

построить сравнительно простые пленочные диспергаторы проводящих жидкостей, отличающиеся высокой производительностью и довольно низкими энергозатратами, особенно в режиме резонансного распада, изображенном на рис. 1. Существенным достоинством таких пленочных МГД-диспергаторов является также простота в регулировании размера частиц (капель).

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Колесниченко А.Ф. Технологические МГД-установки и процессы. Киев: Наукова думка, 1980.
- [2] Колесниченко А.Ф., Казачков И.В., Водянюк В.О., Лысак Н.В. Капиллярные МГД-течения со свободными границами. Киев: Наукова думка, 1988.
- [3] Dem'janenko V.N., Gorislavets Yu.M., Kazachkov I.V. et al. // Liquid Metal Magnetohydrodynamics. Kluwer Acad. Publ. 1989. P. 293-298.
- [4] Казачков И.В. // Магнитная гидродинамика. 1989. № 4. С. 72-78.

Поступило в Редакцию
11 сентября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 3

12 февраля 1991 г.

04; 10

© 1991

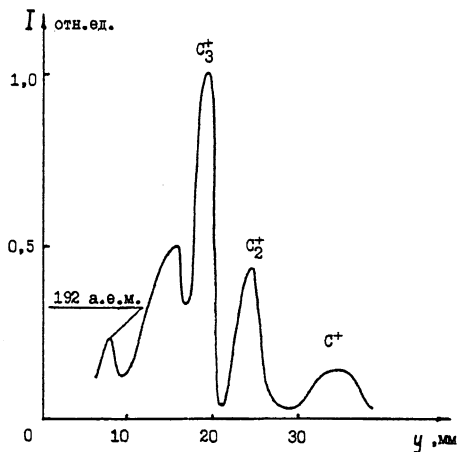
ЛАЗЕРНЫЙ ИСТОЧНИК ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ КЛАСТЕРНЫХ ИОНОВ УГЛЕРОДА

Ю.А. Быковский, С.А. Кондрашев,
Д.Г. Кошкарев

Создание интенсивного источника молекулярных и кластерных ионов является актуальной задачей в рамках программы инерциального термоядерного синтеза на пучках тяжелых ионов. В настоящей работе сообщается о получении интенсивного пучка кластерных ионов углерода при воздействии излучения импульсного CO_2 -лазера на мишень из чистого углерода. На основании проведенных исследований обсуждается возможность получения интенсивных пучков кластерных и молекулярных ионов различных элементов и соединений.

Эксперименты проводились по следующей схеме. Лазерное излучение фокусировалось на углеродную пластину, находящуюся под

Плотность почернения фото- пленки вдоль оси, перпенди- кулярной анализирующим по- лям масс-спектрографа Том- сона при энергии ионов 40 кэВ.



потенциалом +40 кВ относи- тельно заземленного сетчато- го электрода с прозрачнос- тью 95%. Диаметр пятна фо- кусировки лазерного излу- чения на мишени d мог ме- няться в диапазоне 1-7 мм,

а межэлектродное расстояние вакуумного диода составляло 55 мм. Процедура получения ионного пучка со стабильными пара- метрами состояла в следующем: вначале плотность потока лазер- ного излучения q снижалась до величины незначительно мень- шей пороговой q_n для заземленной мишени, определяемой по появлению коллекторного сигнала от ионов лазерной плазмы; за- тем, после подачи потенциала на мишень диаметр пятна фокуси- ровки уменьшался до тех пор, пока не устанавливался такой ре- жим, в котором не происходило пробоя диодного промежутка. При этом полный ток ионного пучка составлял величину ≈ 100 мА при длительности по основанию ≈ 30 мкс, что соответствует числу частиц $\approx 10^{13}$ за один „выстрел“ лазера. Ионный ток ре- гистрировался в диапазоне плотностей потока лазерного излучения (0.25-1) q_n , причем его амплитуда и длительность уменьшались как с уменьшением плотности потока q , так и с уменьшением диаметра d .

Массивные и энергетические спектры полученного пучка ионов определялись при помощи масс-спектрографа Томсона с регистри- рующей системой на основе микроканальной пластины [1]. Заре- гистрированные энергии ионов в пучке лежат в диапазоне 20- 40 кэВ, хотя пробоя диодного промежутка не происходит и напря- жение на нем постоянно во времени и равно 40 кВ. На рисунке приведена плотность почернения фотопленки вдоль оси, перпенди- кулярной анализирующим полям масс - спектрографа Томсона при энергии ионов 40 кэВ. Анализ полученной спектрограммы показы- вает, что полученный пучок состоит из ионов с диапазоном масс (12- 192) аем, причем, разрешенные масс-спектрографом ионные компоненты соответствуют иону углерода C^+ и двум кластерным ионам углерода C_2^+ и C_3^+ . Максимум в распределении числа частиц в полученном пучке приходится на кластерный ион углеро- да C_3^+ .

