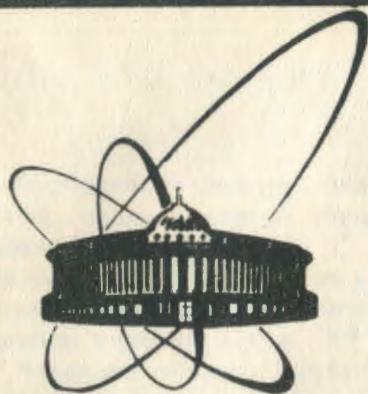


89-36



♀
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Б 953

P9-89-36

Ю.А.Быковский*, В.П.Гусев*, Ю.П.Козырев*,
И.В.Колесов, В.Б.Кутнер, А.С.Пасюк, В.Д.Пекленков*

**ДРЕЙФ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ
В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

Направлено в ЖЭТФ

*Московский инженерно-физический институт

1989

Работа ^{/1/}, выполненная Бостиком, положила начало экспериментальным исследованиям взаимодействия плазменных сгустков с поперечными магнитными полями. В настоящее время такие исследования представляют интерес при решении проблемы термоядерного синтеза, при использовании плазмы для заполнения магнитных ловушек и создания источников ионов ^{/2-4/}.

В течение некоторого интервала времени после образования плазмы в магнитном поле она разлетается так же свободно, как и в его отсутствие, до тех пор, пока газокинетическое давление плазмы $P_{пл}$ больше магнитного давления P_B со стороны внешнего магнитного поля /отношение $\beta = P_{пл} / P_B \gg 1/$. Величина β при разлете плазмы уменьшается из-за быстрого уменьшения плотности и температуры плазмы при адиабатическом расширении. При $\beta \sim 1$ плазменная граница останавливается, если разлетающаяся плазма имеет сферически-симметричную форму ^{/2,5,6/}. Если же плазма разлетается преимущественно в одном направлении и обладает достаточной кинетической энергией, то она может проходить в область с $\beta \ll 1$ в результате поляризации поперечным магнитным полем ^{/7/}. Дрейф плазмы происходит в скрещенных внешнем поперечном магнитном поле B и самосогласованном электрическом поляризованном поле E со скоростью $\vec{V}_{др} = E \times B / B^2$ ^{/1,8,9/}. Для плазмы, образованной излучением лазера, падающим на плоскую толстую мишень, размер которой превосходит размер пятна сфокусированного на мишени лазерного излучения, характерна именно такая пространственная анизотропия разлета ^{/10-12/}.

Для лазерной плазмы характерны процессы термализации, протекающие непосредственно после образования плазмы и приводящие к тому, что большая часть ее энергии сосредоточена в кинетической энергии ионов. Поэтому $\beta = (n_i m_i \langle V_i^2 \rangle) / (B^2 / 2\mu_0)$, где n_i - плотность ионов в плазме, m_i - масса ионов, $\langle V_i \rangle$ - средняя скорость ионов в плазме, μ_0 - магнитная проницаемость. Характеристики лазерной плазмы, испытывающей дрейф в поперечном магнитном поле в области с $\beta \ll 1$, существенно отличаются от результатов, полученных при разлете без магнитного поля. Плазма разлетается в виде сгустка, скорость которого меньше, чем в отсутствие магнитного поля ^{/4,13/}. В работах ^{/14-16/} получено, что в поперечном магнитном поле разлетающаяся лазерная плазма тормозится, причем наибольшее замедле-

ние по сравнению со свободным ее разлетом наблюдается для высокоэнергетичной части плазмы, содержащей многозарядные ионы.

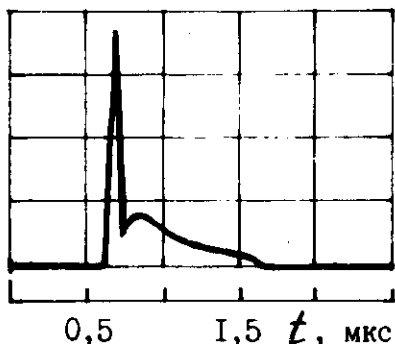
Лазерная плазма при движении поперек магнитного поля проходит области с различными значениями параметра β , для которых характер ее взаимодействия с магнитным полем различен. По этой причине для выявления влияния магнитного поля на основные характеристики плазмы /пространственные и энергетические распределения, зарядовый спектр/ необходимо исследовать разлет лазерной плазмы в трех вышеуказанных характерных областях с соответствующими значениями параметра β . Имеющиеся же в литературе сведения в основном дают возможность лишь сравнить характеристики лазерной плазмы в поперечном магнитном поле в области с $\beta \ll 1$, с характеристиками плазмы, полученными при свободном разлете.

