

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ФОКУСИРОВКИ ПОТОКА РАЗЛЕТАЮЩЕЙСЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ МАГНИТНОЙ ЛИНЗЫ

Д. В. Стрельников, Г. А. Шеролия

Необходимость фокусировки компенсированных ионных потоков при решении ряда научных и технических задач привела к постановке работ по созданию специальных плазменных линз [1]. При разработке таких линз предполагалось, что фокусное расстояние магнитных линз для ионного пучка и для плазменного пучка одинаковы, что привело к выводу о недостаточной эффективности магнитных линз при решении упомянутых задач [2]. Представляет интерес проведение прямых экспериментов по исследованию фокусировки плазменного потока с помощью магнитной линзы.

Схема экспериментальной установки, на которой исследовалась возможность фокусировки разлетающейся лазерной плазмы показана на рис. 1. Лазерная плазма создавалась с помощью фокусировки на мишень Al излучения лазера типа ЛТИ-403, обеспечивающего плотность мощности излучения на мишени $q=2 \cdot 10^9 - 10^{10}$ Вт/см² ($\lambda=1.06$ мкм). Для устранения эффекта кратера было предусмотрено устройство вращения мишени, что обеспечивало получение при каждом импульсе излучения лазера распыление одинакового количества материала мишени. Магнитная линза представляла собой короткий соленоид (13 500 витков медного провода), заключенный в магнитопровод. Вакуумная камера была изготовлена из диамагнитного материала. Вакуум, поддерживаемый в системе $5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст., обеспечивал безрекомбинационный пролет ионами дрейфового пространства длиной в 1 м. Ионы лазерной плазмы регистрировались коллектором, перед которым располагалась заземленная диафрагма с отверстием для пролета ионов, диаметр которого был около 0.1 мм. Коллектор, представляющий собой цилиндр Фарадея [3], мог перемещаться вместе с диафрагмой по двум координатам в вертикальной плоскости, обеспечивая тем самым возможность исследования пространственного распределения сфокусированного плазменного пучка, формирующегося при разлете лазерной плазмы. Регистрация коллекторного сигнала осуществлялась с помощью осциллографа С8-13. Расстояния от мишени до линзы и от линзы до диафрагмы коллектора составили соответственно 30 и 10 см. Внутренний диаметр полюсных наконечников линзы, диафрагмирующих плазменный пучок, 3 см.

Экспериментальные исследования коллекторного сигнала при различных токах, пропускаемых через обмотку линзы, показали, что по мере увеличения тока наблюдается постепенный рост коллекторного сигнала, достигающего максимальной величины при токе 3 мА, а затем происходил спад сигнала и практически полное исчезновение его при токах более 100 мА. Средняя энергия ионов в плазменном пучке в данном эксперименте составляла около 100 эВ. Необходимо отметить, что для исключения влияния на фокусируемый плазменный пучок электростатических полей, которые могут возникнуть за счет заряда стенок дрейфового пространства камеры частицами налетающей плазмы, все конструктивные элементы вакуумной системы (мишень, дрейфовая труба, элементы магнитной линзы, диафрагма коллектора) были изготовлены из проводящего материала и электрически соединены с «землей». Таким образом, при токе в 3 мА наблюдается эффективная фокусировка плазменного пучка, при этом ток обмотки линзы более чем на два порядка меньше, чем дает формула, определяющая фокусное расстояние магнитной линзы [1] для условий проведения данного эксперимента.

$$F = \frac{16}{3\pi^3} \frac{Mc^2}{e} \frac{Mv^2}{2e} \frac{c^2 R}{I^2}, \quad (1)$$

где I — ток обмотки линзы, v — скорость иона, R — внутренний радиус полюсных наконечников магнитной линзы.

Максимальное увеличение амплитуды коллекторного сигнала, достигаемое при наиболее эффективной фокусировке, составляло около 30 раз. Экспериментальные исследования изменения коллекторного сигнала при перемещении коллектора в плоскости, перпендикулярной

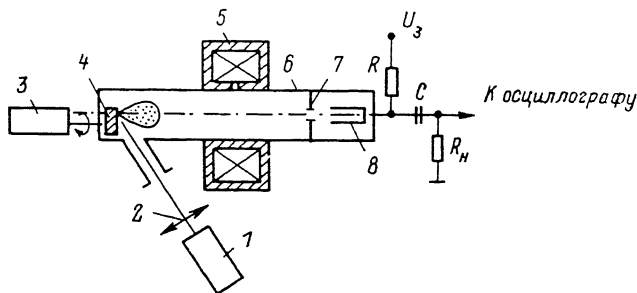


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — лазер, 2 — фокусирующая система, 3 — система вращения мишени, 4 — мишень, 5 — магнитная линза, 6 — вакуумная камера, 7 — диафрагма коллектора, 8 — коллектор.

направлению распространения плазменного пучка, показало, что при оптимальном токе, протекающем через обмотку линзы, наблюдается фокусировка лазерной плазмы вплоть до диаметра пучка около 2 мм при пятне фокусировки лазерного излучения на мишени 150 мкм (рис. 2).

В качестве объяснения полученного экспериментального результата, по-видимому, может быть принято предположение, что вследствие электростатического взаимодействия между электронами и ионами фокусируемой лазерной плазмы осуществляется своеобразная коллективная фокусировка ионов и электронов [4]. Результирующее фокусное расстояние в случае реализации такого процесса может быть найдено как среднее геометрическое фокусных расстояний электронов и ионов, движущихся с одинаковой скоростью вдоль оси распространения плазменного пучка

$$F_R = \sqrt{F_i F_e} \approx \frac{Mv^2}{I^2}, \quad (2)$$

где F_R — результирующее фокусное расстояние, F_i — фокусное расстояние для чисто ионного пучка, F_e — фокусное расстояние для электронного пучка.

