

Спектры многозарядных ионов лазерной плазмы, образованные с обеих сторон мишени

М.Р.Бедиллов, И.Ю.Давлетов, М.С.Сабитов, Г.Р.Бердиёров, Т.Г.Цой

Одновременно исследованы спектры многозарядных ионов плазмы по обеим сторонам мишени из Al, W, создаваемой излучением лазера с интенсивностью 0.1–500 ГВт/см². Зарядовые и энергетические спектры ионов лазерной плазмы по обеим сторонам мишени изучены с помощью двойного масс-спектрометра. Установлено, что вследствие изменения кинетики ионизационных процессов в плазме происходит уменьшение максимальных кратности заряда и энергии ионов с тыльной стороны мишени относительно фронтальной.

Ключевые слова: многозарядные ионы, лазерная плазма, обратная сторона мишени.

1. Введение

В лазерной физике вопрос создания и нагрева плазмы излучением лазера является весьма актуальным. Большой интерес к нему связан с возможностью получения управляемого термоядерного синтеза, а также создания эффективных источников рентгеновского и нейтронного излучений, источника многозарядных ионов, лазеров на многозарядных переходах, нелинейно-оптических сред [1–4]. Исследования физических процессов в многозарядной лазерной плазме представляют интерес и при создании эффективных инжекторов тяжелых ионов для ускорителей, масс-анализаторов твердых тел со сложным элементным составом [5–8]. В этом случае особенно важно исследовать масс-зарядовые, энергетические спектры ионов плазмы не только с фронтальной стороны мишени [1–9], но одновременно с обеих ее сторон, что и является целью настоящей работы.

2. Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на установке, схема которой показана на рис.1. В основном она состояла из лазерной системы, источника ионов лазерной плазмы, двойного масс-спектрометра, включающего в себя времяпролетные анализаторы, совмещенные с электростатическими сепараторами, а также из вакуумных систем и контрольно-регистрирующей аппаратуры. Для одновременного исследования ионов не только с фронтальной [4], но и с тыльной стороны мишени, на основе установки, использованной в [4], был собран еще один масс-спектрометр с аналогичными параметрами, состоящий из времяпролетного анализатора, совмещенного с электростатическим сепаратором.

Общая длина пролетного расстояния ионов в одном масс-спектрометре составляла 150 см, угол падения из-

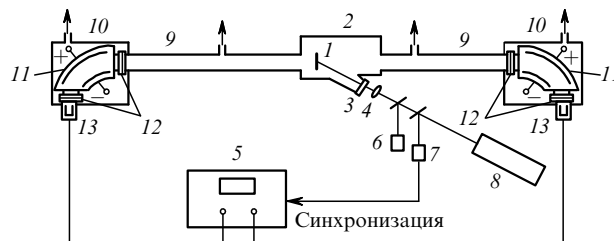


Рис.1. Принципиальная схема двойного масс-спектрометра для одновременного исследования ионов лазерной плазмы с двух сторон мишени:

1 – исследуемая мишень со специальным передвигающим устройством; 2 – камера лазерной плазмы; 3 – оптическое окно; 4 – фокусирующая линза; 5 – двухлучевой осциллограф; 6 – калориметр; 7 – ФЭК; 8 – лазер; 9 – времяпролетный сепаратор; 10 – камера электростатического анализатора; 11 – электростатический анализатор; 12 – входные и выходные щели анализатора; 13 – детектор ионов ВЭУ-1А.

лучения лазера был равен $\sim 18^\circ$, размеры входных и выходных щелей электростатического анализатора (~ 0.5 мм) обеспечивали разрешение по массе $R_m \sim 100$. Остаточное давление в камере составляло $\sim 10^{-6}$ Тор.

В опытах использовались мишени толщиной 10–50 мкм из Al и W. С помощью специального устройства место поражения мишени после каждого действия излучения лазера обновлялось. Интенсивность излучения q неодимового лазера ($\lambda = 1.06$ мкм, длительность светового импульса ~ 50 нс) регулировалась в пределах 0.1–500 ГВт/см². Отметим, что каждое экспериментальное значение является усредненным по пяти импульсам лазерного излучения.

