

Новый тип крупномасштабных экспериментов для лабораторной астрофизики с коллимированными струями лазерной плазмы в поперечном магнитном поле

Ю.П.Захаров, А.Г.Пономаренко, В.А.Терехин, В.Г.Посух, И.Ф.Шайхисламов, А.А.Чибранов

Представлены результаты впервые проведенного комплексного эксперимента по формированию в вакууме протяженной (до ~ 0.5 м) струи в магнитном поле (до 300 Гс) за счет инжекции поперек этого поля сгустков лазерной плазмы с кинетической энергией до ~ 50 Дж (в телесном угле $\Omega \approx 1$ ср) и высокой степенью замагниченности ионов на расчетном масштабе торможения полем сгустка, как части сферы. Использовалась пластиковая мишень (полиэтилен), облучаемая СО₂-лазером в наиболее энергетически эффективном режиме (вблизи порога плазмобразования), реализуемом за счет широкого пятна излучения (диаметр 2–3 см) на мишени. В модельном эксперименте нового типа SuperJet на крупногабаритном стенде КИ-1 ИЛФ СО РАН впервые были получены зондовые данные о внутренней структуре и динамике концентрации плазмы и напряженности магнитного поля в поперечных струях, о влиянии неустойчивостей и эффектов Холла при лабораторном моделировании космических и астрофизических струй.

Ключевые слова: струи плазмы, поперечное магнитное поле, лазерная плазма, ларморовский радиус ионов, диамагнитная каверна, эффект Холла, лабораторная астрофизика.

1. Введение

С самого начала интенсивных исследований по созданию лазерной плазмы (ЛП) при облучении различных мишеней большое внимание всегда привлекала возможность формирования различного типа струй ЛП как за счет чисто классических гидродинамических эффектов [1], так и при генерации спонтанных магнитных полей, превышающих 1 МГс [2]. При этом наибольший интерес и ранее [3–6], и особенно в последние годы [7–16] представляют эксперименты по изучению влияния внешних, квазистационарных и сверхсильных (до 10 МГс и более) магнитных полей B_0 на динамику разлета ЛП, поскольку в результате почти всегда наблюдается формирование струй, распространяющихся вдоль [11–15] или поперек [3–10] поля B_0 на значительные расстояния. В настоящее время такие струи вызывают особый интерес в связи с многочисленными попытками [11–14] постановки экспериментов с ЛП (или с плазменным фокусом [15]) в сильных магнитных полях для моделирования процессов распространения астрофизических (или магнитосферных [6, 7]) струй. Однако именно в области моделирования распространения струй в магнитных полях пока получены только первые результаты, несмотря на существенные достижения [11] в решении более сложной задачи исследования неустойчивостей данных струй в замагниченной фоновой среде.

В значительной степени это может быть связано с некоторыми общими особенностями в постановке опытов в вакууме, когда для гарантированного достижения наи-

большей степени замагниченности ионов использовались максимально достижимые поля (до $B_0 \approx 30$ кГс и более) при обычно умеренной энергии плазмы E_{e0} (не более 10 Дж). В этих условиях полный поперечный размер магнитной силовой трубки, в которой будет распространяться ЛП с такой энергией, составит $2R_b \approx 14$ мм [17], где характерный радиус торможения сферического сгустка плазмы полем (по модели Райзера [18])

$$R_b = (3E_{e0}/B_0^2)^{1/3} \approx 7 \text{ мм.} \quad (1)$$

В результате на таких масштабах становится невозможным применение каких-либо других методов диагностики (например, зондовой диагностики), кроме оптических, так что структура и динамика плазмы и магнитных полей, как правило, остаются неисследованными. Конечно, условие замагниченности ионов ЛП с «направленным» ларморовским радиусом ионов $R_L \propto (m/z)V_0 \approx 2$ мм (для скорости разлета фронта ЛП $V_0 \approx 200$ км/с и отношения массы иона к его заряду $m/z \approx 3$ а.е.м.) при этом будет выполнено: впервые установленное в экспериментах [19, 20] на стенде КИ-1 требуемое критическое значение $\varepsilon_b^* \approx 0.5$ критерия замагниченности ионов

$$\varepsilon_b = R_L/R_b \approx 0.3 < \varepsilon_b^* \quad (2)$$

заведомо будет реализовано (и ЛП будет существенно заторможена на расстоянии, равном радиусу R_b).

В настоящей работе использовался другой метод реализации условия (2): за счет значительного увеличения эффективной (действующей) энергии E_{e0} ЛП при умеренных полях B_0 , который ранее был успешно применен [21] на стенде КИ-1 для решения еще одной фундаментальной задачи лабораторной астрофизики – генерации сгустками ЛП бесстолкновительных ударных волн (БУВ) в замагниченной фоновой плазме. В этом случае, как и ранее [21], использовались не так давно установленные [22, 23] пространственно-временные соотношения между геомет-

Ю.П.Захаров, А.Г.Пономаренко, В.Г.Посух, И.Ф.Шайхисламов, А.А.Чибранов. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15Б; e-mail: kilz@mail.ru
В.А.Терехин. ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ», Россия, Нижегородская обл., 607188 Саров, просп. Мира, 37

Поступила в редакцию 24 октября 2018 г.

