

ХОЛЛОВСКИЕ ЭФФЕКТЫ И КОЛЛАПС ДИАМАГНИТНОЙ КАВЕРНЫ ПРИ РАЗЛЁТЕ ОБЛАКА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ВАКУУМНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

© 2024 г. А. А. Чибранов^{1,*}, И. Ф. Шайхисламов¹, А. Г. Березуцкий¹,
В. Г. Посух¹, П. А. Трушин¹, Ю. П. Захаров¹,
И. Б. Мирошниченко¹, М. С. Руменских¹, В. А. Терехин²

¹Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской Академии Наук, Новосибирск, Россия

²Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия

*E-mail: chibranov2013@yandex.ru

Поступила в редакцию 15.10.2023 г.

После доработки 11.03.2024 г.

Принята в печать 11.03.2024 г.

В настоящей работе описываются результаты лабораторного эксперимента по суб-альфвеновскому разлёту квазисферического облака лазерной плазмы в вакуумное магнитное поле в режиме слабомагнитных ионов. Рассматривается роль Холловских полей и токов в аномально быстрой динамике магнитного поля на фазе коллапса диамагнитной каверны. Демонстрируются подробные пространственные измерения конфигурации азимутальных Холловских полей и определяется их связь с коллапсом диамагнитной каверны. В результате проведенного эксперимента были получены данные, подтверждающие гипотезу о переносе основного магнитного поля движением электронов, связанным с Холловскими токами.

Ключевые слова: эффект Холла, лазерная плазма, диамагнитная каверна, магнитное поле, лабораторный эксперимент, сферическое облако плазмы

DOI: 10.31857/S0004629924040082 EDN: KFBVML

1. ВВЕДЕНИЕ

Первые эксперименты в космосе по сферическому разлёту плазменных облаков в магнитосфере Земли AMPTE [1] и CRRES [2] обнаружили формирование диамагнитной каверны и коллапс плазменного облака в поперечном направлении, сопровождающийся вытягиванием плазмы вдоль фонового магнитного поля. На поздней стадии расширения поля образовывались ориентированные вдоль поля желобки. Их длина волны поперек магнитного поля оказалась намного больше, чем электронные масштабы, предсказанные существовавшей теорией ниже-гибридной дрейфовой неустойчивости (LHDI) [3]. В то же время скорость их роста была намного больше, чем предсказывала крупномасштабная неустойчивость Кельвина-Гельмгольца [4]. Для объяснения физики данных явлений начали активно развигать лабораторное моделирование. Одновременно с AMPTE были проведены лабораторные эксперименты с лазерной плазмой в близком режиме по параметрам подобия и получены физически аналогичные результаты [5].

Лабораторный эксперимент позволил проводить подробные исследования различных космических явлений в масштабах лабораторной установки, используя методы физического подобия [6, 7]. При этом эксперименты лишены многих ограничений, присущих натурным измерениям с космических аппаратов, позволяют лучше контролировать и менять условия моделирования, а также производить множественные пространственно-временные измерения.

Первые лабораторные эксперименты, в которых изучалась динамика плазмы в магнитном поле и микро-неустойчивости, были реализованы с Z-пинчем и предоставили данные о плазме после фазы имплозии. На фазе имплозии было обнаружено развитие на электронных масштабах LHDI неустойчивости, поддерживающей быструю диффузию магнитного поля, которую можно описать аномальным рассеянием электронов на пульсациях электрического поля и соответствующим аномальным коэффициентом диффузии [8, 9, 10]. Развитие импульсных лазеров высоких энергий позволило проводить лабораторное моделирование расширя-

ющихся бесстолкновительных плазменных облаков, используя лазерную плазму. Эксперименты с лазерной плазмой продемонстрировали, что в режиме слабозамагниченных ионов развиваются поперечные желобки, которые имеют относительно большую длину волны (но меньше R_{Li}), вытянуты вдоль поля и не перемещаются по азимуту (частота колебаний мала), хотя имеют тенденцию закручиваться в сторону вращения электронов. Во всех опытах наблюдался высокочастотный нижнегибридный шум. В экспериментах NRL (Военно-морская лаборатория США) [11] желобки уходили свободно поперек поля далеко за пределы каверны и показывали вторичную бифуркацию. В других экспериментах (опыты в университете Нагойя, Япония) [12] желобки быстро исчезали на стадии схлопывания каверны. Также могла отличаться зависимость желобков от величины магнитного поля. В отличие от NRL, в японских опытах Okada была обнаружена практически линейная зависимость волнового числа от магнитного поля. В советских опытах на КИ-1 [5] размер каверны оказался значительно меньше R_b при больших гирорадиусах ионов $R_{Li} > R_b$. Отметим, что AMPTE и японские эксперименты имеют несколько меньшее значение параметра R_{Li}/R_b , чем американские и советские, что, видимо, обуславливает некоторые наблюдаемые различия.

Таким образом, несмотря на предыдущие значительные усилия и многочисленные исследования, классическая проблема о разлете энергичной плазмы в режиме слабозамагниченных ионов остается открытой. Решение данной проблемы требует экспериментов на относительно больших масштабах > 10 см, позволяющих реализовывать подробные пространственно-временные измерения магнитных полей, со сферическими облаками плазмы, подобно натурным явлениям. Такие модельные эксперименты с квазисферическими облаками были впервые реализованы в 2021 г. на стенде КИ-1 методом четырехлучевого облучения шарообразной лазерной мишени [13], где были получены комплексные данные об общей 3D структуре и динамике взаимодействия, желобковой неустойчивости и формировании струй плазмы вдоль магнитного поля. Впервые был продемонстрирован аномально быстрый коллапс диамагнитной каверны, который происходит как конвективный внос магнитного поля, а не диффузия с аномальным коэффициентом.

Вопрос об аномально быстром коллапсе каверны в режиме слабо замагниченных ионов был поставлен еще в первых экспериментах с лазерной

плазмой. По аналогии с Z-пинчами, данное явление объясняли развитием микро-неустойчивости, поддерживающей аномальное рассеяние электронов, тем более что быстрая неустойчивость Кельвина-Гельмгольца с масштабами вплоть до электронных действительно наблюдалась и измерялась. В работе [14] впервые была предложена альтернативная гипотеза о генерации в расширяющемся сферическом облаке плазмы азимутальных полей за счет Холловского члена и переноса магнитного поля соответствующими Холловскими токами. Роль Холловских магнитных полей и токов изучалась в близкой постановке также в работе С. И. Вайнштейна [15] и А. М. Бергельсона [16].