Лазерная плазма, используемая как источник ионов для циклотрона /4, 17/, разлетается до эмиссионной щели источника во всех вышеуказанных областях β . Разлет в области с $\beta \gg 1$, переход через область с $\beta \sim 1$ и формирование дрейфового движения при этом существенно обуславливают характеристики плазмы, утилизируемой в источнике.

Целью настоящей работы является исследование условий формирования пространственной структуры ионного компонента плазмы, энергетических и зарядовых распределений ионов лазерной плазмы при переходе от свободного разлета к дрейфовому движению.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В эксперименте для образования плазмы использовался CO_2 -лазер с поперечным разрядом. Излучение лазера с энергией в импульсе 6 Дж, имевшее двухпиковую форму с длительностями пиков ~ 60 нс и ~ 500 нс /см. рис.1/, фокусировалось плоско-



выпуклой линзой из хлористого натрия с фокусным расстоянием 5,6 см на плоскую толстую мишень. В качестве материала мишени использовались углерод, кремний, тантал и висмут. Угол между лазерным лучом и нормалью к мишени составлял $\sim 40^\circ$. Пятно сфокуси-

Рис.1. Оциллограмма импульса излучения CO_2 -лазера.

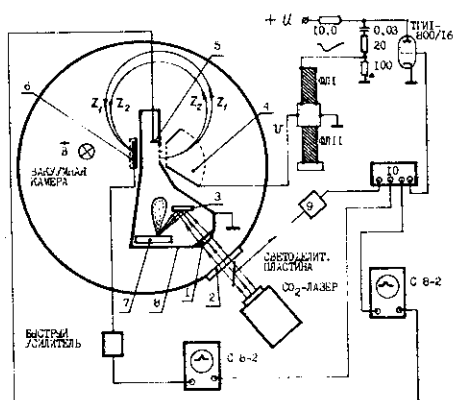


Рис. 2. Принципиальная схема экспериментальной установки. 1 - линза, 2 - входное окно, 3 - зеркало, 4 - электрод, 5 - коллектор, 6 - коллектор, 7 - мишень, 8 - корпус, 9 - блок запуска, 10 - блок задержки и синхронизации.

рованного лазерного излучения на мишени имело площадь $\sim 10^{-8} \text{ см}^2$. На первый пик в лазерном импульсе приходилась примерно половина его энергии. Создаваемая пиком на поверхности мишени плотность потока Φ , с учетом потерь в системе транспортировки и фокусировки излучения, составляла $\sim 3 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2$. В ходе эксперимента плотность потока лазерного излучения изменялась калиброванными фильтрами.

Эксперимент выполнялся на стенде ионных источников Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ^{/18/} в однородном поперечном магнитном поле $B \leq 0,5 \text{ Тл}$. Вакуум в камере стенда поддерживался на уровне $2 \cdot 10^{-6} \text{ мм.рт.ст.}$

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 2. Излучение CO_2 -лазера через входное окно 2 в вакуумной камере стенда фокусировалось линзой 1 на мишень 7. Мишень ориентирована так, что нормаль к ней перпендикулярна магнитным силовым линиям поля.

Извлечение ионов при масс-спектрометрическом исследовании ионного компонента плазмы проводилось с ее границы, движущейся мимо эмиссионной щели размером $4 \times 20 \text{ мм}^2$, при подаче на электрод 4 импульса отрицательной полярности прямоугольной формы длительностью $\sim 100 \text{ нс}$ и амплитудой $\leq 16 \text{ кВ}$, формируемого генератором с ферритовыми линиями (ФЛ I) и (ФЛ II)^{/19/}. Граница плазмы на эмиссионной щели фиксирована металлической сеткой с ячейкой $150 \times 150 \text{ мкм}^2$. Расстояние между эмиссионной щелью и мишенью в эксперименте менялось от 5 до 6,5 см. На пути разлета плазмы непосредственно за эмиссионной щелью установлен коллектор 5, на который подавалось напряжение $U \leq -200 \text{ В}$. Высоковольтный электрод 4, изготовленный из нержавеющей стали, представлял собой полое тело, ограниченное двумя параллельными поверхностями. Форма и размер этих поверхностей определялись траекториями движения ионов, извлеченных из плазмы, и временем пролета их внутри электрода, которое должно быть больше длительности высоковольтного импуль-

са. Для того, чтобы электрическое поле не провисало внутрь электрода, на входе и выходе его установлены металлические сетки. Извлеченные из плазмы ионы в однородном поперечном магнитном поле совершали оборот по круговой траектории и попадали на экранированный коллектор 6.