рией разлета ЛП от плоской мишени (в виде половины эллипсоида с большой полуосью a по нормали \mathbf{n} к мишени при $t \rightarrow \infty$) и параметрами лазерного излучения (длительность τ , длина волны λ и энергия импульса Q , диаметр пятна фокусировки $D = 2r_0$, интенсивность I) и мишени (средняя величина $\langle m/z \rangle$ ионов ЛП, начальная температура электронов T_{e0} как функции $\lambda l^2 \propto Q\lambda^2/(\tau D^2)$ [24]).

2. Постановка экспериментов по моделированию поперечных струй на лазерном стенде КИ-1 ИЛФ СО РАН. Требуемые критерии подобия задачи

Основными критериями подобия задачи моделирования астрофизических струй в вакууме в простейшей (нерелятивистской) ее постановке является критерий заматчианности ε_b ионов (2) и введенный далее геометрический критерий $\Lambda = \tau V_0/r_0$, связанный с начальной энергией ЛП, требуемой для такого модельного эксперимента. Поскольку при моделировании струй, как и при моделировании БУВ [21], также может быть важна начальная стадия формирования (квази-) сферической диамагнитной каверны при взаимодействии ЛП с магнитным полем [17], то необходимо ввести соответствующий критерий формирования наибольшей каверны для ЛП в случае плоской мишени. Этот критерий соответствует реализации режима, в котором эффективная энергия E_{e0} существенно больше реальной кинетической энергии плазмы E_k . Представим в качестве простейшего примера разлет реального сферического облака ЛП радиусом R как разлет шести отдельных конусообразных частей – сегментов (типа пирамид с высотой $H \approx R$ и углами раствора $\alpha \times \beta \approx 90^\circ \times 90^\circ$), где четыре части расположены на экваторе сферы, а две части – на полюсах. Каждая часть по нормали к своему основанию на фронте ЛП будет создавать динамическое давление $p_d \approx n(m/z)V_0^2$, где концентрация электронов n определяется как

$$n \approx 3N_{e0}/(4\pi R^3). \quad (3)$$

Полное эффективное число электронов N_{e0} в сферическом облаке (в случае однородности n) определяет также полную кинетическую энергию такого облака

$$E_0 = 0.3N_0\langle m/z \rangle V_0^2. \quad (4)$$

Из (1), (3) и (4) следует очевидный вывод о том, что как собственно сферическое облако ЛП с реальными энергией E_0 и числом электронов N_0 , так и его часть (в данном случае $1/K \equiv 1/6$) могут создавать диамагнитные каверны одинакового радиуса R_b , только если в (1) для сегментов использовать соответствующее значение эффективной энергии всех сегментов, в рассматриваемом примере это энергия $E_{e0} = 6E_k$. Здесь E_k – энергия одного из сегментов ($K = 6$), образующих сферу и создающих давления на своем основании (фронте), сравнимое с давлением p_d (для баланса с близким по величине давлением поля, пропорциональным $B_0^2/8\pi$).

В итоге, используя не сферические [20], а гораздо более простые в реализации сгустки ЛП от плоских мишеней (с энергией, в K раз меньшей), можно формировать каверны, всего лишь в два раза меньшие по линейному размеру (один радиус R_b). Проблема для таких направ-

ленно (а не изотропно) расширяющихся сгустков ЛП состоит в том, насколько быстро и сильно они могут расширяться, обеспечивая протекание диамагнитного тока на всей своей границе. Иначе они могут поляризоваться и в режиме электрического дрейфа распространяться поперек магнитного поля, не вытесняя его на нужном расстоянии R_b (1). Очевидно, что такого рода паразитные процессы будут тем сильнее влиять на возможность применения метода эффективной энергии E_{e0} , чем меньше углы $\alpha \approx \beta$ (секторов), которые можно реализовать для используемых типов мишеней и источников излучения.

Ранее, начиная с 2005 г., такие плоские (или немного выпуклые) капролоновые и более перспективные полиэтиленовые мишени диаметром $D = 2r_0 \approx 2-2.5$ см (чуть больше диаметра пятна фокусировки для CO_2 -лазеров) успешно применялись в модельных опытах в вакууме с магнитными полями различной геометрии. Количественно основания для этого были установлены в [21] на основе зондовых измерений и по величине полного угла Ω разлета ЛП от таких мишеней. Угол $\Omega \approx 1$ ср ($\alpha \approx \beta \approx 57^\circ$) примерно соответствует расчетным углам, полученным в рамках известных моделей формирования ЛП (на расстояниях $R \gg r_0$) [22, 23]. Именно эти параметры экспериментов с ЛП, определяющие ее важную характеристику – угол начального разлета, и обеспечивают введение второго критерия подобия задачи $\Lambda = \tau V_0/r_0$, т.к. согласно, например, [22] только при $\Lambda \geq 0.15$ угол Ω соответствует $\sim 60^\circ$.

