

УДК 533.95

ВЛИЯНИЕ ПРОВОДИМОСТИ ПОВЕРХНОСТИ НА ФОРМИРОВАНИЕ МАГНИТОСФЕРЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ОБТЕКАНИЮ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМОЙ

В. М. Антонов, Э. Л. Бояринцев, Ю. П. Захаров, А. В. Мелехов,
В. Г. Посух, А. Г. Пономаренко, И. Ф. Шайхисламов

Институт лазерной физики СО РАН, 630090 Новосибирск
E-mail: ildars@ngs.ru

Приводятся результаты лабораторных экспериментов по обтеканию магнитного диполя лазерной плазмой, моделирующих экстремальное сжатие магнитосферы Земли плазмой, возникающей при сверхмощном корональном выбросе массы. Представлены данные по формированию искусственной магнитосферы, а также результаты исследования структуры пограничного слоя и зависимости размера магнитосферы от магнитного момента. Обнаружено, что при наличии проводящей оболочки диполя, моделирующей ионосферу, создаются условия для протекания в полярных областях интенсивных продольных токов. Установлено, что продольные токи оказывают слабое влияние на положение точки остановки плазмы и переходного слоя, но вносят существенный вклад в возмущение магнитного поля внутри магнитосферы.

Ключевые слова: магнитосфера, магнитопауза, продольные токи, лазерная плазма.

Введение. Взрывные процессы, характеризующиеся быстрым выделением энергии и нагревом вещества с его последующим разлетом с большой скоростью, представляют собой исходное состояние, типичное для многих явлений в космической и лабораторной плазме: солнечные вспышки с инъекцией корональных выбросов массы, взрывы сверхновых и новых звезд. Такие процессы имели место также в натуральных экспериментах по выбросу плазмы в ионосфере (“Starfish”) [1] и бариевых облаков в магнитосфере и солнечном ветре (AMPTE) [2]. Несмотря на различие в физике начального взрывного выделения энергии, последующая динамика инерциального разлета и характер взаимодействия с окружающей плазмой и магнитными полями имеют много общих закономерностей. При этом взаимодействие сопровождается разнообразными процессами в широком спектре временных и пространственных масштабов.

Одним из перспективных направлений лабораторного моделирования является исследование процесса динамического сверхсжатия магнитосферы под воздействием сверхмощных потоков плазмы [3–7]. Гигантские солнечные вспышки экстремальных классов X28–X50 и сопутствующие им корональные выбросы массы (КВМ) могут приводить к катастрофическим изменениям магнитосферы Земли и повреждениям систем связи и технологических цепей. Регулярно наблюдающиеся КВМ от вспышек с энергией до 10^{25} Дж сжимают магнитосферу Земли до размера, равного $(7 \div 8)R_E$ (R_E — радиус Земли).

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований СО РАН (код проекта 2.3.1.10) и при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 09-02-00492, 09-08-00970).

За всю историю наблюдений рекордное сжатие до размера, равного $5,2R_E$, было создано вспышкой, зафиксированной 4 августа 1972 г. Энергия КВМ в расчете на единичный телесный угол в направлении Земли составила порядка 10^{26} Дж. Расчеты показывают, что при энергии порядка 10^{27} Дж магнитопауза может сместиться до области радиационных поясов, находящихся на расстоянии от Земли, приблизительно равном $3R_E$. При этом образуется новая нестационарная магнитосфера, параметры которой на дневной стороне зависят только от КВМ. В момент прихода КВМ к поверхности Земли основное изменение поля на ней обусловлено сжатием магнитосферы. Оценки показывают, что уже в фазе внезапного начала бури за время порядка 1 мин возмущение поля достигает значения $SSC \approx 1200$ нТл, сравнимого с рекордным значением индекса вариации глобального поля Земли $Dst \approx 1600$ нТл, зарегистрированным в 1859 г. во время магнитной бури, вызванной КВМ при вспышке Каррингтона [8]. В таких условиях можно ожидать принципиального изменения космической погоды. Вспышка, наблюдавшаяся на лимбе Солнца 4 ноября 2003 г., подтверждает принципиальную возможность рассматриваемого сценария. Согласно данным, полученным с помощью аппарата “Ulysses”, энергия КВМ этого события составляет $7 \cdot 10^{36}$ Дж [9].