В экспериментах с суб-альфвеновским разлетом облака плазмы в режиме слабозамагниченных ионов ламинарные Холловские магнитные поля были впервые измерены на установке LAPD [17, 18], однако авторы экспериментов не сопоставили роль этих полей и Холловских токов с динамикой магнитной каверны.

Отметим, что имеется прямая физическая аналогия рассматриваемой задачи с хорошо известной задачей магнитного пересоединения. В классической проблеме пересоединения осознание того, что на масштабе ионной инерциальной длины возможна быстрая динамика магнитного поля, протекающая в отрыве от ионов за счет Холловских эффектов, привело в начале 2000-х к качественному прогрессу. В настоящее время генерация Холловских полей и роль Холловских токов в поддержании быстрого пересоединения полностью подтверждены в спутниковых миссиях Cluster [19] и MMS [20]. Как будет показано ниже, в задаче суб-альфвеновского разлета плазмы в режиме слабозамагниченных ионов Холловские процессы во многом аналогичны и также приводят к быстрой динамике основного магнитного поля в отрыве от ионов.

В настоящей работе описываются целенаправленные лабораторные эксперименты по установлению роли Холловских полей и токов в процессе быстрого коллапса каверны. Применение квазисферического облака плазмы впервые позволило реализовать подробные измерения, в которых была установлена трехмерная пространственная конфигурация Холловских магнитных полей и обнаружена их связь с коллапсом диамагнитной каверны. Полученные результаты и качественное соответствие измерений с приведенным теоретическим анализом в целом подтверждают гипотезу о Холловской природе аномального коллапса магнитной каверны при суб-альфвеновском разлете облака плазмы в режиме слабозамагниченных ионов.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Динамика плазменного облака исследовалась при разлете сферически симметричного облака лазерной плазмы во внешнее магнитное поле на крупномасштабном лазерно-плазменном стенде КИ-1 (ИЛФ СО РАН) [21, 22]. Для создания сферического облака применялась 4-лучевая схема облучения шарообразной мишени из вершин правильного тетраэдра, подробное описание которой изложено в нашей предыдущей работе [13]. Источником лазерного излучения является CO_2 лазер с длительностью импульса в пике ~ 70 нс и микросекундным хвостом, с полной энергией ~ 200 Дж. Излучение вводилось в вакуумную камеру диаметром 1.2 м и длиной 5 м, откачанную до давления $P \approx 2 \cdot 10^{-6}$ Торр, и фокусировалось в пятна 12 мм на шарообразной мишени из полиэтилена. Мишень закреплялась на горизонтальном керамическом стержне, ориентированном под небольшим углом к центральной оси камеры Z . Внешнее однородное магнитное поле, создаваемое соленоидом вокруг камеры, могло варьироваться по величине и направляться как по оси Z , так и против оси.

Измерения проводились с помощью системы подвижных зондов, состоящих из совмещенных магнитных и двойных несимметричных зондов Ленгюра с пространственным разрешением 0.5 см и временным разрешением не менее 20 нс. Ортогональные трехкомпонентные катушки магнитных зондов позволяли регистрировать полный вектор

магнитного поля. Зонды располагались в пространстве симметрично относительно лазерной мишени под углами $\pm 45^\circ$ к плоскости XZ , что позволяло измерять параметры ОЛП и магнитного поля одновременно в четырех направлениях (рис. 1).

3. ДИНАМИКА ПЛАЗМЕННОГО ОБЛАКА И ДИАМАГНИТНОЙ КАВЕРНЫ

На рис. 2 представлены концентрация ионов лазерной плазмы (а) и возмущение основного Z -компонента магнитного поля (б) при разлете сферического плазменного облака во внешнее магнитное поле $B_0 = 200$ Гс. Данные получены за серию запусков с высокой повторяемостью параметров плазменного облака. Зонды перемещались по радиусу R от мишени, что позволило построить профили диамагнитной каверны (рис. 3) и R - T диаграммы, наглядно демонстрирующие динамику на фазе разлета плазмы и формирования диамагнитной каверны и на фазе схлопывания диамагнитной каверны (рис. 4). Наблюдались прямой (диапазон времени $T = 0 \div 4.5$ мкс на рис. 2а) и отраженный ($T = 4.5 \div 8$ мкс на рис. 2а) плазменные потоки. Измерения возмущений основного компонента поля B_z показали, что размер каверны составил в поле 200 Гс примерно 15 см при Ларморовском гирорадиусе ионов углерода 13 см, что соответствует параметру замагниченности $\epsilon = R_L/R_b \approx 1$.

Времяпролетная диаграмма на рис. 4 наглядно демонстрирует относительную динамику ОЛП и диамагнитной каверны. Видно, что фронт плаз-

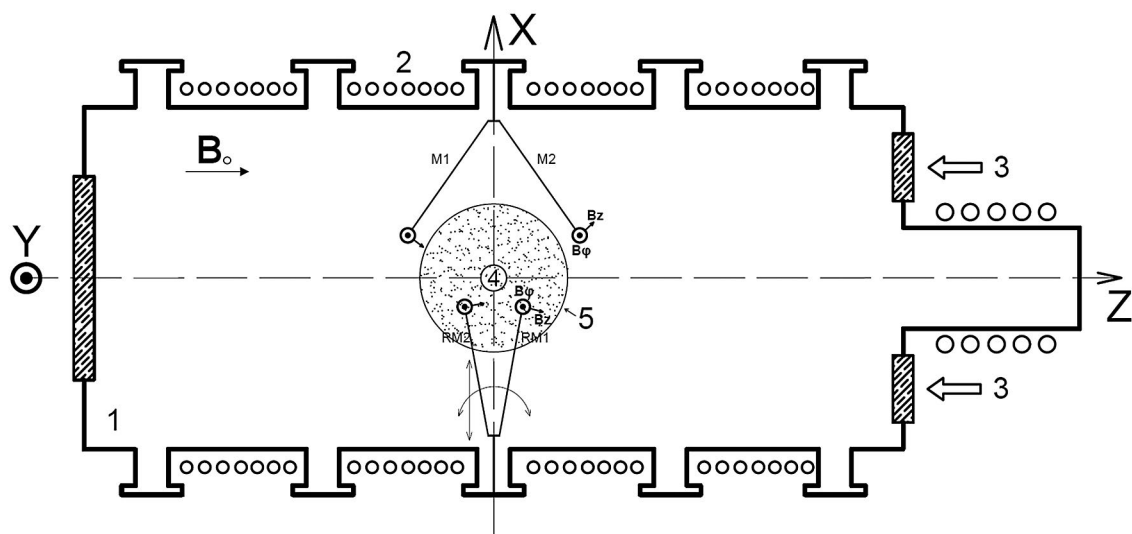


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 — вакуумная камера; 2 — соленоид для создания магнитного поля; 3 — лучи лазера при вводе в камеру; 4 — мишень; 5 — облако лазерной плазмы; M1, M2, RM1, RM2 — магнитные/электрические зонды.