В условиях проведенного эксперимента Super-Jet (рис.1), предварительные результаты которого опубликованы в [16], величина $\Lambda \geq 1$ (при $\tau = 0.1$ мкс, $V_0 = 100$ км/с, $r_0 = 1$ см), т.е. заведомо достаточна даже для первого, при $t = 100$ нс, пика излучения при микросекундной длительности основного импульса). Это было подтверждено съемками плазмы с помощью электронно-оптического преобразователя (ЭОП) (рис.2) и данными опытов (рис.3) по измерению углового распределения плотности потока ионов (в максимуме) на зонды $F(\theta)$. Сигналы от зондов Ленгмюра, установленных на расстоянии R_p от мишени, пред-

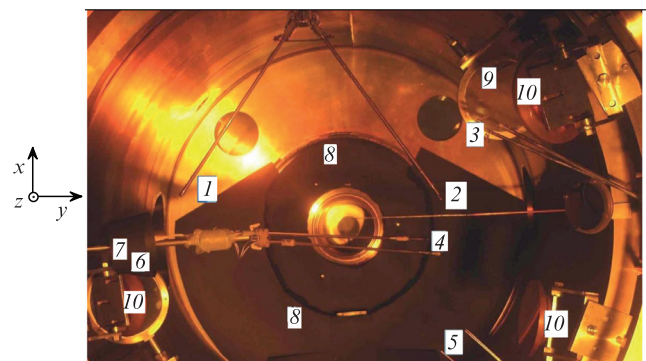


Рис.1. Схема расположения зондов и лазерной оптики в центральной плоскости камеры (диаметр 120 см) стенда КИ-1:

1 и 2 – тонкие (диаметр 20 мкм) зонды Ленгмюра ИК1 и ИК2 системы «Циркуль» (вместе со своими магнитными зондами РМН и РМ2Н, ориентированными по оси камеры z , куда направлено поле B_0); 3 – зонд Р1; 4 – зонд Р0; 5 – коллектор ионов; 6 – экран из бумаги вблизи мишени (диаметр 11.5 см); 7 – место расположения мишени (на расстоянии 35 см от центра камеры); 8 – листы черной бумаги на стенках камеры для уменьшения засветки оптических приборов факелом у мишени; 9 – линзы из NaCl; 10 – поворотные медные зеркала для двух пучков, облучающих мишени; координаты x, y, z отсчитываются от центра мишени 7. Цветной вариант рис.1 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

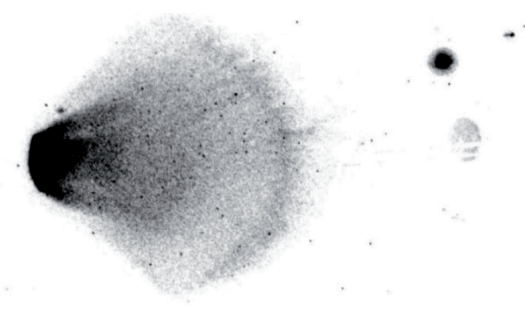


Рис.2. Съемки с помощью ЭОПа в момент времени $t = 4$ мкс (экспозиция 140 нс) при магнитном поле $B_0 = 300$ Гс. Диаметр края пятна слева равен 11.5 см, для повышения яркости свечения ЛП в камеру стенда КИ-1 напускается водород H_2 (~ 0.17 мТор), не влияющий на распространение ЛП. На самом переднем фронте ЛП видны мелкие желобки. Угол разлета составляет $\sim 80^\circ$.

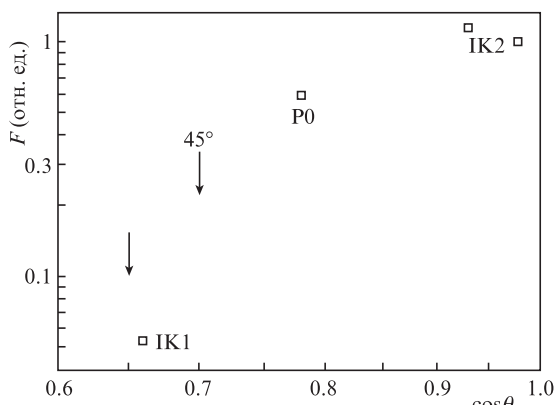


Рис.3. Угловое распределение $F(\theta)$ нормированной плотности потока J_i ЛП (с учетом разных расстояний от зондов до мишени), полученное по максимальным сигналам зондов, для различных углов θ к нормали к мишени. Угол, примерно соответствующий положению края экрана b на рис.1, указан левой стрелкой. Угол $\theta \approx 45^\circ$ отвечает границе распределения $F(\theta)$.

ставлены на рис.4. В передней части импульса тока (при $t < 8$ мкс), имеющей характерную скорость в конце фронта импульса $V_{of} \approx 120$ км/с, подаваемый на зонды потенци-

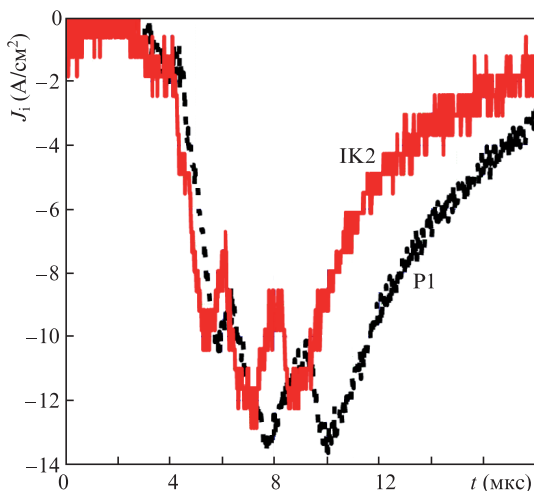


Рис.4. Динамика плотности потока ионов J_i ЛП от зондов Ленгмюра ИК2 и П1 в отсутствие магнитного поля, расположенных соответственно на расстояниях от мишени $R_p = 59$ и 62 см под углами $\theta = 20^\circ$ и 19° к нормали к мишени.