Лабораторный эксперимент позволяет определить зависимость размера магнитосферы и вариации поля от энергии КВМ в начальной фазе бури и обнаружить особенности такой сильно возмущенной магнитосферы, характерные токовые системы, области проникновения плазмы, полярные процессы [3, 4, 10]. Большое значение имеет также проверка численных моделей динамической магнитосферы [11]. Основным фактором процесса является кинетическое давление плазмы КВМ. Поэтому при моделировании не учитываются собственное магнитное поле и структура КВМ, а также его взаимодействие с солнечным ветром. КВМ представляет собой плазменное облако, образовавшееся на Солнце и свободно разлетающееся по направлению к Земле в определенном телесном угле. Фундаментальные аспекты задачи об импульсном обтекании диполя взрывной плазмой проанализированы в работах [3, 12]. Показано, что в рамках магнитогидродинамической (МГД) теории имеется только один энергетический параметр $\chi = 3W_0R_0^3/\mu^2$, связывающий энергию взрыва W_0 на расстоянии R_0 от центра диполя с моментом μ . При $\chi \gg 1$ реализуется взаимодействие типа обтекания, а при $\chi \ll 1$ происходит захват плазмы. Моделирование внутримангнитосферных взрывов в режиме $\chi \leq 1$ впервые проведено в работе [13]. Показано, что при взаимодействии взрывной плазмы с диполем наряду с магнитной каверной в полярных областях возникают разность потенциалов в направлении восток — запад и интенсивные токи в том же направлении. Измерены потоки частиц и энергии к полюсам, величина электрического потенциала в направлении утро — вечер и продольного тока в зависимости от параметра χ .

Отметим, что к числу задач о взаимодействии потоков плазмы с дипольным магнитным полем относится также ряд других прикладных проблем, находящихся на стадии теоретического анализа и практической разработки: “магнитный парус” для межпланетных сообщений [14], “магнитный щит” для космических аппаратов [15]. Результаты, полученные методом лабораторного моделирования, позволяют проводить экспериментальную проверку этих концепций и уточнять их.

В настоящей работе описываются эксперименты в режиме обтекания при $\chi \approx 100$. Режим $\chi \gg 1$ реализуется при исключительно больших энергии плазмы и геометрическом объеме установки. Для получения адекватной модели необходимо реализовать условия МГД-приближения, заведомо выполняющиеся для космической плазмы. В первую очередь это условия малости ларморовского радиуса ионов и большой длины столкновений между ионами. Впервые выполнено сравнение случаев взаимодействия с проводящей и непроводящей оболочками диполя. Проводящая оболочка моделирует ионосферу Земли и, как

показано ниже, позволяет протекать продольным токам в полярных областях. Продольные токи не только вызывают характерное свечение на полюсах, но и вносят существенный вклад в поле внутри магнитосферы. Отметим, что исследование проводится только для дневной части магнитосферы, поскольку за время обтекания диполя лазерной плазмой ее хвост не успевал образоваться. Работа посвящена комплексному исследованию параметров нестационарной магнитосферы и влияния проводимости поверхности диполя на структуру магнитосферы и энергетику взаимодействия.

Схема и результаты эксперимента. Эксперименты проводились на стенде КИ-1, включающем камеру с размерами $1,2 \times 5,0$ м, в которой обеспечивается вакуум 10^{-3} Па. Два импульсных луча CO_2 -излучения длительностью 70 нс с полной энергией каждого 150 Дж фокусировались на поверхности твердой мишени и совмещались в пятно диаметром 1 см (рис. 1). Мишень, выполненная из капролона, имела форму полусферы радиусом 3 см. Образовавшаяся лазерная плазма состояла в основном из ионов H^+ и C^{4+} примерно в одинаковых пропорциях и инерциально разлеталась со средней скоростью $V_0 \approx 1,5 \cdot 10^7$ см/с. Относительно нормали к мишени поток плазмы имел вид конуса с полууглом раствора, приближенно равным 1 рад. Полная кинетическая энергия составляла приблизительно 40 Дж, число ионов в потоке равно $5 \cdot 10^{17}$.

В соответствии с выбранным режимом генерации CO_2 -излучения помимо основного имелся еще один поток плазмы, скорость которого была в два раза меньше, а энергия — на порядок меньше. Влияние этого потока на формирование магнитосферы было незначительным и проявлялось лишь в полярных областях. На оси разлета плазмы на расстоянии от мишени $R_0 = 70$ см располагался магнитный диполь. Максимально возможное значение магнитного момента составляло $\mu = 1,2 \cdot 10^7$ Гс · см³, постоянная времени затухания — порядка 10^{-3} с при длительности процесса взаимодействия порядка 10^{-5} с. Диполь имеет стальную оболочку в виде цилиндра радиусом 10 см, половина высоты которого составляла 8 см. В настоящей работе используется геомагнитная система координат, поэтому момент диполя ориентирован в направлении, противоположном направлению оси Z . Комплекс диагностики включал измерения с помощью миниатюрных зондов Ленгмюра,