Важное значение для понимания происходящих процессов имеет вопрос о величине времени формирования ионного пучка Δt_p , то есть времени, проходящем с момента поглощения веществом

мишени лазерного излучения до момента формирования последней группы ионов в пучок. Измерения в одном „выстреле“ лазера длительностей ионного тока на двух различных расстояниях от мишени позволили определить Δt_{φ} . Оказалось, что время формирования пучка составляет (12–16) мкс при длительности ионного тока на коллекторе, расположенном на расстоянии 13,5 см от мишени, 25 мкс. В [2] показано, что для материалов, обладающих хорошей тепло- и теплопроводностью (к которым относится и углерод) испарение приповерхностного слоя мишени происходит в течение времени, лишь незначительно превышающего длительность лазерного импульса. Длительность импульса использованного CO_2 лазера составляет 1 мкс, поэтому основная часть ионов формируется в пучок в объеме диодного промежутка, а не на поверхности анода.

На основании полученных результатов можно предложить следующий механизм, действие которого приводит к наблюдаемому явлению. При воздействии лазерного излучения с достаточно низкой плотностью потока на твердотельную мишень происходит испарение ее приповерхностного слоя. Часть испаренного вещества ионизуется, образуя плазму с низкими значениями концентрации и температуры. При отсутствии внешнего электрического поля в области мишени ионы в таком плазменном сгустке полностью рекомбинируют при разлете до коллектора. Создание же внешнего электрического поля с напряженностью $\sim 10^4 \frac{\text{В}}{\text{см}}$ приводит к разрыву плазмы. Оценки показывают, что при этом извлекаемый ионный ток „ограничен объемным зарядом“ [3]. Формируемый при разрыве плазмы встречный поток электронов производит дополнительную ионизацию паров материала мишени. Суммарное число вновь образуемых и уже существовавших в сгустке ионов больше числа ионов, извлекаемых в соответствии с током, „ограниченным объемным зарядом“, так что граница ионотбора перемещается в сторону катода. По мере перемещения границы ионотбора к катоду возрастает площадь эмиссионной поверхности вследствие газодинамического расширения частично ионизованных паров материала мишени. Так происходит до тех пор, пока все ионы не будут извлечены из плазменного сгустка.

На состав полученного ионного пучка могут оказывать влияние атомы и молекулы, адсорбированные на поверхности мишени. Однако, так как плотность потока лазерного излучения в исследуемом режиме лишь незначительно ниже пороговой, то число испаренных атомов углерода много больше числа атомов и молекул, адсорбированных на поверхности мишени в области пятна фокусировки. Поэтому полученный ионный пучок состоит в основном из кластерных ионов углерода C_n^+ ($n = 1-16$), а адсорбированные на поверхности мишени атомы и молекулы могут присутствовать лишь на уровне примесей, не превышающем, по крайней мере, 10% от общего числа ионов в пучке. Отметим, что полученное распределение кластерных ионов в пучке по массам (см. рисунок) хорошо согласуется с массовым составом паров углерода, полученном в работе [4].

При помощи рассмотренного способа можно получать интенсивные пучки кластерных и молекулярных ионов различных элементов и соединений. Основное требование, предъявляемое к интенсивному источнику кластерных (молекулярных) ионов, состоит в том, что создаваемая в источнике плазма должна иметь низкие значения плотности и температуры, в противном случае столкновения с частицами, обладающими достаточно высокой энергией, приведут к разрушению кластера (молекулы). Кроме того, для получения высокой интенсивности пучка кластерных (молекулярных) ионов необходимо как можно раньше вытягивать ионы в пучок, не давая низкоплотной плазме разлетаться. Оба эти требования соблюдаются в предложенном способе возбуждения анода вакуумного диода лазерным излучением с припороговой плотностью потока. В каждом конкретном случае важное значение имеет вопрос о фрагментарном составе паров в результате импульсного лазерного разложения материала мишени.

В заключение выражаем благодарность А.А. Голубеву и Б.Ю. Шаркову за полезные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] К о н д р а ш е в С.А., К р е ч е т К.И., Х а й д а - р о в Р.Т., Ш а р к о в Б.Ю. Препринт ИТЭФ. Москва, 1986. № 109.
- [2] Р э д и Дж. Действие мощного лазерного излучения. М.: Мир. 1974. 470 с.
- [3] Г а б о в и ч М.Д. Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972. 304 с.
- [4] В е р к о w i t z J., С h у р к а W. // J. Chem. phys. 1964. V. 40. N 9.

Поступило в Редакцию
30 октября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 3

12 февраля 1991 г.

10

© 1991

К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ РАССЕЯНИЯ
НА РАЗВИТИЕ РЕЗИСТИВНОЙ
ПЕРЕТЯЖЕЧНОЙ МОДЫ РЭП

Е.К. К о п е с н и к о в, А.С. М а н у й л о в

В последнее время значительное внимание уделяется исследованию резистивных макронеустойчивостей релятивистских электронных пучков (РЭП), распространяющихся в газоплазменных средах [1-4]. Было показано, что наибольшую опасность для транспорти-