ал $|U_p| = 35 - 55$ В незначительно увеличивает токи зондов I_p . На основе этих токов можно оценить концентрацию n электронов ЛП, $n \approx J_i / [e V_{of} (1 + \gamma)]$ ($J_i = I_p / S_p$, где S_p – площадь зонда, $\gamma \approx 0.7$ – коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии), и их полное эффективное число $N_{e0} \approx 10^{19}$ ($N_{e0} \approx 4\pi R_p^2 [J_i(t) dt / e]$) [20, 21, 25]. Соответствующая эффективная энергия сгустка ЛП $E_{e0} \approx 250$ Дж при скорости фронта ЛП $V_{of} \approx 120 - 140$ км/с и среднем отношении $\langle m/z \rangle \approx 2.5$ а.е.м. Расчетный размер (1) области вытеснения поля R_b составит ~ 45 см при соответствующем основном критерию задачи $\epsilon_b = R_L / R_b \approx 0.27 < \epsilon_b^* \approx 0.5$ (табл.1). Это заведомо достаточно для интенсивного взаимодействия ЛП с магнитным полем и ее торможения на расстояния $R_b \approx 45$ см, что подтверждается сводными данными, полученными от электрических и магнитных зондов, по торможению плазмы и вытеснению поля на расстоянии $R_p \approx 49$ см (рис.5).

Табл.1. Основные параметры серии экспериментов Super-Jet на стенде КИ-1.

Режим	B_0 (Гс)	R_b (см)	R_L (см)	$\epsilon_b = R_L / R_b$	Формирование струи
1	150	73	26	0.36	нет
2	200	60	19.5	0.33	?
3	300	45	12	0.27	да

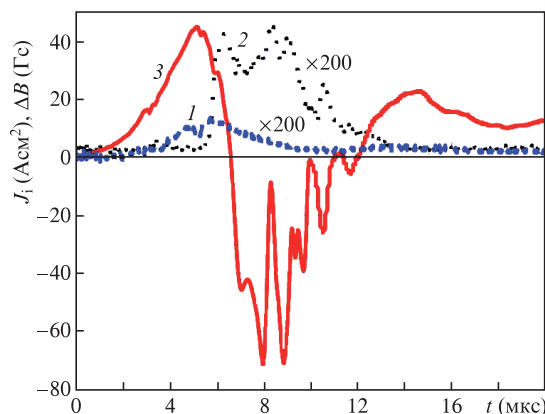


Рис.5. Данные основного комплекта ленгмюровских зондов ИК2 (1 – в отсутствие магнитного поля, 2 – при $B_0 = 300$ Гс) и магнитного зонда RM2H (3, основная z-компонента), размещенных на расстоянии $R_p \approx 49$ см от мишени под углом $\theta \approx 13^\circ$ к нормали к мишени.

3. Формирование поперечной струи и основные зондовые данные о ее внутренней структуре и динамике плазмы и магнитных полей

На рис.6 и 7 представлены данные эксперимента по формированию струи и трехмерной структуры начальной диамагнитной каверны ЛП, а на рис.8 – дополнительные данные, полученные с помощью ЭОПа, о конфигурации и динамике ЛП на более поздней стадии разлета при $B_0 = 300$ Гс (рис.8,а,б) и при меньших полях: 100, 150 и 200 Гс (рис.8,в–е) (см. табл.1). Наиболее очевидные признаки формирования струи поперек поля были получены в режиме 3, как и следовало ожидать из анализа выполнения условий модельных экспериментов в разд.2.

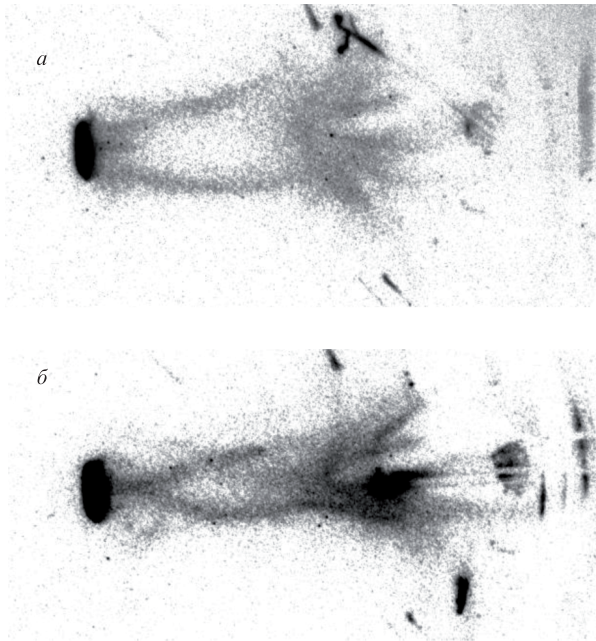


Рис.6. Структура и динамика струй ЛП в поперечном магнитном поле $B_0 = 300$ Гс в моменты времени $t = 8.5$ (а) и 9 мкс (б). Темное пятно слева имеет размер 11.5 см по вертикали. Светлое пятно примерно соответствует размерам оторвавшейся от мишени и начинающей схлопываться диамагнитной каверны.