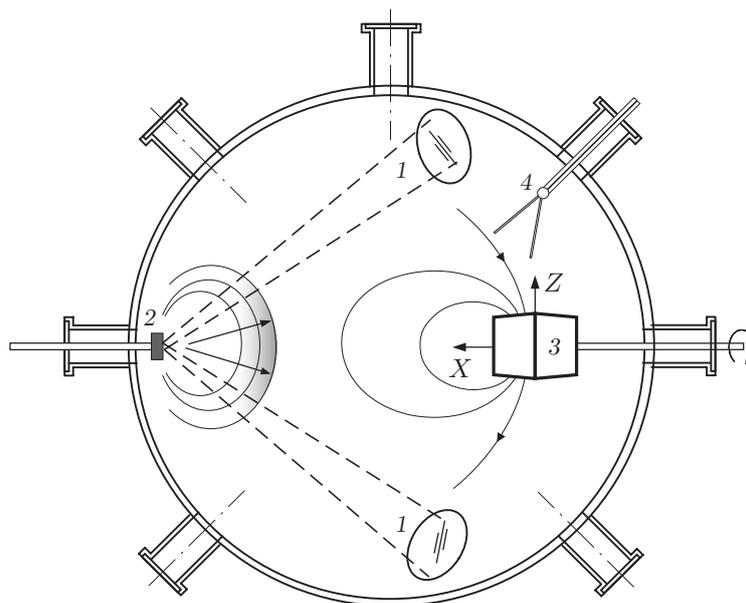


Рис. 1. Схема эксперимента:

1 — лазерный луч; 2 — мишень; 3 — магнитный диполь; 4 — зонды

Безразмерные параметры эксперимента

Условия	R_m/R_d	R_L/R_m	λ_i/R_m	$4\pi\sigma R_m V_0/c^2$	$4\pi en_e V_0 R_m/(cB)$
Лабораторный эксперимент	$2 \div 3$	0,3	≈ 5	≈ 5	≈ 5
Земля	≈ 10	$\approx 10^{-3}$	$\gg 1$	$\gg 1$	$\gg 1$
Меркурий	$\approx 1,5$	$\approx 10^{-2}$	$\gg 1$	$\gg 1$	$\gg 1$

электрических и трехкомпонентных магнитных зондов, мгновенное фотографирование с экспозицией $3 \cdot 10^{-8}$ с, спектральные измерения свечения плазмы, измерения тока в плазме с помощью пояса Роговского радиусом 1,7 см. В таблице указаны некоторые безразмерные параметры, при которых проводился эксперимент, и для сравнения те же параметры для магнитосфер Земли и Меркурия (R_m — размер магнитосферы; R_d — радиус диполя; R_L/R_m — замагниченность ионов; R_L — ларморовский радиус ионов; λ_i/R_m — число Кнудсена; λ_i — длина свободного пробега ионов; $4\pi\sigma R_m V_0/c^2$ — магнитное число Рейнольдса, выраженное через проводимость плазмы σ ; $4\pi en_e V_0 R_m/(cB)$ — параметр Холла).

Примерно через 2 мкс после облучения мишени лазерная плазма подлетала к диполю, и на расстоянии от него, равном $20 \div 30$ см (в зависимости от условий), образовывалась четко выраженная магнитопауза. Положение магнитопаузы, отделявшей внешнюю область слабого или нулевого магнитного поля от внутренней области сильного поля, не менялось в течение примерно 3 мкс, после чего она начинала смещаться от диполя. На типичной фотографии процесса в меридиональном сечении (рис. 2) отчетливо видны форма магнитопаузы, каспы и свечение, вызванное приполярными процессами. Сканирование снимков вдоль оси X и сравнение с результатами магнитных измерений показывают, что по интенсивности свечения J можно судить о положении магнитослоя. Четко выраженные границы соответствуют минимальному и максимальному возмущениям магнитного поля, а максимум свечения — максимальному градиенту поля. На рис. 3 представлены распределения концентрации ионов в плазме и возмущения Z -компоненты магнитного поля вдоль главной оси взаимодействия (оси X). Видны скачок плотности, магнитослой (область между минимумом и максимумом возмущения поля), сжатие поля во внутренней области и полное вытеснение дипольного поля за слоем. Ширина слоя $3 \div 5$ см близка к ионной плазмен-

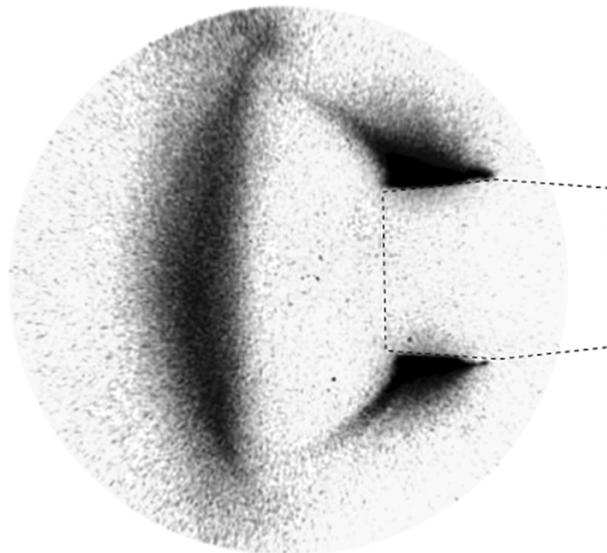


Рис. 2. Фотография процесса взаимодействия лазерной плазмы с диполем в меридиональном сечении

