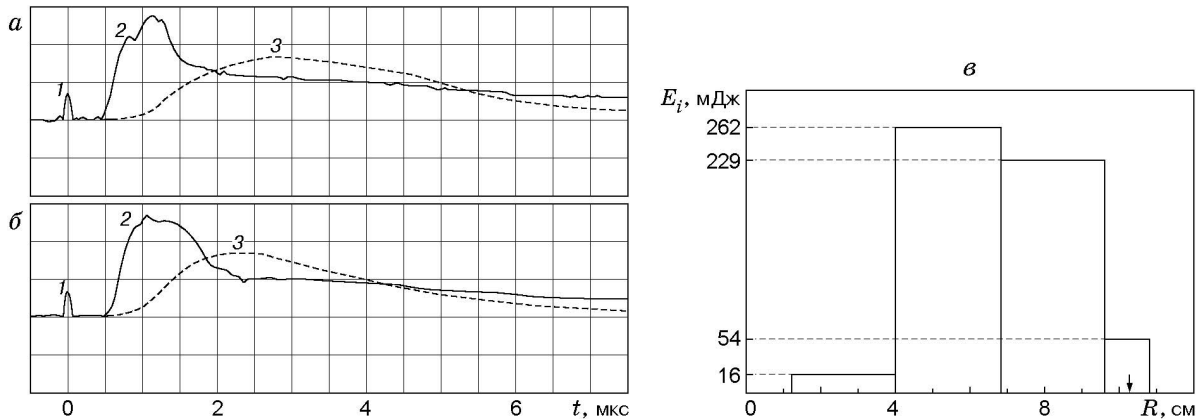


Рис. 11. Распределение разности потенциалов $U_{п.о}$ (а), тока $I_{п.о}$ (б) и энергии (в) в полярной области (стрелкой показан край торцевой поверхности корпуса диполя): 1 — лазерный импульс; 2 — $U_{п.о}$ (цена деления 113 В); 3 — $I_{п.о}$ (цена деления 192 А); а — $B_0 = 1,0$ кГс, б — $B_0 = 0,5$ кГс

нитном поле [5, 7]. Это означает, что неоднородность магнитного поля $\Delta R \simeq R_0/3 \sim R_B$ не подавляет развитие неустойчивости в условиях данного эксперимента.

Для случая, когда лазерный луч находится в меридиональной плоскости, плазма, начиная с расстояния $r \approx R_B$, эффективно переходит в одномодовый режим, сжимается в экваториальном направлении и в виде диамагнитной струи ускоряется в радиальном направлении со скоростью $V \approx (5 \div 8) \cdot 10^6$ см/с, что хорошо видно на всех $(R-t)$ -диаграммах и приведенных фотографиях.

5.2. *Результаты измерений в полярной области.* Динамику формирования токов и потенциалов в полярной области иллюстрирует рис. 11, на котором показаны типичные осциллограммы тока $I_{п.о}$ и разности потенциалов $U_{п.о}$ при $B_0 = 1,0; 0,5$ кГс. Направление тока $I_{п.о}$ соответствует движению положительного заряда по измерительной цепи от электрода ТЭ1 (западная долгота) к электроду ТЭ2. Анализ разности потенциалов подтверждает, что положительный заряд ТЭ1 выше. Регистрируемые сигналы $U_{п.о}$ и $I_{п.о}$ появляются с задержкой $t \approx 0,5$ мкс с момента облучения мишени лазерным импульсом.

Как показывают зондовые измерения в экваториальной плоскости, начиная с момента $t \approx 0,5$ мкс “каверна” с полным вытеснением магнитного поля и плазмоид перемещаются в направлении от диполя в область меньших полей. По-видимому, регистрируемая разность потенциалов $U_{п.о}$ свидетельствует о возникновении электрических полей при движении плазмоида поперек магнитных силовых линий и последующем “выносе” их к поверхности диполя вдоль магнитных силовых линий.