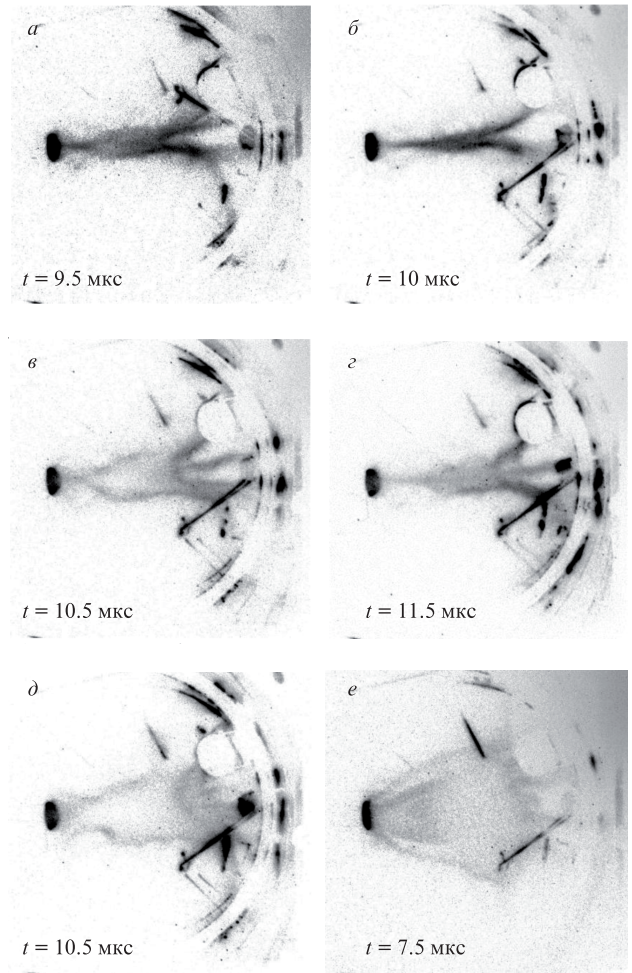


Рис.8. Конфигурация и динамика ЛП на поздней стадии разлета при поле $B_0 = 300$ (а, б), 200 (в, з), 100 (д) и 150 Гс (е) в различные моменты времени.

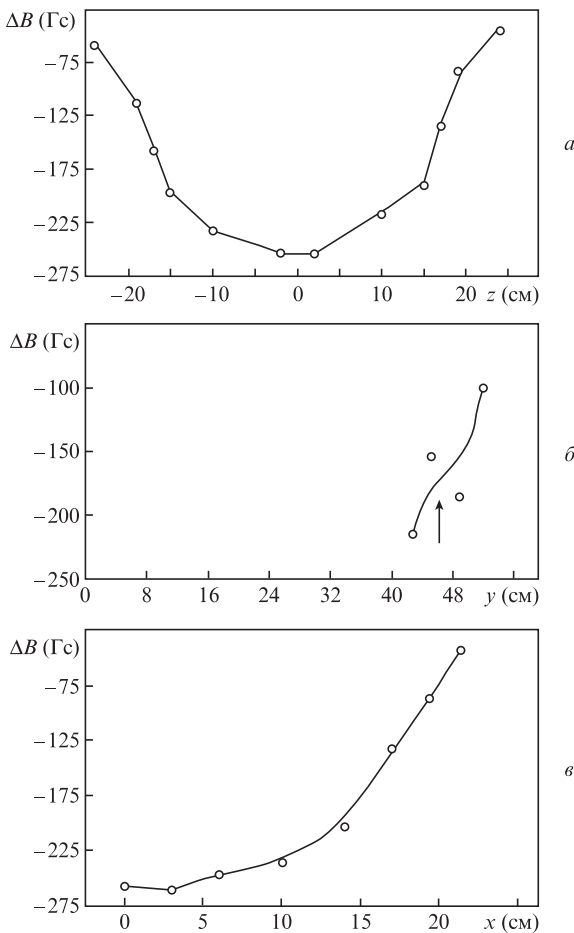


Рис.7. Профили вытеснения основной компоненты поля B_z вдоль направлений z (а), y (б) и x (в) в диамагнитной каверне ЛП в момент времени $t = 6$ мкс, когда вытеснение магнитного поля $B_0 = 300$ Гс максимально. Стрелка указывает границу каверны.

На основе сравнения фотографий, приведенных на рис.8,а и з, можно предположить, что и при $B_0 = 200$ Гс в момент времени, соответствующий ожидаемому из магнитогидродинамического (МГД) скейлинга, формируется струя. Действительно, если структуры на рис.8,а и з сформированы в подобных МГД условиях, то у них должны быть близкие безразмерные времена $T = t/t^*$, где $t^* = R_b/V_0$ – характерное время МГД процесса, равное 3.2 мкс для поля 300 Гс и 4.3 мкс при $B_0 = 200$ Гс. Следовательно, безразмерные моменты времени близки и составляют ~ 3 и ~ 2.7 для этих, подобных струе структур на рис.8.