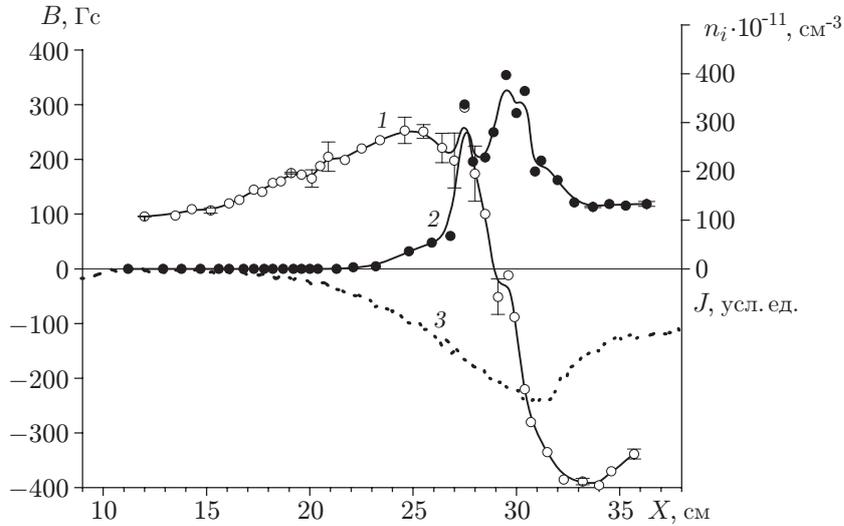


Рис. 3. Профили возмущения магнитного поля (1), концентрации плазмы (2) и свечения плазмы (3) вдоль главной оси взаимодействия, полученные в момент времени $t \approx 2,5$ мкс ($\mu = 10^7$ Гс · см³)

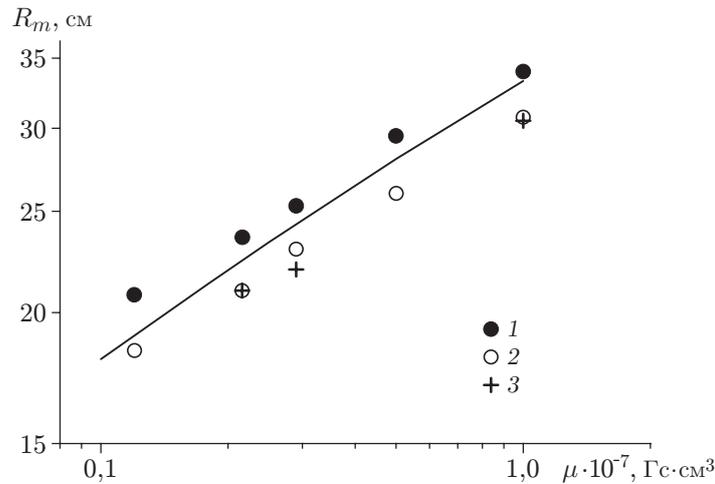


Рис. 4. Расчетная (сплошная линия) и экспериментальные (точки) зависимости положения магнитопаузы от величины момента диполя, построенные по максимальному градиенту свечения плазмы (1), максимуму свечения (2) и максимуму градиента ΔB_z (3)

ной длине $c/\omega_{pi} \approx 4 \div 6$ см. После образования магнитопаузы за слоем вверх по течению регистрировался отраженный поток ионов, по интенсивности сопоставимый с исходным.

На рис. 4 представлена зависимость размера магнитосферы, определенного как положение магнитопаузы R_m вдоль главной оси, от дипольного момента. Величина R_m найдена по характерным точкам свечения и по измеренным магнитным профилям. Положение слоя определяется балансом давлений $m_i n_i V^2 = k \mu^2 / (8\pi R_m^6)$ (числовой коэффициент k зависит от характера движения ионов и геометрии обтекания). При трехмерном расширении лазерной плазмы динамическое давление можно выразить через начальную кинетическую энергию взрыва: $m_i n_i V^2 = 6(\partial W_0 / \partial \Omega) / (R_0 - R_m)^3$ (R_0 — расстояние от центра диполя до точки взрыва). Расчетная зависимость $R_m(\mu)$ показана на рис. 4 сплошной линией. Таким образом, экспериментальные данные (с учетом значения параметра R_m/R_0 и измеренного

углового распределения потока энергии) подтверждают теоретический скейлинг Чепмена — Ферраро, основанный на масштабе магнитопаузы $R_m = (\mu^2 / (4\pi n_i m_i V^2))^{1/6}$ [16, 17].