Период вращения T_1 ионов с зарядом z и массой m_i в поперечном магнитном поле B пропорционален отношению m_i/z , т.е. $T_1 = 2\pi m_i / zeB$. Особенности работы масс-спектрометра, использующего тот же принцип анализа, нами описаны в работе^{/17/}. Разрешение масс-спектрометра в магнитном поле B зависит как от длительности сформированного пакета ионов Δt /в данном случае $\Delta t \sim 100$ нс/, так и от времени пролета ионов t_1 до попадания на коллектор, т.е. от конструктивных особенностей устройства. Отношение времени движения ионов t_1 после их извлечения из плазмы до попадания на коллектор 6 к периоду вращения T_1 в поперечном магнитном поле в условиях эксперимента составляло $t_1/T_1 \approx 0,9$ для ионов с отношением $A/z = 2$, где A - атомный вес ионов. Различие между t_1 и T_1 уменьшается для ионов с большими значениями отношения A/z . Для уменьшения фона на коллектор 6 область образования и разлета плазмы была заключена в корпусе 8, причем крышка и основание корпуса изготовлены из диэлектрика, чтобы устранить влияние металлических поверхностей на электрические заряженные области в плазме^{/8,9,20/}. Для исследования ионного состава плазмы под различными углами ϕ от нормали к мишени узел, состоящий из эмиссионной цели, электрода 4 и коллектора 6, перемещался по дуге, центр которой находился в точке фокусировки лазерного излучения, в плоскости, перпендикулярной магнитным силовым линиям. Блок временной задержки и синхронизации 10 запускал генератор высоковольтных импульсов в определенные моменты времени t_3 после лазерного импульса, и синхронизировал работу регистрирующей аппаратуры.

Для исследования ионного компонента в плазме под различными углами ϕ от нормали к мишени устанавливались коллекторы, которые размещались на расстоянии 5 или 6,5 см от мишени. Пространственное разрешение составляло $\sim 1^\circ$.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Пространственное распределение

На рис.3 представлены результаты измерения ионного тока на коллекторы в различные моменты времени после образования плазмы в области с низким $\beta \lesssim 0,1$, а на рис.4 - зависимость вели-

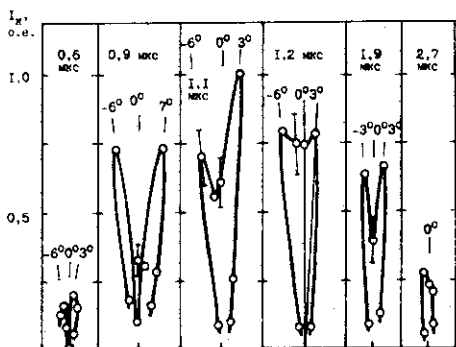


Рис.3. Ионный ток на коллекторы в различные моменты времени после гигантского импульса лазерного излучения. Мишень - углерод, $V = 0,2$ Тл, $L = 5$ см, $\Phi \sim 6 \cdot 10^9$ Вт/см².

значение $\beta \approx 0,6$. При $t_3 > 0,2$ мкс ионный ток на коллекторы подобен зависимости, приведенной на рис.4. Положительный отсчет угла от нормали совпадает с направлением поворота ионов в поперечном магнитном поле. В качестве ошибки для экспериментальных данных использовалась среднеквадратичная погрешность. Величина β вычислена для максимума ионного тока насыщения на коллектор. Плотность ионов для определения β найдена из выражения для плотности ионного тока J_i на коллектор $J_i = n_i e V_i$.

Ионный ток на коллекторы в области с $\beta \ll 1$ /рис.3/ изменяется во времени и в пространстве. Плазма занимает область

$-10^\circ \leq \phi \leq +10^\circ$. Отчетливо видны разделенные в пространстве области, особенно в головной и задней частях сгустка, с повышенной плотностью ионов. Плазменное образование состоит из двух сгустков. В средней части плазма более однородна либо из-за уширения сгустков или их сближения, либо потому, что пространственное разрешение при измерении недостаточно.

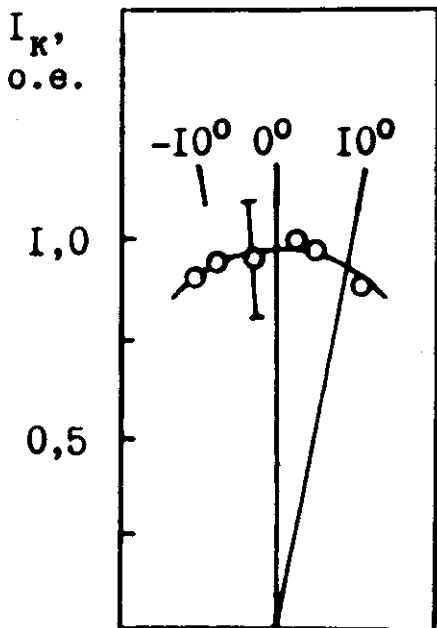


Рис.4. Ионный коллекторный ток, создаваемый передним фронтом плазмы, в области с $\beta \sim 1$. Мишень - углерод, $V = 0,2$ Тл, $\Phi \sim 3 \cdot 10^{10}$ Вт/см², $L = 5$ см.