На рис.9 и 10 приведены новые данные о взаимосвязи структуры и динамики плазмы и магнитных полей на поздней стадии схлопывания диамагнитной каверны в подобных струях. Если в отсутствие поля (рис.9,а) динамика потока ионов J_i (от зонда ИК2) представляет собой обычный уединенный импульс, то при $B_0 = 300$ Гс (рис.9,б) и 200 Гс (рис.10) появляется второй, хорошо воспроизводимый (по форме, амплитуде и моменту появления) импульс, распространяющийся «внутрь», к оси плазмы, с некоторой постоянной скоростью, зависящей от поля B_0 . Анализ показывает, что по местам расположения и динамике фронтов эти дополнительные импульсы соответствуют движению внутренней светлой области струй (рис.6 и 8). Отметим, что в [10] аналогичный эффект был зарегистрирован только ЭОПом.

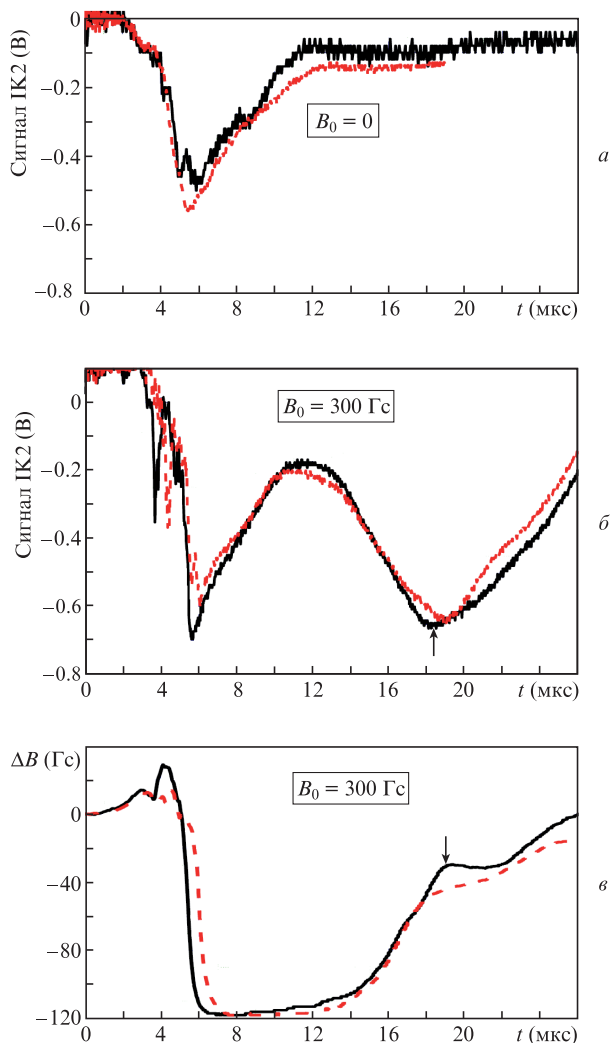


Рис.9. Динамика плазмы (а, б) и магнитного поля (в) по данным зонда Ленгмюра ИК2 и магнитного зонда RM2H в точке ($x \approx 6$ см, $y \approx 62$ см) на расстоянии $R_p \approx 63$ см от мишени (под углом $\theta \approx 7^\circ$ к нормали к мишени). На каждом рисунке представлены две экспериментальные реализации, полученные в одинаковых условиях.

Таким образом, впервые зарегистрированная в эксперименте Super-Jet взаимосвязь максимумов концентрации с возмущениями на заднем фронте каверны (указаны на рис.9, б и в, стрелки вверх и вниз) представляет собой совершенно новые опытные данные, необходимые для построения законченных физических моделей таких струй. При этом возможно проявление эффекта Холла, т. к. скорость распространения фронтов магнитного поля внутрь, весьма вероятно, пропорциональна B_0 (как и сама скорость Альфвена, характерная [26–28] для многих процессов в холловской магнитогидродинамике).

Предварительный вывод из сравнения полученных данных показывает, в первую очередь, перспективность нового типа модельных экспериментов с ЛП с большой энергией для реализации малых значений критерия замагниченности ионов ($\epsilon_b \leq 0.3$) на больших пространственных масштабах (1 м и более) при использовании крупных плазменных установок (поле до ~ 1 кГс) с мощными лазерными системами ($Q \geq 1-2$ кДж). При этом возможно проявление эффекта Холла в виде совместного движения плазмы и магнитного поля внутрь струи, к ее оси.