3. Результаты исследования

Экспериментально получены масс-зарядовые и энергетические спектры многозарядных ионов лазерной плазмы с двух сторон мишени из Al, W в зависимости от интенсивности излучения лазера и толщины мишени. Сравнение этих спектров дало возможность в широком интервале кратностей заряда и энергии ионов установить некоторые особенности формирования характеристик ионов плазмы с тыльной стороны мишени относительно

ее фронтальной стороны. Выявленные особенности формирования характеристик многозарядных ионов плазмы, образованных с обеих сторон мишени, проявляются в максимальных кратности заряда и энергии ионов, в характере энергетического спектра, а также в зависимости их изменения от интенсивности излучения лазера и толщины мишени из Al, W.

Анализ спектров многозарядных ионов плазмы, генерированных с обеих сторон мишени под действием излучения лазера, позволил выявить следующие особенности: 1) с обеих сторон мишени одновременно возникают многозарядные ионы плазмы в различных ионизационных состояниях; 2) масс-спектры ионов плазмы состоят из пиков ионизованных атомов Al (W); 3) максимальные кратности заряда ионов плазмы с тыльной стороны мишени в целом ниже, чем у ионов, регистрируемых с фронтальной стороны мишени (например, максимальные кратности заряда Z_{\max} ионов Al с тыльной и фронтальной сторон при $q = 500$ ГВт/см² соответственно равны 3 и 7, а в случае W-мишени $Z_{\max} = 2$ и 6); 4) максимальные кратности заряда ионов плазмы, генерированных одновременно с обеих сторон мишени, наблюдаются при толщинах мишени из Al порядка 13 мкм, а из W – около 10 мкм (при $q = 500$ ГВт/см²); 5) одновременная генерация многозарядных ионов с обеих сторон мишени из Al, W происходит в интервале $q = 50 - 500$ ГВт/см², тогда как при $q < 50$ ГВт/см² ионы образуются только с фронтальной стороны мишени.

Исследование энергетических спектров многозарядных ионов лазерной плазмы с обеих сторон мишени позволило также установить ряд особенностей формирования спектров ионов. На рис.2 приведены наиболее типичные энергетические спектры многозарядных ионов плазмы, образованных с обеих сторон мишени из Al при $q = 500$ ГВт/см² и толщине мишени 13 мкм. Отметим, что энергетические спектры ионов с обеих сторон ми-

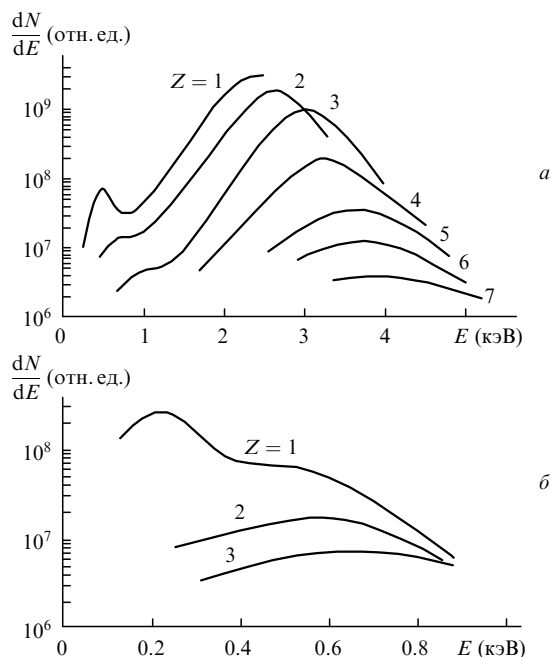


Рис.2. Типичные энергетические спектры многозарядных ионов плазмы с кратностью заряда $Z = 1 - 7$, зарегистрированных с фронтальной стороны Al-мишени (а), и с кратностью заряда $Z = 1 - 3$, зарегистрированных с ее тыльной стороны (б), при интенсивности лазера 500 ГВт/см² и толщине мишени 13 мкм.