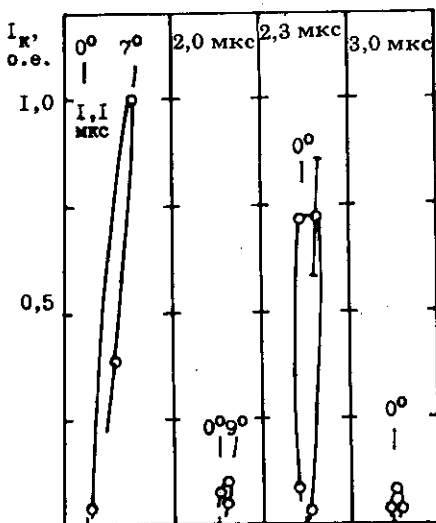


Рис.5. Ионный ток на коллекторы в различные моменты времени после образования плазмы. Мишень - углерод, $B = 0,5$ Тл, $L = 6,5$ см, $\Phi \sim 4 \cdot 10^9$ Вт/см².

В области же с $\beta \sim 1$ пространственное распределение плазмы однородно /рис.4/, плазма разлетается свободно. В работе^{5/}, например, плазменная граница фиксировалась в поперечном магнитном поле при $\beta = 0,15$.

На рис.5 представлены результаты измерения ионного тока на коллекторы при еще более

низком $\beta \leq 0,003$. Время прихода передней границы плазмы на коллектор - ≈ 1 мкс после образования плазмы. Структура из двух сгустков сохранилась, но они разделены в пространстве не только в поперечном направлении, но и в продольном. Размер области /при $\beta \ll 1/$, занимаемой плазмой в поперечном направлении, не превышал 1,5 см в магнитном поле 0,2 Тл, а размер каждого из сгустков примерно вдвое меньше. В магнитном поле 0,5 Тл после продольного разделения сгустков ширина каждого из них не превышает $5 \div 6$ мм. Точный поперечный размер сгустков установить трудно из-за небольшого "блуждания" направления разлета каждого сгустка в пределах $2 \div 3$ градусов для разных импульсов лазера. Существование пространственной неоднородности в виде двух сгустков при $\beta \ll 1$ было подтверждено также масс-спектрометрическими исследованиями.

2.2. Зарядовые распределения ионов

На рис.6а представлены масс-спектрометрические измерения ионного компонента плазмы в области с $\beta = 2 \div 0,5$. Неопределенность параметра β связана с погрешностью точного определения временных интервалов между лазерным импульсом и приходом плазмы к эмиссионной щели. На рис.6а изображен также интегральный ионный ток $i(t)$, полученный путем суммирования парциальных токов ионов с различными кратностями ионизации $i_z(t)$.

На рис.7 представлена осциллограмма ионного тока на коллектор, установленный в области с $\beta \leq 0,01$. Измерения на

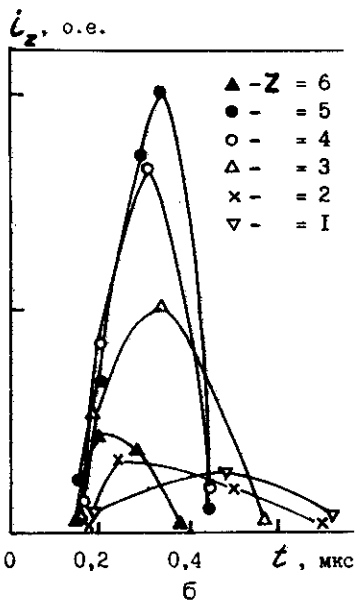
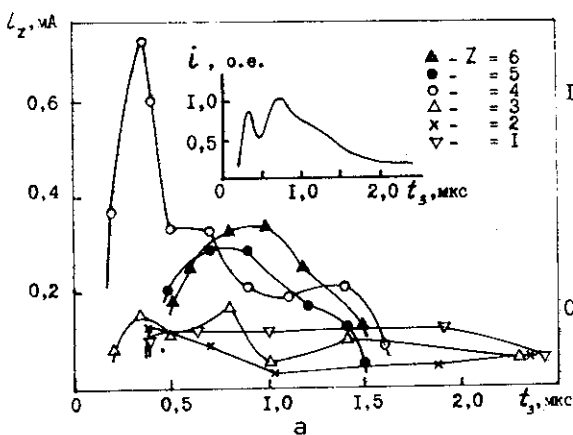


Рис.6. Зарядовый спектр ионов углерода $i_z(t)$, $L = 5$ см: а/ $V = 0,2$ Тл, $\Phi \sim 3 \cdot 10^{10}$ Вт/см², $\phi = -3^\circ$, амплитуда высоковольтного импульса -3 кВ, $i(t) = \sum_z i_z(t)$ — сумма парциальных токов $i_z(t)$ при тех же экспериментальных условиях; б/ $V = 0$, $\Phi \sim 2 \cdot 10^{10}$ Вт/см², $\phi = 0^\circ$.