4. Заключение

Анализ данных, полученных в эксперименте Super-Jet с ЛП с большой эффективной энергией ($E_{e0} \approx 250$ Дж) при умеренных магнитных полях B_0 (до 300 Гс) на стенде КИ-1, показал, что впервые была сформирована и исследована коллимированная струя плазмы больших размеров (до ~ 70 и ~ 30 см вдоль и поперек начальной скорости ЛП V_0 соответственно) в поперечном магнитном поле, $B_0 \perp V_0$. С помощью системы электрических и магнитных зондов, а также съемок ЭОПом было установлено, что при облучении плоской полиэтиленовой мишени излучением CO_2 -лазера, сфокусированным в пятно диаметром ~ 2.5 см (в отсутствие магнитного поля в этих условиях происходит квазисферический разлет плазмы [21–23] в большой телесный угол – $\Omega \geq 1$ ср), сгусток плазмы на начальной стадии (при $t \approx 6-7$ мкс) взаимодействия с полем с напряженностью 300 Гс создает магнитную каверну, размер которой по нормали к мишени достигает расчетного размера $R_b = (3E_0/B_0^2)^{1/3} \approx 45$ см для эффективности энергии $E_{e0} = 250$ Дж при реальной кинетической энергии ЛП $E_0 = 50$ Дж. При этом наблюдается локальное развитие желобковой неустойчивости холловского типа [19, 20]. При дальнейшем разлете заторможенного (скорость разлета $\sim V_0/2$) сгустка ЛП поперек поля с напряженностью 300 Гс из него формируется струя длиной более полуметра, внутри которой магнитно-плазменная каверна аномально быстро схлопывается к горизонтальной оси струи. При этом общая геометрия разлета ЛП в виде струи имеет существенно трехмерный характер, т.к. значительная часть плазмы разлетается в итоге вдоль направления магнитного поля.

В результате благодаря учету самосогласованного действия новых эффектов, выявленных в ходе настоящего эксперимента, а также других эффектов, исследованных в теоретической работе [29] и в экспериментах [10], появляется возможность построения законченной модели таких поперечных струй. В частности, нужно установить основной физический процесс, обеспечивающий сохранение полного начального импульса плазмы. Укажем, что для формирования струй необходимо свободное пространство достаточного размера, не менее $2R_b$.

Отметим также, что на одной из самых мощных и уникальных лазерных установок в России – «Искра-5» с магнитным полем в вакуумной камере 1000 Гс при энергии лазерного импульса $Q \approx 500$ Дж и его длительности 1 нс (фокусировка в пятно диаметром 3 мм) хотя и была зарегистрирована с помощью ЭОПа [8] подобная струе структура поперек поля с длиной до ~ 20 см и диаметром ~ 6 см, но она оказалась весьма похожей на исходную узкую струю ЛП ($\Omega \ll 1$ ср), наблюдаемую без поля. В отсутствие зондовых измерений можно констатировать только определенное соответствие полученных на установке «Искра-5» данных по поперечной структуре свечения с представленными в настоящей работе: максимумы по краям струи подобны.

Работа была выполнена в рамках программы № П.10.1.4 (0307-2017-0015) Фундаментальных исследований ИЛФ СО РАН и проекта 22 Программы «Экстремальное лазерное излучение: физика и фундаментальные приложения» Президиума РАН.