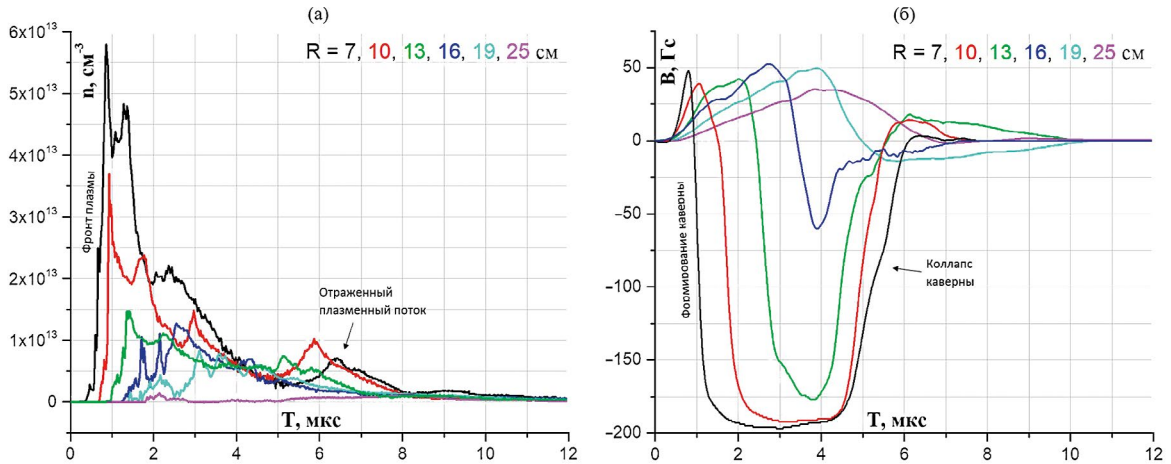


Рис. 2. Осциллограммы концентрации плазмы (а) и осциллограммы возмущения основного компонента магнитного поля δB_z (б) на разных радиальных расстояниях от мишени. Внешнее магнитное поле составляло $B_0 = -200$ Гс. Начало облучения мишени лазерным излучением происходит при $T = 0$.

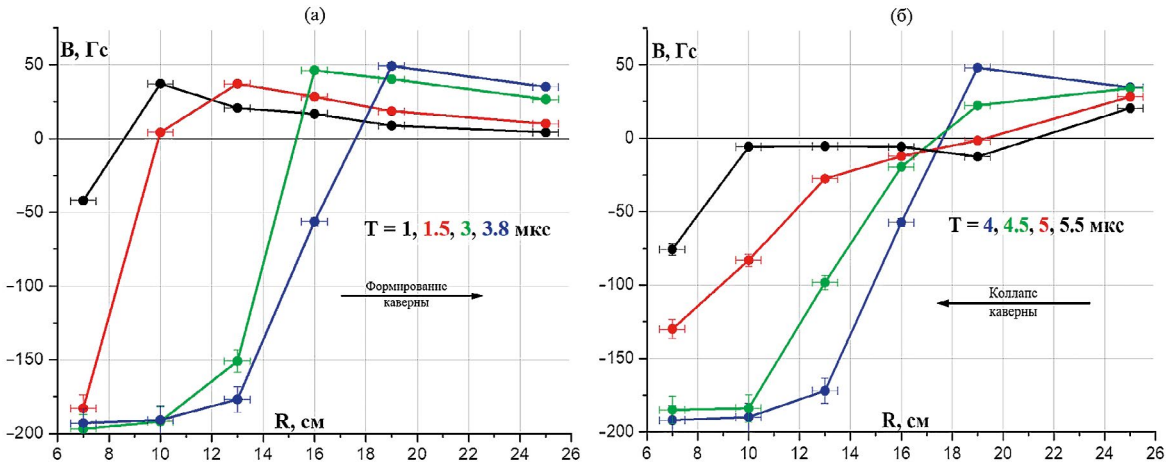


Рис. 3. Профили диамагнитной каверны в фазе формирования (а) и коллапса (б). Время T отсчитывалось с начала разлета ОЛП.

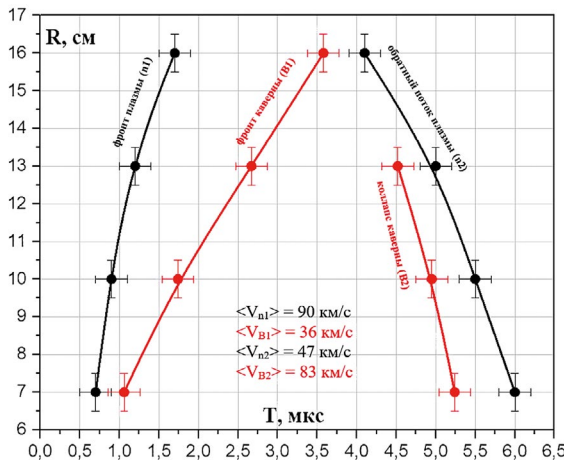


Рис. 4. R-T диаграммы движения фронта плазмы и обратного потока плазмы (черные линии), расширения и коллапса магнитной каверны (красные линии) с рассчитанной средней скоростью.

менного облака распространялся со скоростью около 90 км/с, вытесняя внешнее магнитное поле. Начиная с 4 мкс наблюдалось формирование обратного потока плазмы, который достигал расстояния 7 см при $T = 6$ мкс. При этом фронт диамагнитной каверны отставал от динамики плазмы примерно на 0.4 мкс на начальной стадии разлета, после чего существенно замедлялся. По диаграмме видно, что коллапс каверны не был связан по времени с динамикой плазмы и происходил со скоростью примерно в 2 раза превышающей скорость движения отраженного плазменного потока.