Расчет результирующего фокусного расстояния для плазменного пучка с параметрами ионов, соответствующими использованному в эксперименте, дал значение, совпадающее в пределах ошибки эксперимента (30%) с фокусным расстоянием, заданным геометрией экспериментальной установки. Однако представляется необходимой также экспериментальная проверка функциональной зависимости результирующего фокусного расстояния F_R от скорости и массы сфокусированных ионов. Так как регистрация сфокусированной плазмы осуществлялась на определенном фиксированном расстоянии от мишени ($F_R = \text{const}$), то функциональная зависимость была определена с помощью исследования зависимостей тока обмотки линзы от скорости сфокусированных ионов определенной массы (в диапазоне энергий 200—400 эВ) и тока линзы от масс фокусируемых частиц определенной энергии.

Исследование зависимости величины тока линзы от скорости сфокусированных ионов одной массы показало, что в пределах ошибки эксперимента (20%) переменные I и v входят в соотношение (2) с одинаковым показателем степени.

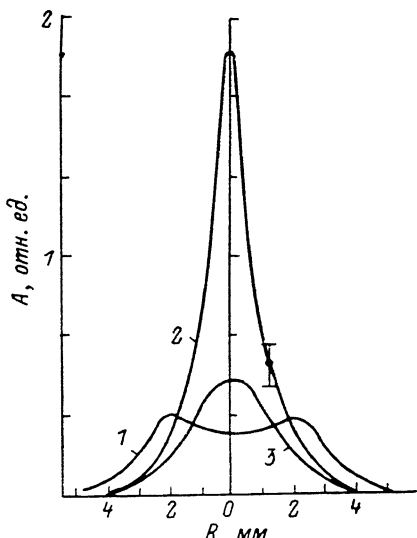


Рис. 2. Зависимость профиля плазменного пучка в плоскости диафрагмы коллектора от тока магнитной линзы.

A — сигнал коллектора, R — параметр координаты. 1 — 2, 2 — 3, 3 — 4 мА.

В экспериментах наблюдалась независимость фокусирующей способности линзы от направления силовых линий магнитного поля, поэтому можно предположить, что $F \sim I^{-2}$, а, следовательно, $F \sim v^2$. Исследование зависимости величины тока линзы от массы фокусируемых ионов было выполнено на ряде элементов: С, Al, Fe, Cu, Mo, Ta, при этом учитывалась установленная зависимость F от v . Ток линзы фиксировался при достижении максимума амплитуды сигнала коллектора, что означало фокусировку ионов с энергией, соответствующей основному максимуму энергетического распределения. Полученная в ходе измерений зависимость показала, что в пределах ошибок эксперимента (30 %) у переменной M в соотношении (2) показатель степени равен единице.

В результате можно утверждать, что соотношение (2) имеет место в случае фокусировки потока разлетающейся лазерной плазмы с помощью магнитной линзы в исследуемом диапазоне масс и энергии ионов.

Таким образом, в настоящей работе показано, что наряду с плазменными линзами магнитные линзы также являются эффективным средством фокусировки плазменных пучков, что, по-видимому, является следствием реализации режима коллективной фокусировки.

Список литературы

- [1] Габович М. Д., Плешивцев Н. В., Семашко Н. Н. Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. М.: Энергоатомиздат, 1986. 248 с.
- [2] Морозов А. И. Физические основы космических электрореактивных двигателей. М.: Атомиздат, 1978. 326 с.
- [3] Pearlman J. S. // Rev. Sci. Inst. 1977. V. 48. N 8. P. 1064—1067.
- [4] Robertson S. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. N 5. P. 1765—1767.

Поступило в Редакцию
29 февраля 1988 г.

ОТКЛОНЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ СИСТЕМОЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИН. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Е. Г. Вяткин, В. А. Долгих

На возможности использования кристаллов в качестве систем управления и транспортировки пучков заряженных частиц впервые было указано в [1, 2]. Причем, если в [1] предполагалось отклонять пучки в режиме каналирования изогнутым монокристаллом, что и было показано в эксперименте с протонами 8.4 ГэВ [3], то система, предложенная в [2], использует эффект малоуглового отражения пучка от поверхности кристалла и представляет собой совокупность кристаллических пластин, ориентированных относительно друг друга под углами α_i . Для пучков частиц с положительным зарядом необходимо, чтобы $\alpha_i \leq \Psi_L$ (Ψ_L — угол Линдхарда). В этом случае после многократного отражения потери в интенсивности отклоняемого пучка минимальны. Так, в численном эксперименте [4] при отражении ионов Ne с энергией $E=3-40$ кэВ от системы из трех кристаллов Si потери в интенсивности пучка составили $\sim 7-13$ %. В [5] было проведено компьютерное моделирование отражения 10 МэВ протонов от системы из 10 кристаллов Ge. Потери в интенсивности пучка изменялись в пределах 5—20 % в зависимости от углов ориентации α_i и температуры кристаллов. При этом пучок отклонялся на 25 мрад, а угловая расходимость пучка изменялась в пределах $2-5 \cdot 10^{-4}$ рад.

Целью настоящей работы является проведение численного эксперимента по отклонению пучка электронов с энергией $E=20$ МэВ системой из 10 монокристаллов Ge. Геометрия эксперимента соответствует схеме, предложенной в [2]: α_i — угол ориентации между соседними кристаллами, $\alpha = \sum_{i=1}^N \alpha_i$ — полный угол отклонения пучка, i — номер кристалла. Поверх-