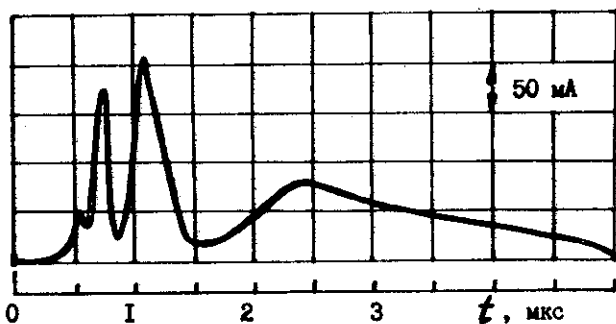


Рис.7. Осциллограмма ионного тока на коллектор. $V = 0,2$ Тл, $L_2 = 6,5$ см, $\Phi \sim 3 \cdot 10^{10}$ Вт/см², $\phi = -3^\circ$.

обоих рисунках сделаны для одного и того же направления разлета. Средняя скорость быстрого максимума ионного тока на пути длиной $L_1 = 5$ см составляет $1 \div 2,5 \cdot 10^5$ м/с. При прохождении расстояния $L_3 = L_2 - L_1$ между точками, находящимися на расстоянии L_2 и L_1 от мишени, средняя скорость того же максимума равна $3 \div 5 \cdot 10^4$ м/с. Средняя скорость ионов на

участке L_3 уменьшилась по сравнению со средней скоростью ионов на участке L_1 в $3 \div 5$ раз. Таким образом, обнаружено резкое торможение плазмы при "вытекании" за область с $\beta \sim 1$. Тормозится не только средняя часть плазмы, но также передняя и задняя части плазменного сгустка.

Кинетическая энергия $W_{св}$ свободно разлетающейся плазмы массой M /область с $\beta \gg 1$ / при переходе через область $\beta \sim 1$ перераспределяется между энергией W_E плазменного "конденсатора" объемом Ω , кинетической энергией разлета поляризованного плазменного сгустка W_{Π} и приращением внутренней энергии сгустка ΔW , т.е. $W_{св} = W_E + W_{\Pi} + \Delta W$. Для условий эксперимента, соответствующих рис.6а, энергия $W_{св} \approx M \langle V_1 \rangle^2 / 2 \sim 0,8 \div 0,9$ Дж, $W_E \approx \epsilon \epsilon_0 E^2 \Omega / 2 \sim 0,6 \div 0,7$ Дж, где $M \sim 10^{-10}$ кг, $\langle V_1 \rangle \approx 1,3 \cdot 10^6$ м/с, $\Omega \approx 2 \cdot 10^{-4}$ м³, $\epsilon \approx 7,5 \cdot 10^6$, E определялась по скорости дрейфа в поперечном магнитном поле $E = V \cdot B$. Отсюда $W_{\Pi} + \Delta W \sim 0,2$ Дж, т.е. при переходе через область равенства давлений существенно изменяются энергетические /временные/ характеристики плазменного сгустка.

На рис.6б приведены измерения зарядового спектра ионов углерода в отсутствие магнитного поля, выполненные с использованием времяпролетной масс-спектрометрии [21]. Как видно из сравнения рис.6а и б, время прихода максимума ионов одно и то же, что свидетельствует о слабом влиянии поперечного магнитного поля на среднюю часть плазмы при ее разлете до области равенства давлений, определяемой нами именно для средней части плазменного сгустка.

При этом на электроны и ионы в переднем и заднем фронтах плазмы поперечное магнитное поле воздействует на всем пути разлета. Это проявляется в уширении распределения ионов, в смещении высокозарядных ионов углерода с $z \geq 5$ из голов-

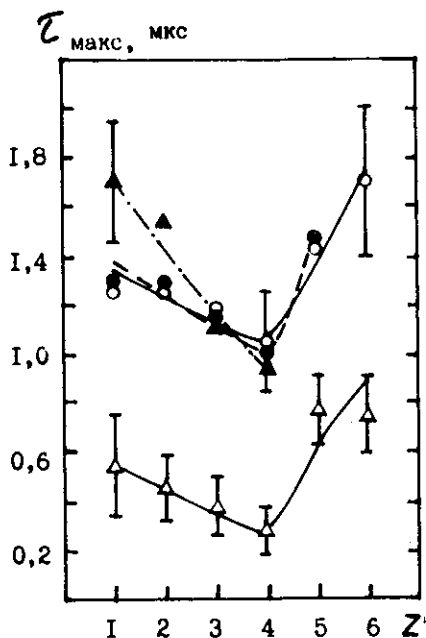


Рис.8. Время разлета от мишени до области анализа максимумов ионного тока разных зарядностей. $B = 0,2$ Тл, $L = 5$ см, $\phi = -3^\circ$, $\Delta - \Phi \sim 3 \cdot 10^{10}$ Вт/см², $\circ - \Phi \sim 6 \cdot 10^9$ Вт/см², $\bullet - \Phi \sim 4 \cdot 10^9$ Вт/см², $\blacktriangle - \Phi \sim 10^9$ Вт/см².