4. РОЛЬ ХОЛЛОВСКОГО ЧЛЕНА В ГЕНЕРАЦИИ АЗИМУТАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И ДИНАМИКЕ ДИАМАГНИТНОЙ КАВЕРНЫ

Уравнение индукции магнитного поля с Холловским членом имеет вид:

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = \text{rot}[\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}] = \text{rot}[\mathbf{V} \times \mathbf{B} - \mathbf{J} \times \mathbf{B} / ne], \quad (1)$$

где $\mathbf{J} = \frac{c}{4\pi} \text{rot} \mathbf{B}$, \mathbf{B} — магнитная индукция, \mathbf{V}_e — скорость электронов, \mathbf{V} — скорость ионов или плазмы, \mathbf{J} — плотность тока, n — концентрация электронов, e — заряд электрона, c — скорость света в вакууме. Для простоты и без потери общности мы рассматриваем однозарядные ионы. Первое слагаемое справа ($\mathbf{V} \times \mathbf{B}$) является магнитогидродинамическим (МГД) членом, а второе ($\mathbf{J} \times \mathbf{B} / ne$) — Холловским. В сферической/цилиндрической геометрии Холловский компонент магнитного поля генерируется градиентом тока, формирующим каверну, и концентрации вдоль силовых линий ведущего поля:

$$\partial B_\phi / \partial t \approx -B_z \frac{\partial}{\partial z} (J_\phi / ne) = (cB_z / 4\pi e) \times \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial r} B_z. \quad (2)$$

Ранее [13, 14] нами была выдвинута гипотеза, что коллапс каверны и аномально быстрое проникновение магнитного поля в плазму может происходить не диффузионно, а конвективно за счет переноса электронным током:

$$\begin{aligned} \partial B_z / \partial t &\approx -\partial / \partial r (V_r - J_r / ne) \times B_z \approx \\ &\approx -\left(V_r - \frac{c}{4\pi ne} \partial B_\phi / \partial z \right) \times \partial B_z / \partial r = \\ &= -\left(V_r - \alpha V_0 L_{pi} \frac{\partial}{\partial z} B_\phi / B_0 \right) \times \partial B_z / \partial r, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\alpha = \frac{eB_0}{V_0 m_i \omega_{pi}} = \frac{L_{pi}}{R_{Li}}$ — безразмерный параметр задачи, m_i — масса иона, ω_{pi} — ионно-плазменная частота, L_{pi} — ионно-плазменная длина, R_{Li} — Ларморовский радиус ионов, V_0 — характерная скорость разлета плазмы.

При этом азимутальное поле определяется как

$$\partial B_\phi / \partial t \approx (B_\phi / B_0) \times V_0 L_{pi} \frac{\partial}{\partial z} \frac{\alpha}{n} \frac{\partial}{\partial r} B_z. \quad (4)$$

Отметим, что в рассматриваемой геометрии сферического облака, в пренебрежении градиентом концентрации и учете только кривизны силовых линий, радиальная токовая скорость электронов $\mathbf{V}_e = -\mathbf{J} / ne$ на границе каверны направлена

к мишени в экваториальной плоскости X-Y и от мишени вблизи оси Z.

Как видно, когда перенос током электронов становится достаточно большим, например, в разреженной плазме, происходит отрыв динамики каверны от магнитогидродинамической скорости плазмы. Роль Холловской динамики определяется ионной плазменной длиной, которая увеличивается по мере расширения облака. Из уравнения (2) можно видеть, что азимутальный компонент поля B_ϕ , генерируемый Холловским членом, квадратичен по ведущему полю и не меняет знак при инвертировании B_z . Также, при пересечении экваториальной плоскости облака, B_ϕ меняет знак. Возможная структура Холловских полей и соответствующих токов, определяемых уравнением (3), демонстрируется на рис. 5. В любой из плоскостей, включающей ось Z (направление внешнего магнитного поля), азимутальный Холловский компонент поля имеет квадрупольную структуру, полностью аналогично задаче пересоединения. Холловское поле B_ϕ можно интерпретировать как тороидальный компонент, образующийся из полоидального компонента B_z широм меридиональной скорости. Роль меридиональной скорости играет скорость электронов в токовом слое каверны.

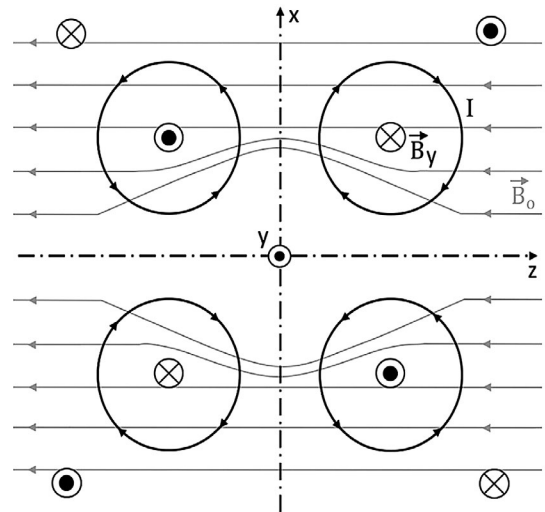


Рис. 5. Предполагаемая геометрия полей и токов, возникающих при разлете ОЛП в однородное магнитное поле. Показано искажение ведущего поля «пробочного» вида и квадрупольная структура Холловского поля B_ϕ (B_y в декартовых координатах). Его направление в данном случае соответствует генерации за счет тока, формирующего каверну $\partial B_\phi / \partial t \sim -(c/4\pi en) B_z \partial J_\phi / \partial z$, а токовая скорость электронов $\mathbf{V}_e = -\mathbf{J} / ne$, независимо от знака B_0 , направлена к мишени в экваториальной плоскости X-Y и от мишени вблизи оси Z.

5. ИЗМЕРЕНИЯ ХОЛЛОВСКОГО КОМПОНЕНТА МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Для измерения азимутальных магнитных полей зонды M1, M2, RM1, RM2 были установлены попарно, симметрично относительно экваториальной плоскости в четырех различных квадрантах. Такое расположение зондов позволило проверить квадрупольную структуру азимутального поля B_y . Каатушки зондов ориентировались таким образом, что одна из них была сонаправлена с компонентом B_y , а вторая — с основным компонентом внешнего магнитного поля B_z .