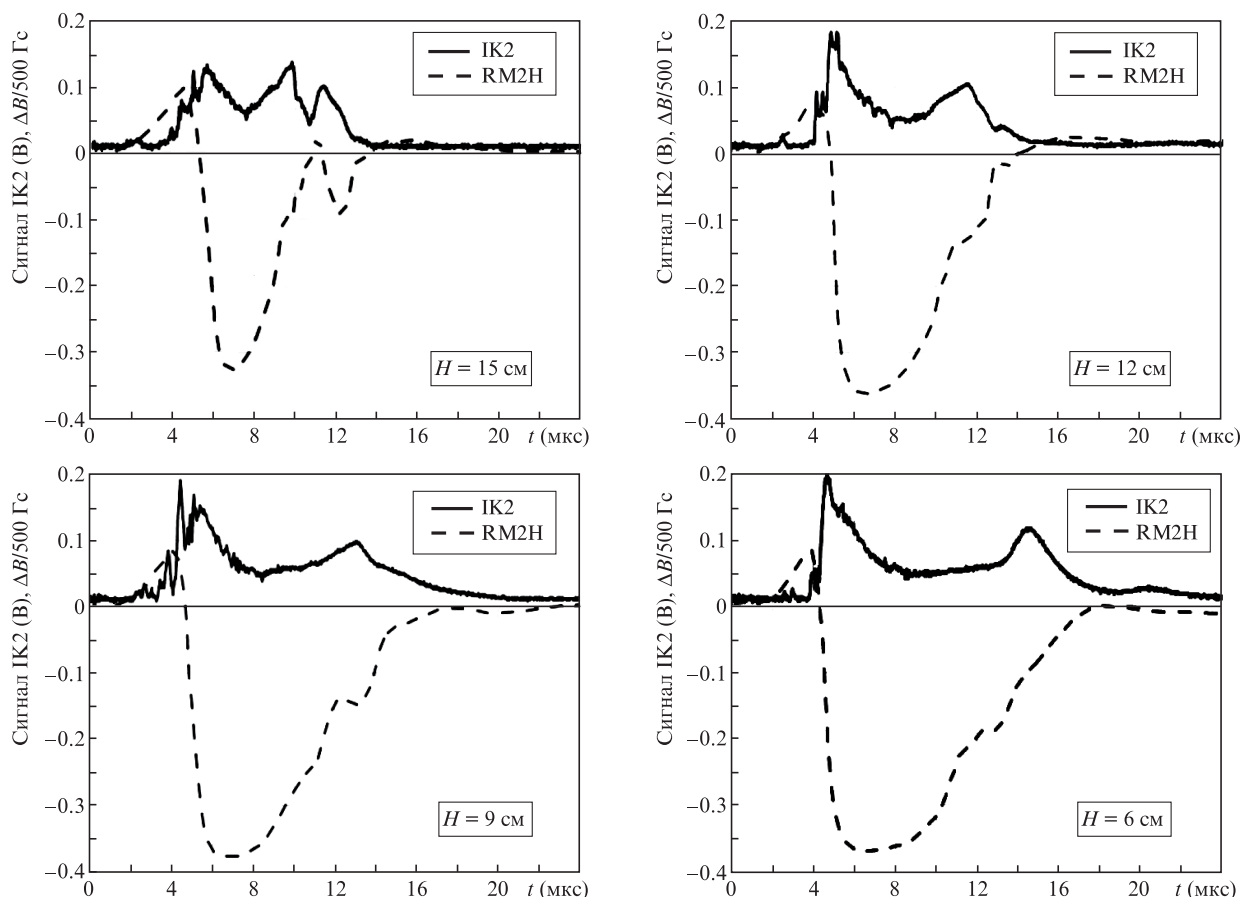


Рис.10. Динамика плазмы (сигнал IK2) и магнитного поля (сигнал RM2H) в магнитном поле $B_0 = 200$ Гс в разных точках по высоте H (по оси x) при $y = 47$ см.

- Грибков В.А., Крохин О.Н., Никулин В.Я. и др. *Квантовая электроника*, **2**, 975 (1975) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **5**, 530 (1975)].
- Zhong J., Yuan X., Han B., et al. *High Power Laser Science and Engineering*, **6**, e48 (2018).
- Mostovich A.N., Ripin B.H., Stamper J.A. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 2837 (1989).
- Peyster T.A., Manka C.K., Ripin B.H., Ganguli G. *Phys. Fluids B*, **4**, 2448 (1992).
- Kasperczuk A., Piszarczyk T., Zakharov Yu.P. *Laser Part. Beams*, **17**, 537 (1999).
- Zakharov Yu.P., Eremin A.V., Orishich A.M., et al. *Adv. Space Res.*, **29**, 1351 (2002).
- Mishin E.V. *J. Geophys. Res. A*, **118**, 5782 (2013).
- Бессараб А.В., Бондаренко Г.А., Гаранин С.Г. и др. *Физика плазмы*, **37**, 858 (2011).
- Plechaty C., Presura R., Esaulov A.A. *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 185002 (2013).
- Behera N., Singh R.K., Chaudhari V., Kumar A. *Phys. Plasmas*, **24**, 033511 (2017).
- Li C., Tzeferacos P., Lamb D., Gregori G., et al. *Nature Communications*, ncomms13081 (2016).
- Albertazzi B., Giardi A., Nakatsutsumi M., et al. *Science*, **346**, 325 (2014).
- Manuel M., Kuranz C.C., Rasmus A.M., et al. *High Energy Density Phys.*, **17**, 52 (2015).
- Higginson D.P., Revet G., Khiar B., et al. *High Energy Density Phys.*, **23**, 48 (2017).
- Krauz V.I., Myalton V.V., Vinogradov V.P., Velikhov E.P., et al. *J. Phys. Conf. Ser.*, **907**, 012026 (2017).
- Zakharov Yu.P., Ponomarenko A.G., Terexhin V.A., et al. *Proc. VIII Int. Symp. on Modern Problems of Laser Physics (MPLP-2018)* (Novosibirsk, pp 228, 229).
- Giardi A., Vinci T., Fuchs J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 025002 (2013).
- Райзер Ю.П. *ЖПМТФ*, № 6, 19 (1963).
- Захаров Ю.П., Оришич А.М., Пономаренко А.Г. и др. *Физика плазмы*, **12**, 1170 (1986).
- Захаров Ю.П., Антонов В.М., Бояринцев Э.Л. и др. *Физика плазмы*, **32**, 207 (2006).
- Захаров Ю.П., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. и др. *Квантовая электроника*, **46**, 399 (2016) [*Quantum Electron*, **46**, 399 (2016)].
- Ахсахалян А.Д., Талонов С.В., Лучин В.И. и др. *ЖТФ*, **58**, 1885 (1988).
- Анисимов С.И., Лукьянчук Б.С. *УФН*, **172**, 301 (2002).
- Мога Р. *Phys. Fluids*, **25**, 1051 (1982).
- Захаров Ю.П. В кн.: *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*. Под ред. В.Е.Фортгова (М.: Наука, 2000, т. II, с. 463, 488).
- Fruchtman A. *Phys. Fluids B*, **3**, 1908 (1991).
- Swanekamp S.B., Grossman J.M., Fruchtman A., et al. *Phys. Plasmas*, **3**, 3556 (1996).
- Hamlin N.D., Seyler C.E., Khiar B. *Phys. Plasmas*, **25**, 042906 (2018).
- Moritaka T., Kuramitsu Y., Liu Yao-Li, Chen S.-H. *Phys. Plasmas*, **23**, 032110 (2016).