ной в среднюю часть плазмы. Появление "хвоста" низкоскоростных ионов может быть обусловлено воздействием поперечного магнитного поля на заднюю часть плазмы, вовлечением в движение поперек магнитного поля низкоэнергетических ионов, разлетающихся под большими углами от нормали к мишени при разлете в отсутствие магнитного поля. Часть ионов может также двигаться по круговой орбите, не вовлекаясь в движение поперек магнитного поля. Низкоскоростной "хвост" наблюдается вплоть до $t_3 \sim 10$ мкс, он состоит из ионов с $z = 1$ и 2.

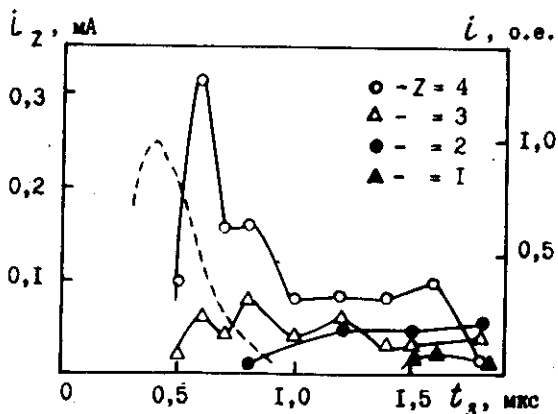
На рис.8. представлены зависимости времени разлета до области анализа максимумов токов ионов с различными значениями заряда z при изменении плотности потока лазерного излучения от $\Phi \sim 3 \cdot 10^{10}$ Вт/см² /соответствующее $\beta \sim 1$ до $\Phi \sim 10^9$ Вт/см² /соответствующее $\beta \leq 0,005$ /. Можно отметить следующие особенности изменения $\tau_{\text{макс}}$:

1. Монотонное уменьшение времени разлета ионов при увеличении z до $z \leq 4$, а затем его увеличение для ионов высших зарядностей с $z \geq 5$;

2. Время разлета ионов с одним и тем же z для плотности потока лазерного излучения от $\sim 10^9$ Вт/см² до $\sim 6 \cdot 10^9$ Вт/см² примерно одно и то же, если параметр $\beta \ll 1$;

3. Для всех зарядностей резкое уменьшение $\tau_{\text{макс}}$, если $\beta \sim 1$.

Влияние поперечного магнитного поля на высшую зарядность $z_{\text{макс}} = 4$ при $\Phi \sim 1 \div 2 \cdot 10^9$ Вт/см² видно из рис.9. Это влияние проявляется в уширении распределения ионов по сравнению с экспериментами без магнитного поля^{/22/} и появлении в зависимости $i_z(t)$ максимумов, которые вследствие низкой плотности потока лазерного излучения не могут быть объяснены рекомбинационными процессами, протекающими в плазме. Для сравнения на рис.9 для $L = 5$ см при $\Phi \sim 2 \cdot 10^9$ Вт/см² по данным



работы^{/22/} приведена зависимость тока $i(t)$ ионов с зарядом $z = 4$ в отсутствие магнитного поля /на рисунке эта

Рис.9. Зарядовый спектр ионов углерода $i_z(t)$. $V = 0,2$ Тл, $L = 5$ см, $\Phi \sim 10^9$ Вт/см², $\phi = +3^\circ$, амплитуда высоковольтного импульса $\sim 3,9$ кВ.

зависимость изображена пунктирной линией/. Расчет проводился по формуле $i(t) = (\Delta N / \Delta E) (8E^3)^{1/2} ze / m^{1/2} L$, т.к. в оригинале приведена зависимость $\Delta N / \Delta E(E)$.

Смещение ионов с $z_{\text{макс}}$ из головной части плазменного сгустка в магнитном поле для тяжелых ионов тантала и висмута в пределах экспериментальной ошибки не наблюдалось, возможно, из-за более широкого энергетического распределения этих ионов по сравнению с углеродом ^{/23/}. Ионы кремния и ниобия с максимальной зарядностью, так же как и ионы углерода, смещаются из головной части сгустка в центральную область.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведенные исследования при максимально возможных в данном эксперименте плотностях потока лазерного излучения показали, что как пространственное распределение различных зарядностей в плазменном сгустке, так и энергетический спектр ионов претерпевают существенное изменение при наложении поперечного магнитного поля. Так, ионы высших зарядностей углерода $/z = 5,6/$, имеющие максимальные скорости разлета и находящиеся в отсутствие поля на передней границе плазмы, при наложении магнитного поля за время разлета до области баланса давлений $\beta \sim 1$, смещаются в центральную часть плазменного сгустка вследствие сдвига энергетического спектра этих ионов в сторону меньших энергий. Поскольку ионы с $z = 1 \div 4$ при этих же условиях практически не испытывают заметного влияния магнитного поля, следует сделать вывод о селективном характере воздействия магнитного поля на ионы в зависимости от z при разлете до области со значением $\beta \sim 1$.