Динамика измеренного азимутального компонента B_ϕ (и связанного декартового компонента $B_y = e_y \cdot e_\phi \cdot B_\phi$) состоит из четко выраженных двух фаз (черные кривые на рис. 6–7). На фронте расширения и фронте коллапса каверны (которые наблюдаются по динамике основного компонента B_z , красные кривые) происходит быстрое изменение B_y . Компонент поля B_y показал квадрупольную структуру в разных квадрантах. Данные из-

мерений также однозначно подтверждают, что при инвертировании ведущего магнитного поля, компонент B_y не меняет знака на фазе коллапса каверны. Это однозначно доказывает, что механизм генерации азимутального поля на фазе коллапса каверны имеет Холловскую природу. При этом на фронте расширения каверны компонент B_y не показывает однозначно квадрупольной структуры и однозначной зависимости от знака B_0 . Это свидетельствует, что на фазе расширения каверны азимутальное поле генерируется смешанным образом, как за счет МГД ($\sim \mathbf{V} \times \mathbf{B}$), так и за счет Холловского ($\sim \mathbf{J} \times \mathbf{B}$) члена.

Для детального определения пространственного распределения азимутальных полей и их направления проводились подробные зондовые измерения внутри каверны, на границе и за пределами каверны. На рис. 8 построены данные с магнитных и электрических зондов таким образом, что каждая ячейка таблицы соответствует определенной точке измерения относительно

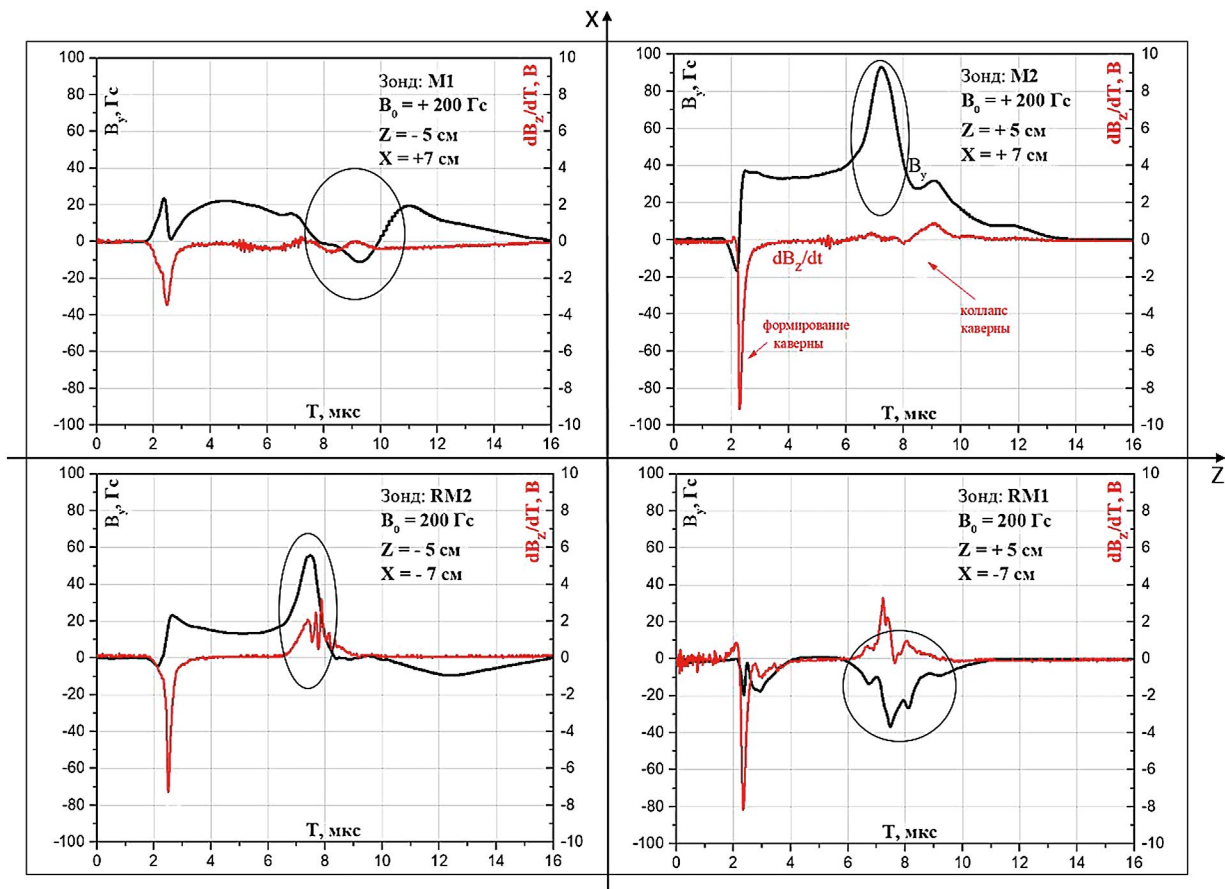


Рис. 6. Сигналы магнитных зондов. Красные кривые — производная возмущения основного компонента поля B_z . Черные кривые — величина азимутального компонента B_ϕ (овалом выделен предполагаемый Холловский компонент поля на фазе коллапса диамагнитной каверны). Данные получены для каждого квадранта при величине внешнего магнитного поля $B_0 = +200$ Гс.