Характерной чертой описываемых экспериментов, наряду с торможением плазмы, формированием магнитопаузы и каспов, является интенсивное структурированное свечение на полюсах диполя. Типичная фотография полярной области приведена на рис. 5. Выделяется пара пятен, расположенных на широте примерно 50° по разные стороны относительно набегающего потока плазмы. В геофизических терминах в утреннем пятне ($Y < 0$), в отличие от вечернего ($Y > 0$), имеются тонкие светящиеся волокна, ориентированные вдоль силовых линий магнитного поля. Пятна в виде овалов, появляющиеся в момент прихода плазмы на поверхность диполя, увеличиваются и смещаются по долготе и широте. Анализ построенных силовых линий магнитного поля в возмущенной магнитосфере (с учетом токов Чепмена — Ферраро) показывает, что пятна проецируются на токовый слой и область скачка плотности, показанные на рис. 3. Помимо пары пятен видно полукольцо, охватывающее полюс. По-видимому, появление этой структуры обусловлено наличием высокоширотного плазменного слоя по другую сторону каспа. Сам касп проецируется между кольцом и пятнами на широтах $60 \div 70^\circ$.

Обнаружено, что появление областей свечения вызвано наличием системы продольных токов, текущих в полярных областях. Для измерения полного тока, протекающего по поверхности диполя через меридиональное сечение в направлении утро — вечер, использовалась конструкция, показанная на рис. 5. Тонкие пластины из алюминия или меди были электрически изолированы от поверхности диполя и отделены друг от друга вдоль направления взаимодействия. Соединяющий шунт измерял полный ток, протекающий между этими пластинами. Локальная плотность тока в плазме измерялась с помощью пояса Роговского. Пояс был ориентирован перпендикулярно поверхности и мог перемещаться над утренним пятном на фиксированном расстоянии от него, равном 5 см. На рис. 6 представлены осциллограммы локальной плотности тока в плазме и полного тока между пластинами. Локальная плотность тока была неоднородной в пространстве со 100 %-й вариацией величины. Усреднение данных локальных измерений показало, что ток сосредоточен в области, приблизительно совпадающей с наблюдаемым пятном. На рис. 6 приведены результаты

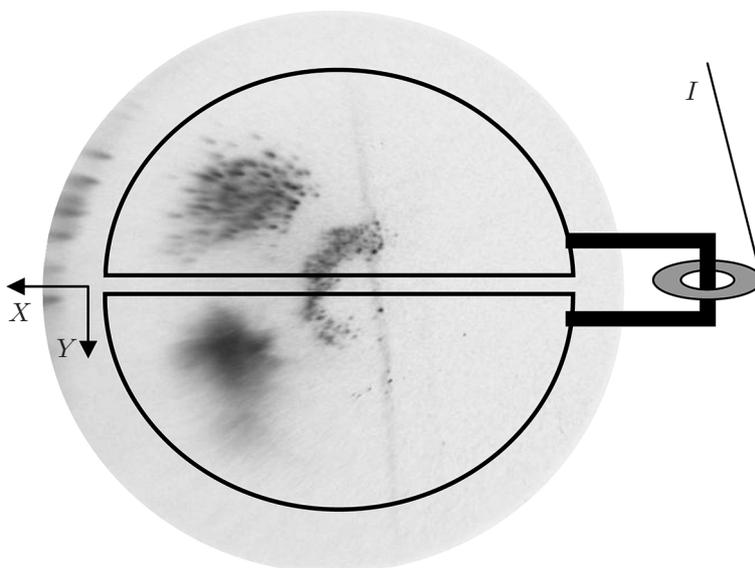


Рис. 5. Полярная область диполя в момент времени $t = 3$ мкс и схема измерения тока

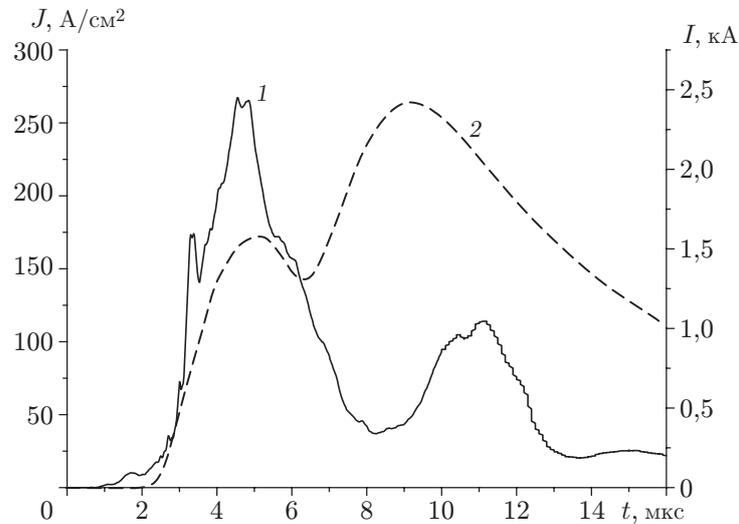


Рис. 6. Оциллограммы локальной плотности тока в плазме (1) и полного тока между пластинами (2)

измерения в центре пятна, где плотность тока максимальна. Пересекая линию раздела пятен, ток в плазме менял полярность.