При соприкосновении плазмы с проводящей поверхностью диполя возникает ток. Заряд со стороны положительно заряженных трубок переносится ионным потоком из плазмы, а отрицательно заряженных — электронным. Максимальное значение тока $I_{п.о}$ ограничивалось ионным током на поверхность электродов и не превышало 0,05 полного поверхностного тока плазмоида в сильнодиамагнитной стадии (до 1,5 мкс) или направленного ионного потока в более позднее время.

Наибольшее выделение энергии в полярной области происходит в моменты $t \approx 1 \div 3$ мкс, когда значительная часть энергии вытесненного магнитного поля вновь трансформируется в кинетическую энергию потоков плазмы.

Распределение интегральной энергии вдоль поверхности диполя показано на рис. 11, в. Из представленных данных следует, что примерно половина регистрируемой энергии поступает из области квазизахвата плазмы (нижняя плазменная струя). Другая половина энергии поступает на более высокие широты от частиц удаляющегося плазмоида.

B_0 , кГс	$U_{\text{п.о}}^{\text{max}}$, В		$I_{\text{п.о}}^{\text{max}}$, А		$U_{\text{п.о}}^*$, В		$N_{\text{п.о}} \cdot 10^{-15}$		$E_{\text{п.о}}$, Дж	
	МП	ЭП	МП	ЭП	МП	ЭП	МП	ЭП	МП	ЭП
1,0	333	511	630	719	135	184	7,5	6,16	0,542	0,458
0,5	281	359	578	520	111	154	4,9	5,19	0,324	0,311
0,25	107	187	580	308	58	78,3	4,6	2,25	0,153	0,085
0,1	49,5	59	423	139	32	39,5	4,4	1,29	0,045	0,005
0	0	—	0	—	0	—	—	—	0	—

Примечание. МП — меридиональная плоскость, ЭП — экваториальная плоскость.

Энергия полярного калориметра и разность потенциалов возрастают с увеличением магнитного поля, проявляя тенденцию к насыщению при $B_0 \approx 1$ кГс. Максимальная зарегистрированная энергия не превышала значения $0,125E_0$ (E_0 — начальная энергия облака плазмы).

Анализ данных измерений показывает, что коэффициент преобразования кинетической и электрической энергии в энергию, измеряемую калориметром, может отличаться от единицы и быть порядка 0,5 (регистрируются вторичная плазма и интенсивное излучение из области контакта). Поэтому необходима модернизация диагностической аппаратуры и разработка методик регистрации, выделяющих кинетическую и электрическую составляющие поглощаемой энергии.

В таблице представлены экспериментальные данные, характеризующие осредненные токи, потенциалы, потоки частиц и энергии в полярной области ($U_{\text{п.о}}^{\text{max}}$ — максимальная разность потенциалов между электродами; $I_{\text{п.о}}^{\text{max}}$ — максимальный ток, генерируемый между электродами; $U_{\text{п.о}}^*$ — разность потенциалов, соответствующая значению $I_{\text{п.о}}^{\text{max}}$; $N_{\text{п.о}}$ — количество ионов, достигающих электродов; $E_{\text{п.о}}$ — энергия, зарегистрированная калориметром в полярной области).

Возникновение светящихся пятен на поверхности диполя в малых магнитных полях, а также результаты измерений экваториальным калориметром свидетельствуют о проникновении значительной доли взрывной плазмы на более низкие широты вне зоны регистрации полярным калориметром и электродами.

Заключение. Проведенные эксперименты позволили разработать методику моделирования в лабораторных условиях динамики развития космического взрыва в неоднородном магнитном поле в режиме квазизахвата при $L \approx 2$.

Определены основные характерные стадии протекания процесса начиная с момента формирования трехмерной магнитной каверны, напоминающей изогнутую в направлении полюсов магнитную ловушку, и заканчивая стадией сравнительно медленного всплывания или дрейфа вытянутых в меридиональном направлении плазменных струй в направлении от диполя.