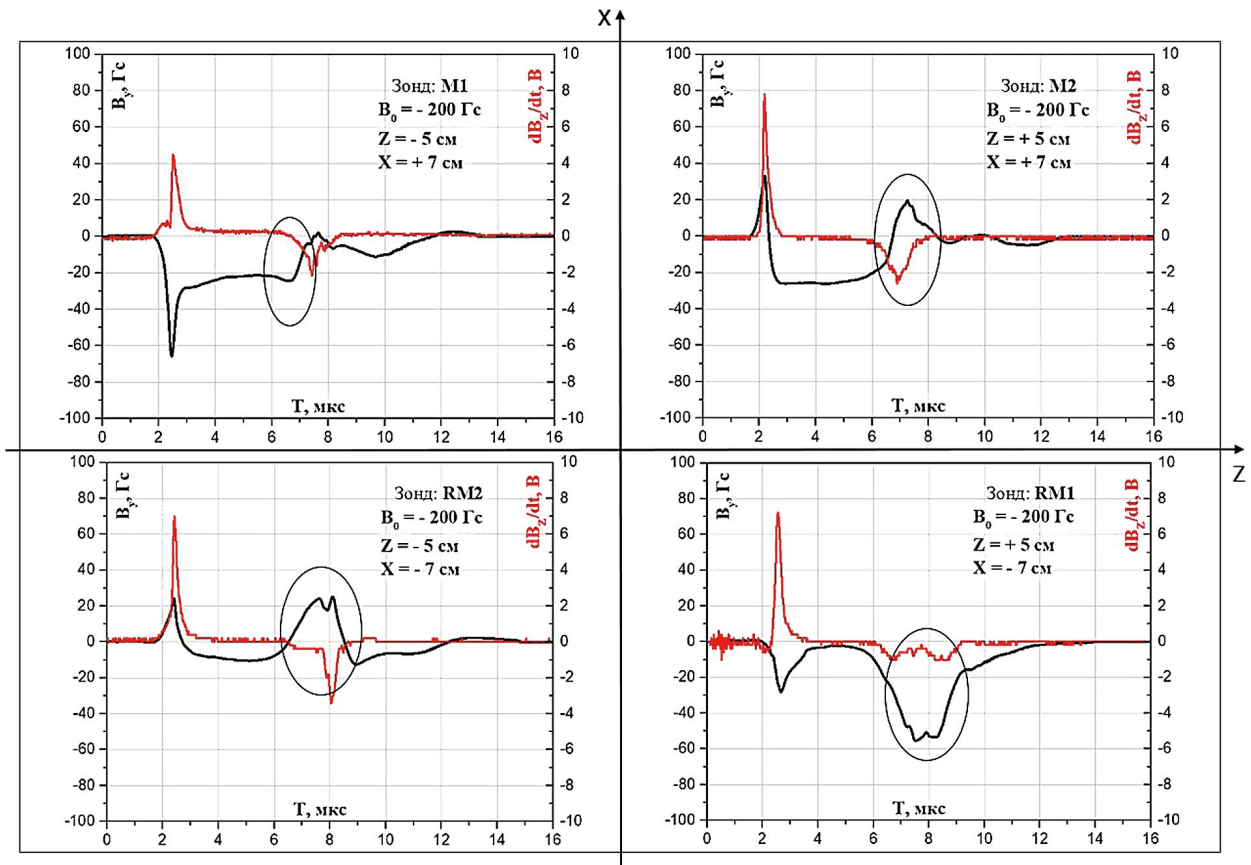


Рис. 7. Аналогично рис. 6, но с противоположным по знаку внешним магнитным полем $B_0 = -200 \text{ Гс}$.

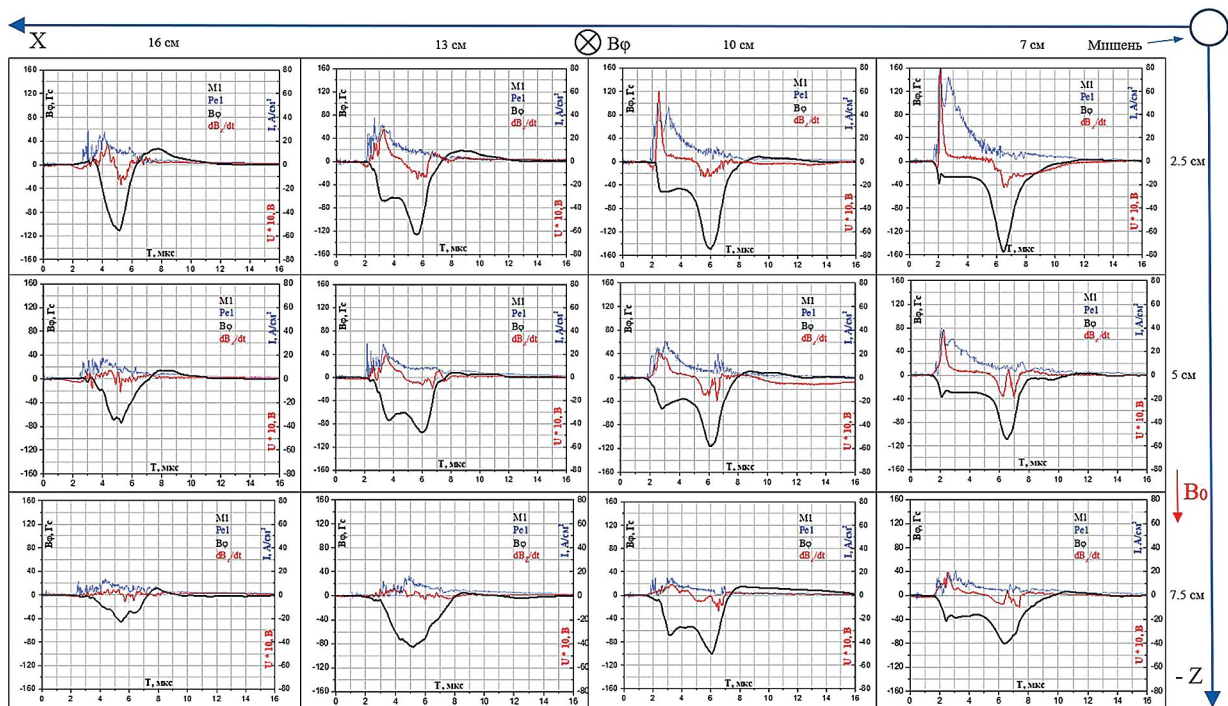


Рис. 8. Пространственная конфигурация азимутальных полей (черным), производной магнитного поля основного компонента, ориентированного вдоль оси Z (красным) и плотности тока, измеренной зондом Ленгмюра (синим) во внешнем магнитном поле $B_0 = -200 \text{ Гс}$ для одного из квадрантов в меридиональной плоскости ZX . Каждая ячейка таблицы соответствует определенной точке измерений относительно мишени.