Из приведенных данных следует, что на утренней стороне ток течет к поверхности диполя, затем — по поверхности в направлении утро — вечер, а на вечерней стороне — в направлении от поверхности. Такое направление соответствует токам зоны 1 на Земле [18]. Полный ток, оцененный по сумме локальных измерений над поверхностью диполя и по току между пластинами, приблизительно равен 2 кА. Отметим, что если учесть оба полюса, то эта величина оказывается одного порядка с величиной полного тока Чепмена — Ферраро $I \approx 10$ кА.

Подробные спектральные измерения свечения на полюсах показали, что свечение ионов лазерной плазмы, состоящее из отдельных линий, наблюдается в широком овале, охватывающем оба пятна и промежуток между ними. Однако в вечернем пятне интенсивность свечения спектральных линий приблизительно на порядок выше. Свечение атомов и ионов материала пластин (меди или алюминия) сосредоточено в точечных областях на утренней стороне (см. рис. 5). Такая же картина наблюдалась на стальной оболочке диполя. В последнем случае обнаружены линии железа. Свечение материала поверхности, по-видимому, обусловлено взрывной эмиссией электронов и испарением вещества [19]. Наличие в плазме положительного потенциала, необходимого для эмиссии, обнаружено на утренней стороне диполя в ранее выполненных экспериментах [13].

Таким образом, если поверхность диполя является проводящей, что соответствует ионосфере Земли, то в процессе обтекания генерируется отдельная токовая система, замыкающаяся на полюсах. Условия лабораторного эксперимента позволяют определить вклад этих продольных токов в магнитное поле внутри магнитосферы. Диэлектрическая пленка, намотанная на корпус диполя и полностью покрывающая его поверхность, эффективно подавляла продольные токи. В этом случае свечение на полюсах как в интеграле по спектру, так и в линиях было в десятки раз слабее и не имело структуры в виде двух пятен, а локальная плотность тока над полюсами не превышала уровня измерительного шума. Установлено, что в отсутствие продольных токов возмущение поля над полюсом направлено противоположно магнитным линиям диполя, т. е. преимущественно вверх на Северном полюсе. В случае проводящей поверхности диполя возмущение поля существенно больше, направлено по оси X , а Z -компонента имеет другой знак. На экваторе в отсутствие про-

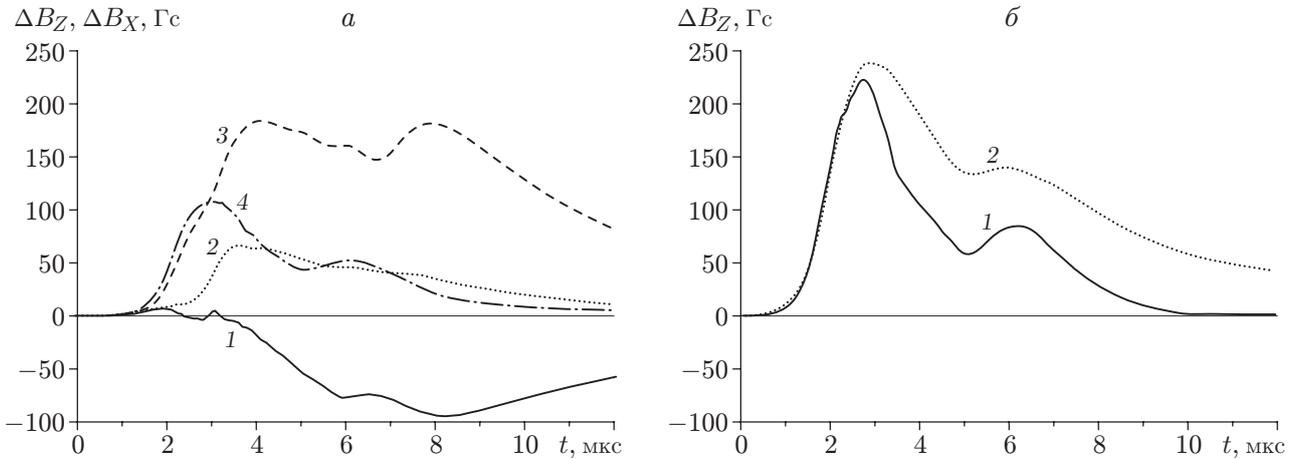


Рис. 7. Осциллограммы магнитных возмущений ($\mu = 0,25 \cdot 10^7$ Гс \cdot см³):

a — над полюсом диполя, *б* — на экваторе; 1, 3 — в случае проводящей поверхности диполя (1 — ΔB_Z , 3 — ΔB_X), 2, 4 — в случае непроводящей поверхности диполя (2 — ΔB_Z , 4 — ΔB_X)

дольных токов возмущение основной компоненты поля ΔB_Z положительно, если в плазме текут только токи Чепмена — Ферраро. Наличие продольных токов приводит к уменьшению значения ΔB_Z по сравнению с максимальным значением приблизительно на 30 %, а в момент достижения их максимума возмущение основной компоненты может становиться отрицательным.