Для объяснения наблюдаемого эффекта целесообразно разбить пространство, проходимое плазмой, на две области: $\beta \gg 1$ и $\beta \sim 1$. В области, где выполняется условие $\beta \gg 1$ /ранняя стадия разлета плазмы/, влиянием магнитного поля на характеристики плазмы можно пренебречь, вследствие чего в этой области должно происходить обычное "эшелонирование" ионов в лазерной плазме в зависимости от z , при котором ионы с максимальным z концентрируются в головной части плазменного сгустка ^{/24-26/}. При разлете плазмы до $\beta \sim 1$ наблюдается эффективное вытеснение магнитного поля из внутреннего объема плазмы за счет индукционных токов, протекающих на границе плазмы с магнитным полем ^{/27,28/}. При этом наблюдается торможение передней границы плазмы, скорость которой определяется скоростью ионов с максимальными z . Механизм торможения ионов, находящихся на передней границе плазмы, достаточно подробно изложен в рабо-

те /6/. Ионы и электроны, находящиеся на передней и задней границах плазмы, замагничены. Вследствие большого ларморовского радиуса ионы вырываются вперед из плазменного сгустка, возникает электрическое поле, их тормозящее. Поскольку лидирующая группа ионов в лазерной плазме на начальных стадиях разлёта должна состоять прежде всего из ионов с максимальными зарядностями, то ионы с максимальной кратностью ионизации испытывают наиболее сильное торможение и оказываются выведенными из головной части плазмы при разлете в поперечном магнитном поле. Если в плазме $Z_{\text{макс}} \leq 4$ для углерода, то вследствие более широкого энергетического распределения этих ионов наблюдается изменение скоростных характеристик ионов при наложении магнитного поля, что проявляется прежде всего в возникновении низкоскоростных "хвостов" в распределении ионов. Механизм появления таких низкоскоростных ионов, по-видимому, аналогичен описанному выше.

Кроме того, возможно влияние поперечного магнитного поля на зарядовые спектры ионов лазерной плазмы на ранней стадии формирования скоростных распределений ионов в факеле плазмы. Применяемая в данной работе масс-спектрометрическая методика не позволяет определить, на какой стадии разлета в области с $\beta \gg 1$ многозарядные ионы смещаются в среднюю часть плазменного сгустка.

По достижении границей плазмы области баланса давлений, вследствие возникновения МГД-неустойчивости на ее границе, происходит быстрая диффузия магнитного поля во внутренний слой плазмы /27/. Плазма поляризуется, и ее дальнейшее движение поперек магнитного поля представляет собой дрейф в скрещенных электрическом поляризованном и магнитном полях /13/.

При этом кинетическая энергия плазменного сгустка /не только головной части, но и внутренних ее слоев/ уменьшается вследствие энергетических затрат на образование поляризованных слоев /13/.

Пространственная структура плазмы из двух сгустков может быть обусловлена формой импульса лазерного излучения. При воздействии на мишень лазерного излучения, имеющего двухпиковую структуру, в плазме существуют две группы ионов, отличающихся своими энергетическими /11,29/, пространственными /10,11/ характеристиками. В данной работе исследование влияния формы лазерного излучения на разлет плазмы в поперечном магнитном поле не производилось.

Кроме того, пространственная структура плазмы может зависеть от энергетических характеристик ионов. При прохождении плазменным сгустком области с $\beta \sim 1$ потенциальная энергия ионов в заряженном слое не может превышать начальной кинетической

энергии, т.е. $qEd < m_i V_0^2/2$, где q - заряд иона, d - ширина сгустка, V_0 - начальная скорость сгустка. Это условие приводит ^{/30,31/} к ограничению ширины сгустка $d < r_i/2$, где r_i - ларморовский радиус ионов. Для плазмы с большей шириной это может приводить ^{/31/} к разбиению на сгустки меньшей ширины, каждый не более $d' < r_i/2$. В этом случае каждый сгусток дрейфует затем самостоятельно через магнитное поле. Для ионов углерода в условиях эксперимента, согласно ^{/32/} и нашим экспериментальным результатам, средняя кратность ионизации $\bar{z} \approx 3$, $V_0 \sim 10^5$ м/с. Тогда можно оценить $d < 0,8$ см в магнитном поле $B = 0,2$ Тл. Действительно, в данных экспериментальных условиях наблюдалось образование двух плазменных сгустков, распространяющихся под разными углами в поперечном магнитном поле, причем размер каждого из них не превышал 0,8 см.