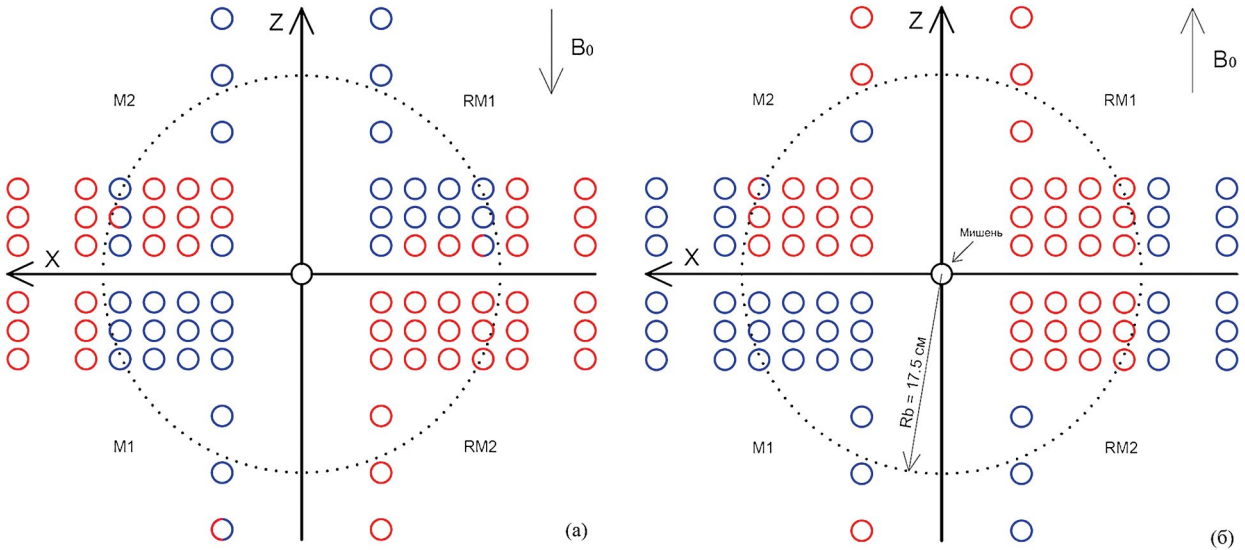


Рис. 9. Пространственное распределение компонента B_y на фронте каверны в фазе коллапса в меридиональной плоскости ZX с обратным $B_0 = -200$ Гс (а) и прямым $B_0 = +200$ Гс (б) направлением ведущего поля. Положение каждой точки на рисунке соответствует точке измерения относительно мишени, а цвет — направлению поля B_y (красный — на наблюдателя, синий — от наблюдателя).

мишени, а таблица в целом — определенному квадранту внутри каверны. Подобный вариант представления данных позволяет отследить определенные закономерности возмущений магнитного поля азимутального компонента, а также определить эволюцию диамагнитной каверны и плазменного облака.

Для представления сеточных данных, полученных во всех квадрантах, в каждой точке по результатам трех измерений определялось направление B_y компонента на фронте коллапса каверны, как это было описано выше. На рис. 9 знаки B_y отображены соответствующим цветом. Рис. 9а однозначно подтверждает квадрупольную структуру азимутального компонента (он меняет знак при переходе от одного квадранта к другому) в пределах максимального размера диамагнитной каверны. Измерения с противоположным направлением B_0 в целом подтвердили независимость азимутального поля от знака ведущего поля, но обнаружили отклонения в одном квадранте (RM1 на рис. 9б), что, видимо, связано с неполной симметричностью плазмы и образованием крупномасштабных желобков. Отметим также, что полярность азимутального компонента имеет в отдельных точках исключения из общей картины. Вероятнее всего, в генерацию поля за счет Холловского члена вносит вклад градиент концентрации. Не считая этого исключения, измерения подтвердили, что в фазе формирования и коллапса каверны генерируется азимутальный

компонент магнитного поля, который не меняет знака при обращении ведущего поля.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

В настоящей статье представлены результаты лабораторного эксперимента, направленного на подтверждение факта генерации азимутального магнитного поля за счет действия Холловского члена в законе Ома и проверку гипотезы о переносе основного магнитного поля движением электронов, связанным с Холловскими токами. Наиболее важные физические параметры эксперимента показаны в табл. 1.

Условия соответствуют режиму слабомагнитных ионов, $R_I/R_B \approx 1$, характерному для ряда активных экспериментов в магнитосфере и лабораторных опытов. Магнитное число Рейнольдса при характерной температуре электронов ~ 10 эВ достаточно велико, чтобы классическая диффузия магнитного поля была пренебрежимой.

В настоящей работе доказан факт наличия некомпланарного компонента, величина которого достигала не менее $\sim 30\%$ от ведущего поля B_0 , продемонстрирована его квадрупольная пространственная структура и независимость от знака B_0 . Это полностью соответствует механизму генерации некомпланарного компонента Холловским членом. Отметим, что в этом имеется прямая аналогия с компонентом поля, со-направленным току, в задаче

Таблица 1. Параметры эксперимента

Типичная скорость ОЛП	V_0	100 км/с
Полная энергия ОЛП	E_0	25 Дж
Фоновое магнитное поле	B_0	200 Гс
Ионный состав ОЛП	$H^+, C^{1+} - C^{4+}$	$\langle m_i / z_i \rangle \approx 2.5$
Радиус остановки ОЛП	$R_B = \sqrt[3]{3E_0 / B_0^2}$	17 см
Измеренный максимальный размер каверны	R_{B^*}	≈ 15 см
Гирорадиус ионов	$R_L = V_0 c / e B_0 \cdot \langle m_i / z_i \rangle$	13 см
Инно-плазменная длина в момент максимума каверны	$L_{pi} = c \sqrt{m_i / 4\pi e^2 z_i n_e}$	10 см
Концентрация плазмы при $R=R_B$	n_i	$\sim 10^{13}$ см $^{-3}$
Замагниченность ионов	$\varepsilon = R_L / R_{B^*}$	≈ 1
Замагниченность электронов	$\omega_{ce} \tau_{ei}$	~ 100
Магнитное число Рейнольдса	$4\pi \sigma R_B V_0 / c^2$	~ 100
Число Рейнольдса	$R_B V_0 / \eta_i$	~ 20

пересоединения противоположно направленных магнитных полей.

Сделаем количественные оценки. Рис. 2 показывает, что на расстояниях 13, 10, 7 см фронт каверны в фазе коллапса проходит примерно в моменты времени 4.5, 5 и 5.25 мкс. При этом концентрация плазмы в указанных пространственно-временных интервалах составляет $(3 \div 6) \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$. Радиальный градиент основного поля составляет в промежуток времени 4.5 \div 5.25 мкс около $(100 \div 185) / 6$ Гс/см. Характерный масштаб изменения величин вдоль ведущего поля примерно равен $L_z \approx 10$ см (рис. 9). Таким образом, характерное время роста нормированной величины азимутального компонента B_φ / B_0 оценивается из (3) в ~ 0.6 мкс, что соответствует динамике B_φ на рис. 6, 7.