На рис. 7, *a* представлена динамика компонент поля ΔB_Z и ΔB_X над полюсом в точке ($X = 8,5$ см, $Z = 10,5$ см, $Y = 0$). Компонента ΔB_Y в меридиональном сечении мала и на рис. 7 не приводится. В случае когда текут продольные токи, динамика поля подобна динамике этих токов, показанной на рис. 6. Два максимума, имеющие место в момент времени $t \approx 4,9$ мкс, соответствуют приходу двух потоков плазмы в полярные области. В отсутствие продольных токов возмущение поля над полюсом существенно меньше, а его динамика соответствует динамике плазмы, приходящей в область экваториальной магнитоспаузы, а не на полюсы. Динамика поля на экваторе в точке ($X = 15,6$ см, $Z = 0$, $Y = 0$) показана на рис. 7, *б*.

При наличии второй токовой системы возникает вопрос о ее влиянии на процесс торможения плазмы и общую энергетику. Для того чтобы получить ответ на этот вопрос, были проведены подробные измерения магнитоспаузы вдоль центральной линии взаимодействия. На рис. 8 показаны два профиля в момент времени, когда начинает проявляться влияние продольных токов. Несмотря на то что наличие продольных токов приводит к существенному уменьшению поля внутри магнитосферы, положение магнитослоя остается неизменным независимо от того, является ли диполь проводящим или нет. Отметим, что до развития продольных токов профили магнитоспаузы в случаях проводящего и непроводящего диполей совпадают. В последующие моменты времени различие этих профилей приблизительно такое же, как на рис. 8.

Заключение. Анализ данных, полученных в результате проведенного исследования, позволяет сделать вывод, что в лабораторных экспериментах по импульсному обтеканию диполя лазерной плазмой образуются четко выраженная дневная часть магнитосферы и каспы. Переходный слой имеет малую по сравнению с размером магнитосферы толщину и некоторые особенности, типичные для Земли: существенное увеличение плотности плазмы, наличие отраженных ионов, полное вытеснение поля за слоем, увеличение поля на внутренней поверхности магнитоспаузы в 1,5–2 раза. Лабораторный скейлинг мини-

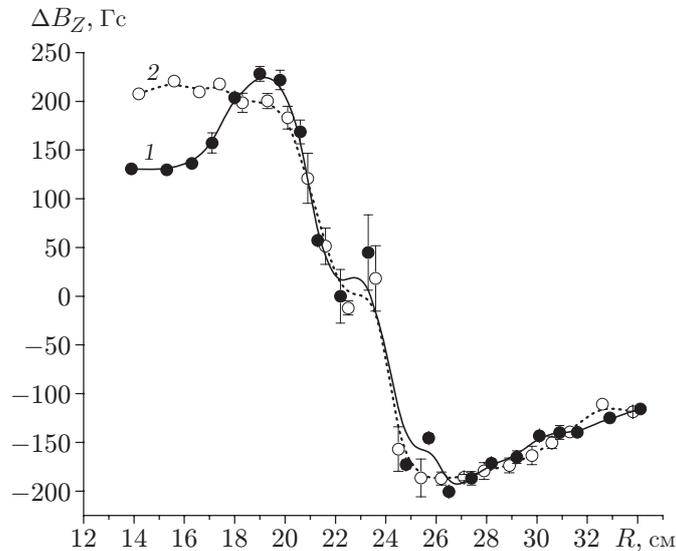


Рис. 8. Профили возмущения магнитного поля ΔB_Z вдоль оси X в момент времени $t = 3,5$ мкс в случае проводящей (1) и непроводящей (2) поверхностей диполя ($\mu = 0,25 \cdot 10^7$ Гс \cdot см³)