В отдельных струях наблюдалось длительное (в течение 20 мкс и более) существование захваченной плазмы при концентрации до 10^{12} см $^{-3}$.

При выбранном параметре ε_B стадия эффективного торможения облака магнитным полем хотя и приближается, но не достигает предельно возможного по пространственным масштабам значения R_B вследствие развития неустойчивости и последующего сильного структурирования внешней границы плазмы.

Таким образом, общий баланс энергии в системе можно представить следующим образом. На первой стадии облако передает магнитному полю до 50–60 % своей начальной энергии. Часть ее может расходоваться на выталкивание диамагнитной каверны в область слабого поля и дополнительное ускорение плазмы как целого, о чем свидетельствует по-

явление поляризационных потенциалов и закорачивающих продольных токов, а другая часть (порядка 15 %) выделяется в полярных областях в виде потерь кинетической энергии ионов.

Из результатов экспериментов следует, что с увеличением параметра α (с уменьшением магнитного поля) граница отражения плазмы приближается к поверхности диполя, однако количество энергии, попадающей в полярную область, сильно уменьшается, т. е. эффективность захвата плазмы в магнитную ловушку заметно снижается. Это явление представляет значительный интерес, поскольку связано с инъекцией плазмы на малых высотах $L \approx 1,1 \div 1,5$, имеет важное практическое значение для прогноза космической погоды и требует детального исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Zinn J., Hoerlin H., Petschek A. G.** The motion of bomb debris following the starfish test // Radiation trapped in the earth's magnetic field / Ed. by B. M. McCormac. Dordrecht: Reidel Publ. Co, 1966. P. 671–692.
2. **Ступицкий Е. Л.** Магнитосферный ядерный взрыв // Физика ядерного взрыва. М.: Наука, 1997. Т. 1. С. 398–413.
3. **Bernhardt P. A., Roussel-Dupre R. A., Pongratz M. B., et al.** Observations and theory of the AMPTE magnetotail barium releases // J. Geophys. Res. 1987. V. 92, N A6. P. 5777–5794.
4. **Никитин С. А., Пономаренко А. Г.** Динамика и пространственные границы торможения плазменного облака взрыва в дипольном магнитном поле // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 6. С. 3–10.
5. **Захаров Ю. П., Оришич А. М., Пономаренко А. Г.** Лазерная плазма и лабораторное моделирование нестационарных космических процессов. Новосибирск: Ин-т теорет. и прикл. механики СО АН СССР, 1988.
6. **Никитин С. А., Пономаренко А. Г.** Энергетические критерии формирования искусственной магнитосферы // ПМТФ. 1995. Т. 36, № 4. С. 3–7.
7. **Winske D.** Development of flute on expanding plasma clouds // Phys. Fluids B. 1989. V. 1, N 9. P. 1900–1910.
8. **Захаров Ю. П., Оришич А. М., Пономаренко А. Г., Посух В. Г.** Экспериментальное исследование эффективности торможения магнитным полем расширяющихся облаков диамагнитной плазмы // Физика плазмы. 1986. Т. 6, № 5. С. 674–678.
9. **Antonov V. M., Zakharov Yu. P., Melekhov A. V., et al.** Simulation of explosive-type cosmophysical phenomena in the laser experiments // Proc. of the Intern. symp. "Modern problems of laser physics" (MPLP). Novosibirsk: Siberian division of Russ. Acad. of Sci., 1996. P. 359–363.
10. **Muranaka T., Nakashima H., Uchimura H., et al.** Analysis of exploding plasma behavior in a dipole magnetic field // Japan J. Appl. Phys. 2001. V. 40, pt 1, N 2A. P. 824–831.
11. **Геворкян Л. Б., Оришич А. М., Пономаренко А. Г. и др.** О моделировании некоторых астрофизических явлений в лабораторном эксперименте // Аэрофизические исследования: Сб. науч. тр. Новосибирск: Ин-т теорет. и прикл. механики СО АН СССР, 1976. Вып. 6. С. 192–196.

Поступила в редакцию 28/V 2001 г.