шени по характеру довольно близки, однако различаются энергетическими диапазонами. Видно, что многозарядные ионы плазмы, пролетевшие сквозь отверстие в мишени из Al в ее тыльную часть, имеют меньшую энергию, чем ионы, регистрируемые с фронтальной стороны. Максимальная энергия пролетевших через отверстие ионов доходит до 1.0 кэВ, в то время как их максимальная энергия с фронтальной стороны составляет порядка 5.0 кэВ. С увеличением толщины мишени эта энергия уменьшается, хотя кратность заряда ионов в пределах изменения толщины Al-мишени от 13 до 50 мкм (для W-мишени – от 10 до 40 мкм) сохраняется.

С ростом толщины мишени максимумы в энергетических спектрах ионов исчезают, начиная с более высокозарядных ионов, а при толщинах, соответствующих пороговым интенсивностям лазера, необходимым для образования отверстий, сохраняется энергетический спектр только однозарядных ионов. Эти экспериментальные факты являются подтверждением того, что основная доля энергии лазерного излучения поглощается в выброшенном веществе и дальнейший ход процесса связан именно с этим поглощением. Так, уменьшение максимальной кратности заряда ионов плазмы, регистрируемых с тыльной стороны мишени ($Z_{\max} = 3$), по сравнению с максимальной кратностью заряда ионов, регистрируемых с фронтальной стороны ($Z_{\max} = 7$), свидетельствует о том, что высокозарядная часть плазмы образуется впереди расширяющейся плазмы, а низкозарядная часть расположена в глубине плазмы, ближе к мишени. Поэтому естественно, что с образованием отверстия в тыльную часть мишени в первую очередь попадут близлежащие слои плазмы.

Эксперимент показывает, что при формировании лазерной плазмы слои, находящиеся впереди по ходу движения, будут сильнее нагреваться еще продолжающим действовать лазерным пучком, вследствие чего максимальные кратности заряда и энергии ионов, образующих эти слои, будут выше, чем в глубине плазмы. Такой перегруппировки ионов будет способствовать и разлет плазмы с фронтальной стороны мишени. В этом случае электроны, входящие в состав плазмы, из-за малой массы и большой подвижности будут выталкиваться из плазменной среды и опережать ионный компонент. Возникающее же электрическое поле будет ускорять ионы в соответствии с их зарядом, в результате чего высокозарядная часть окажется в головной части движения.

На рис.3 показана типичная зависимость максимальной энергии пролетевших ионов Al от толщины мишени ($d = 10 - 50$ мкм). Видно, что максимальная энергия ионов Al (а также ионов W) асимптотически убывает с увеличением толщины мишени. Физически ясно, что на образование отверстия в мишени большей толщины необ-

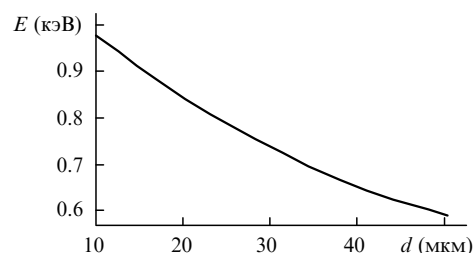


Рис.3. Зависимость максимальной энергии ионов плазмы, зарегистрированных с тыльной стороны Al-мишени, от ее толщины.

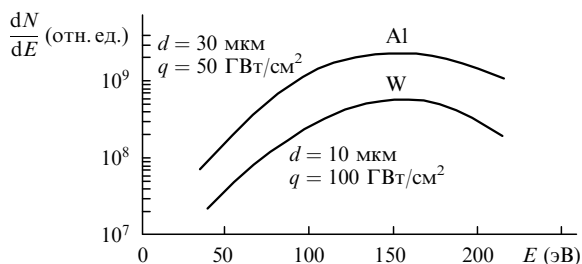


Рис.4. Энергетические спектры однозарядных ионов Al и W, полученные с тыльной стороны мишени, при ее различных толщинах и интенсивностях лазерного излучения.