мального размера магнитосферы подтверждает теоретическую зависимость Чепмена — Ферраро, что позволяет использовать полученные результаты при оценке степени сжатия магнитосферы Земли под действием экстремально мощных КВМ. Эксперимент показал также, что нестационарное взаимодействие диполя с плазмой и сжатие магнитосферы сопровождаются возникновением в полярных областях значительных продольных токов. Существование этих токов непосредственно зависит от наличия проводящей ионосферы, или проводящей оболочки диполя. Условия лабораторного эксперимента позволили впервые непосредственно определить вклад продольных токов в возмущение магнитного поля внутри магнитосферы. В частности, установлено, что SSC-индекс возмущения поля на поверхности планеты в результате сжатия магнитосферы может зависеть от проводимости ионосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Palmer Dyal.** Particle and field measurements of the Starfish diamagnetic cavity // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. A12211.
2. **Bernhardt P., Roussel-Dupre R., Pongratz M., et al.** Observations and theory of the AMPTE magnetotail barium releases // J. Geophys. Res. 1987. V. 92, N A6. P. 5777–5794.
3. **Никитин С. А., Пономаренко А. Г.** Энергетические критерии формирования искусственной магнитосферы // ПМТФ. 1995. Т. 36, № 4. С. 3–7.
4. **Захаров Ю. П., Никитин С. А., Пономаренко А. Г.** Анализ и лабораторное моделирование условий глобального воздействия противостероидных взрывов на магнитосферу Земли // Вычисл. технологии. 1996. Т. 1, № 3. С. 36–43.
5. **Ponomarenko A. G., Zakharov Yu. P., Antonov V. M., et al.** Laser-plasma laboratory simulation of very strong and global impact of giant coronal mass ejections onto Earth magnetosphere // Abstr. book of the 4th Intern. conf. on inertial fusion sciences and applications, Biarritz (France), Sept. 4–9, 2005. Bordeaux: CELIA: Univ. of Bordeaux, 2005. P. 287.

6. **Ponomarenko A. G., Zakharov Yu. P., Antonov V. M., et al.** Laboratory simulation of very strong magnetosphere compression by giant solar flare plasma, supplying a SEPs trapping and other world-wide effects // Proc. of the IAUS233 symp. on solar activity and its magnetic origin of Intern. Astronom. Union, Cairo (Egypt), 31 Mar. — 4 Apr. 2006. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006. V. 2. P. 389–390.
7. **Ponomarenko A. G., Zakharov Yu. P., Antonov V. M., et al.** Laser plasma experiments to simulate coronal mass ejections during giant solar flare and their strong impact onto magnetospheres // IEEE Trans. Plasma Sci. 2007. V. 35, N 4. P. 813–821.
8. **Tsurutani B. T., Gonzalez W. D., Lakhina G. S., Alex S.** The extreme magnetic storm of 1–2 September 1859 // J. Geophys. Res. 2003. V. 108, N A7. 1268.
9. **Davidson J. D., Wang C., Kasper J. C., Liu Y.** Propagation of the October/November 2003 CMEs through the heliosphere // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. L03S03.
10. **Ponomarenko A. G., Zakharov Yu. P., Antonov V. M., et al.** Simulation of strong magnetospheric disturbances in the laser-produced plasma experiments // Plasma Phys. Control. Fusion Res. 2008. V. 50, N 7. P. 1–10.
11. **Ridley A. J., DeZeeuw D. L., Manchester W. B., Hansen K. C.** The magnetospheric and ionospheric response to a very strong interplanetary shock and coronal mass ejection // Adv. Space Res. 2006. V. 38. P. 263–272.
12. **Никитин С. А., Пономаренко А. Г.** Динамика и пространственные границы торможения плазменного облака взрыва в дипольном магнитном поле // ПМТФ. 1993. № 6. С. 3–10.
13. **Антонов В. М., Захаров Ю. П., Мелехов А. В. и др.** Исследование динамики взрыва в дипольном поле в режиме квазизахвата взрывающейся плазмы // ПМТФ. 2001. Т. 42, № 6. С. 27–38.
14. **Winglee R. M., Slough J., Ziemba T., Goodson A.** Mini-magnetosphere plasma propulsion: Tapping the energy of the solar wind for spacecraft propulsion // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. P. 21067–21077.
15. **Parker E.** Shielding space explorers from cosmic rays // Space Weather. 2005. V. 3, N 8. S08004.
16. **Акасофу С. И.** Солнечно-земная физика / С. И. Акасофу, С. Ч. Чепмен. М.: Мир, 1975. Ч. 2. С. 24–31.
17. **Zakharov Yu. P., Antonov V. M., Boyarintsev E. L., et al.** New type of laser-plasma experiments to simulate an extreme and global impact of giant coronal mass ejections onto Earth magnetosphere // J. Phys. Conf. Ser. 2008. V. 112. 042011.
18. **Iijima T., Potemra T. A.** The amplitude distribution of field-aligned currents at northern high latitudes observed by TRIAD // J. Geophys. Res. 1976. V. 81. P. 2165–2174.
19. **Бугаев С. П., Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскураков Д. И.** Взрывная эмиссия электронов // Успехи физ. наук. 1975. Т. 115, № 1. С. 101–117.

Поступила в редакцию 5/VIII 2009 г.