Оценим теперь токовую скорость электронов в данном пространственно-временном интервале, $V_{e,r} = \frac{c}{4\pi n e} \partial B_\varphi / \partial z$. При $L_z \approx 10$ см и $B_\varphi \approx 80$ Гс получаем $V_{e,r} \approx 90$ км/с, что хорошо соответствует измеренной скорости коллапса каверны (рис. 4). Отметим, что обратное движение ионов происходит

со скоростью вдвое ниже скорости коллапса каверны и заметно позже. В промежуток времени 4.5 \div 5.25 мкс скорость ионов существенно ниже, и плазма может быть все еще в фазе расширения.

Таким образом, направление, величина и свойства измеренных полей, а также обнаруженная динамическая корреляция с фазами формирования и коллапса каверны подтверждают гипотезу о Холловской природе азимутальных магнитных полей, генерируемых в процессе разлета облака плазмы в вакуумное магнитное поле. Авторы статьи полагают из измерений и сделанных оценок, что именно Холловский ток, связанный с азимутальным полем, вызывает аномально быструю динамику диамагнитной каверны на фазе коллапса, который происходит конвективно со скоростью $V \approx 83$ км/с.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках направления 10 научной программы Национального центра физики и математики «Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P.A. Bernhardt, R.A. Roussel-Dupre, M.B. Pongratz, G. Haerendel, A. Valenzuela, D.A. Gurnett, and R.R. Anderson, *J. Geophys. Res. Space Phys.* 92, 5777 (1987).
2. P.A. Bernhardt, *Physics of Fluids B: Plasma Physics* 4, 2249 (1992).
3. N.A. Krall and P.C. Liewer, *Phys. Rev. A* 4, 2094 (1971).
4. A.B. Hassam and J.D. Huba, *Geophys. Res. Lett.* 14 (1), 60 (1987).
5. Y.P. Zakharov, A.M. Orishich, A.G. Ponomarenko and V.G. Posukh, *Plasma Phys. Rep.* 12, 674 (1986).
6. И.М. Подгорный и Р.З. Сагдеев, *УФН*. 98, 409 (1969).
7. K. Schindler, *Reviews of Geophysics* 7 (1–2), 51 (1969).
8. R.C. Davidson and N.T. Gladd, *Phys. Fluids*. 18, 1327 (1975).
9. N.T. Gladd, *Plasma Phys.* 18, 27 (1976).
10. P.C. Liewer and R.C. Davidson, *Nucl. Fusion* 17, 85 (1977).
11. B.H. Ripin, E.A. McLean, C.K. Manka, C. Pawley, J.A. Stamper, T.A. Peyser, A.N. Mostovych, J. Grun, A.B. Hassam, and J. Huba, *Phys. Rev. Lett.* 59, 2299 (1987).
12. S. Okada, K. Sato and T. Sekiguchi, *Jpn. J. Apl. Phys.* 20, 157 (1981).
13. A.G. Berezutsky, A.A. Chibrarov, M.A. Efimov, V.G. Posukh, M.S. Rumenskikh, P.A. Trushin, I.B. Miroshnichenko, Yu.P. Zakharov, V.A. Terekhin and I.F. Shaikhislamov, *Plasma Phys. Rep.* 49, 351 (2023).
14. Yu.P. Zakharov, A.M. Orishich, A.G. Ponomarenko and I.F. Shaikhislamov, in *Proc. 10th European School Plasma Physics* (Tbilisi). 184 (1990).
15. S.I. Vainshtein, S.M. Chitre and A.V. Olinto, *Phys. Rev. E* 61, 4422 (2000).
16. A.M. Bergel'son, Yu.P. Raizer and S.T. Surzhikov, *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* 32, 316 (1991).
17. A. Collette and W. Gekelman, *Phys. Rev. Lett.* 105, 195003 (2010).
18. A. Collette and W. Gekelman, *Phys. Plasmas* 18, 055705 (2011).
19. C.P. Escoubet, M. Fehringer and M. Goldstein, *Ann. Geophys.* 19, 1197 (2001).
20. J.L. Burch, T.E. Moore, R.B. Torbert and R.B. Giles, *Space Sci. Rev.* 199, 5 (2016).
21. А.М. Оришич, В.Г. Посух, В.Н. Снытников Мощные CO₂-лазеры для плазменных экспериментов и технологии (Сборник ИТПМ, Новосибирск, 56, 1986).
22. Ю.П. Захаров, А.М. Оришич и А.Г. Пономаренко Лазерная плазма и лабораторное моделирование нестационарных космических процессов (ИТПМ СО АН СССР, Новосибирск, ответственный редактор Н. Г. Преображенский, 219, 1988).

HALL EFFECTS AND DIAMAGNETIC CAVITY COLLAPSE DURING A LASER PLASMA CLOUD EXPANDS INTO A VACUUM MAGNETIC FIELD

**A. A. Chibrarov^{a,*}, I. F. Shaikhislamov^a, A. G. Berezutskiy^a, V. G. Posukh^a,
P. A. Trushin^a, Yu. P. Zakharov^a, I. B. Miroshnichenko^a,
M. S. Rumenskikh^a, V. A. Terekhin^b**

^a*Institute of Laser Physics Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia*

^b*Russian Federal Nuclear Center, All-Russian Research Institute of Experimental Physics, Sarov, Russia*

*E-mail: chibrarov2013@yandex.ru

This paper describes the results of a laboratory experiment on the sub-Alfvén expansion of a quasi-spherical laser plasma cloud into a vacuum magnetic field in the regime of nonmagnetized ions. The role of Hall fields and currents in the anomalously fast dynamics of the magnetic field during the collapse phase of a diamagnetic cavity is considered. Detailed spatial measurements of the azimuthal Hall fields configuration are demonstrated and their relationship to diamagnetic cavity collapse is determined. As a result of the experiment, data were obtained confirming the hypothesis about the transfer of the main magnetic field by the movement of electrons associated with Hall currents.

Keywords: Hall effect, laser plasma, diamagnetic cavity, magnetic field, laboratory experiment, spherical plasma cloud