ходимо затратить и большую энергию, вследствие чего доля энергии пролетевших через отверстие ионов должна уменьшиться. Регистрация ионов с фронтальной стороны в случае образования отверстия показали, что их энергия также уменьшается по сравнению с энергией тех ионов, которые образовались в отсутствие отверстия. С уменьшением толщины мишени энергия и кратность заряда ионов, вылетающих в ее тыльную сторону, приближаются к энергии и кратности заряда ионов, вылетающих во фронтальную сторону.

Довольно интересными являются энергетические спектры ионов при толщинах мишеней, соответствующих пороговой интенсивности излучения лазера, когда отверстие в мишени только начинает появляться. В этом случае сохраняется энергетический спектр лишь однозарядных ионов, ионы более высокой кратности не регистрируются. На рис.4 показаны энергетические спектры ионов Al ($d = 30$ мкм, $q = 50$ ГВт/см²) и ионов W ($d = 10$ мкм, $q = 100$ ГВт/см²), построенные по ионным пикам, каждый из которых был получен на третьей вспышке лазера, направленной в одну и ту же точку мишени (отверстие в мишени возникает на третьей вспышке). Как видно из рис.4, эти спектры тоже соответствуют режиму пролета лишь однозарядных ионов.

4. Выводы

Приведенные экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что при разлете плазмы в зависимости

от толщины мишени происходит перераспределение массы разлетающегося вещества и, следовательно, энергии, которой обладают его частицы, в тыльную сторону. При тонких мишенях для образования отверстия требуются меньшее время и меньшая затрата энергии, поэтому ионы, вылетающие в тыльную сторону мишени, еще обладают особенностями, характерными для ионов с фронтальной стороны мишени (без образования сквозного отверстия), т. е. наличием максимума их энергетических спектров, диапазоном энергии для ионов каждой зарядности и т. д. Чем тоньше мишень, тем меньшей преградой является она для разлетающихся частиц.

При толстых мишенях для образования отверстия требуются более длительное время и большая энергия, вследствие чего в тыльную сторону выйдут те ионы, которые определяют «хвостовую» часть разлетающихся частиц. Это значит, что за время образования отверстия основная часть ионов успеет настолько отойти от мишени, что частицы, определяющие центр сгустка масс, не попадут на тыльную сторону мишени. Таким образом, энергетический спектр ионов с зарядом выше единицы характеризуется убывающей кривой (без максимума), а при определенном соотношении толщины мишени и интенсивности света он исчезает и остается энергетический спектр только однозарядных ионов.

1. Басов Н.Г., Крохин О.Н. *ЖЭТФ*, **46**, 171 (1964).
2. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Рупасов А.А. и др. *Диагностика плотной плазмы* (М., Наука, 1989).
3. Крохин О.Н., Михайлов Ю.А., Пустовалов В.В. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **20**, 239 (1974).
4. Бедиллов М.Р., Холбаев А. *Физика плазмы*, **15**, 114 (1989).
5. Бедиллов М.Р., Хайдаров Р.Т., Кунишев У.С. и др. *Физика плазмы*, **24**, 366 (1998).
6. Бедиллов М.Р., Хайдаров Р.Т., Давлетов И.Ю. *Квантовая электроника*, **22**, 593 (1995).
7. Бедиллов М.Р., Быковский Ю.А., Курамаев Д. *Квантовая электроника*, **14**, 1675 (1987).
8. Бедиллов М.Р., Быковский Ю.А., Хаитбаев К. *Квантовая электроника*, **18**, 79 (1991).
9. Абдупатаев Р., Бедиллов М.Р. *Квантовая электроника*, **14**, 2281 (1987).
10. Бедиллов М.Р., Хайдаров Р.Т., Якубов Б.Х., Кунишев У.С. *Квантовая электроника*, **23**, 835 (1996).