При увеличении массы ионов ларморовский радиус ионов $r_i \sim m_i V_i \sim (E_i A)^{1/2} \sim A^{2/3}$, поскольку $E_i \sim A^{1/3}$ ^{/24/}. По этой причине, по-видимому, в условиях эксперимента уже для мишеней из кремния одновременное формирование двух сгустков, как для углерода, не наблюдается. Сгусток, состоящий из ионов кремния, пространственно неоднороден, что выражается в изменении формы, длительности и амплитуды ионного тока, регистрируемого коллекторами, от импульса к импульсу лазера. Однако время прихода переднего фронта плазмы на коллекторы, расположенные под разными углами ϕ , одно и то же для коллекторов, находящихся на одном и том же расстоянии от мишени.

Для тяжелых ионов ниобия, тантала и висмута ларморовские радиусы ионов в магнитных полях, при которых выполнялся эксперимент, значительно больше, чем для углерода и кремния. Для плазмы этих элементов зафиксировано образование только одного плазменного сгустка, проходящего поперек магнитного поля за область баланса давлений.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность академику Г.Н.Флерову за предоставление возможности заниматься данной задачей, Ю.Ц.Оганесяну - за постоянное внимание к работе, С.Б.Богомолову, А.А.Еропкину - за активное содействие при проведении эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bostick W.H. - Phys.Rev., 1956, v.104, n.2, p.292.
2. Kogoshi S., Sato K.N., Sekiguchi T. - J.Phys. D: Appl. Phys., 1978, 11, p.1057.

3. Лазеры и термоядерная проблема. - Сб. переводных статей под ред. академика Б.Б.Кадомцева. М., Атомиздат, 1973.
4. Ананьин О.Б. и др. - ОИЯИ, Р9-80-832, Дубна, 1980.
5. Sudo S., Sato K.N., Sekuguchi T. - J.Phys. D: Appl.Phys., 1978, 11, p.389.
6. Райзер Ю.П. - ПМТФ, 1963, №6, с.19.
7. Синельников К.Д., Руткевич Б.Н. - ЖТФ, 1967, т.37, в.1, с.56.
8. Baker D.A., Hammel J.E. - Phys.Fl., 1965, v.8, №4, p.713.
9. Parsons C.R., Jellison G. - J.Appl.Phys., 1983, v.54, n.3, p.1631.
10. Гапонов С.В., Стриковский М.Д. - ЖТФ, 1982, т.52, в.9, с.1838.
11. Гапонов С.В., Лучин В.И., Стриковский М.Д. - Письма в ЖТФ, 1980, т.6, в.23, с.1409.
12. Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. - М., Мир, 1974, с.468.
13. Matoba T., Ariga S. - J.Phys.Soc.Jap., 1971, v.30, n.5, p.1477.
14. Гикал Б.Н. и др. Труды VIII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. - Протвино, 19-21 окт. 1982; т.1. - Дубна, 1983, с.116.
15. Быковский Ю.А., Сильнов С.М., Шерозия Г.А. - Физика плазмы, 1986, т.12, в.2, с.237.
16. Ананьин О.Б. и др. - ОИЯИ, Р7-7368, Дубна, 1973.
17. Ананьин О.Б. и др. - ЖТФ, 1983, т.53, в.1, с.94.
18. Пасюк А.С., Го Ци Цень, Третьяков Ю.П. - ОИЯИ, 1523, Дубна, 1964.
19. Месяц Г.А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. - М., Советское радио, 1974, с.256.
20. Демиденко И.И. и др. - ЖТФ, 1965, т.35, в.5, с.823.
21. Быковский Ю.А. и др. - ЖТФ, 1968, т.38, №7, с.1194.
22. Сильнов С.М., Суслов А.И. Изучение возможности создания источника многозарядных ионов на базе импульсного CO₂-лазера. - Физика. Деп. в ВИНТИ, №2010-78, М., 1978.
23. Tonon G.F. - IEEE Transactions on Nuclear Science, 1972, v.NS-19, n.2, p.172.
24. Быковский Ю.А. и др. - ЖЭТФ, 1971, т.60, в.4, с.1306.
25. Demtroder W., Jantz W. - Plasma Phys., 1970, v.12, p.691.
26. Березовский В.В. и др. - Письма в ЖТФ, 1977, т.3, в.7, с.310.
27. Коорман D.W. - Phys.Fl., 1976, v.19, n.5, p.670.
28. Горбачев Л.П. - магнитная гидродинамика, 1984, №4, с.81.
29. Dyer P.E. et al. - J.Phys. D: Appl.Phys., 1976, v.9, n.3, p.373.

30. Peter W., Rostoker N. - Phys.Fl., 1982, v.25, n.4, p.730.
31. Peter W., Ron A. - Phys.Fl., 1983, v.26, n.8, p.2276.
32. Apostol I. et al. Rev.Roum.Phys., 1976, v.21, n.10, p.1009.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 января 1989 года.