

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P9-86-2 e+

Ю.А.Быковский*, В.П.Гусев*, Ю.П.Козырев*,
И.В.Колесов, В.Б.Кутнер, А.С.Пасюк,
В.Д.Пекленков*, С.Г.Стеценко, К.Г.Суворов*,
Д.А.Узиенко*

ИССЛЕДОВАНИЕ

ЭМИССИИ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ
ИЗ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ \vec{B}
И УСКОРЕНИЕ ИХ НА ЦИКЛОТРОНЕ У-200

Извлечение ионов из плазменного факела,
направленного перпендикулярно магнитному полю.
Интегральные характеристики лазерной плазмы
в продольном магнитном поле

* Московский инженерно-физический институт

1986

1. Одной из наиболее актуальных задач современной ускорительной техники является создание высокоэффективных источников многозарядных ионов /МЗИ/. Весьма перспективными в этой связи выглядят возможности использования в качестве такого источника плазмы, создаваемой лазером. Так, например, в работе^{/1/} сообщается о получении при плотности мощности излучения CO_2 -лазера $\Phi = 10^{13} \div 10^{15} \text{ Вт/см}^2$ интенсивных потоков ионов с кратностью ионизации $Z \geq 34$ для элементов с атомным номером $Z_{\text{Я}} \sim 40$. Такие высокие зарядности невозможно получать в традиционных источниках ионов /дуговой, дуоплазмотрон и т.п./, которые, в основном, используются в настоящее время на ускорителях. Реализация лазерного источника МЗИ на синхрофазотроне ОИЯИ позволила впервые ускорить до релятивистских энергий ядра углерода^{/2/}, а в результате дальнейшей оптимизации источника ускорить также до релятивистских энергий ионы ${}^7\text{Li}^{3+}$, ${}^6\text{Li}^{3+}$, ${}^{24}\text{Mg}^{12+}$ с интенсивностью $10^9 \div 5 \cdot 10^{10}$ ядер/имп и осуществить на этих пучках ядерно-физические эксперименты^{/3/}. Весьма перспективным представляется также использование лазерной плазмы в качестве источника МЗИ для циклотронов, которые наиболее широко используются в ядерной физике средних энергий. Однако в этом случае необходимо учесть, что образование и разлет ядерной плазмы происходят в условиях магнитного поля циклотрона, которое существенно влияет на характеристики ионной эмиссии лазерной плазмы. Целью настоящей работы и явилось изучение особенностей использования лазерной плазмы в качестве источника МЗИ для циклотронов. Работа преследует своей целью показать как успехи, так и трудности в решении данной задачи. Поскольку работа имеет обобщающий характер, в нее включены некоторые результаты, доложенные нами ранее^{/4,6,34/}.

2.1. Исследования лазерной плазмы в поперечном магнитном поле /нормаль к поверхности мишени перпендикулярна магнитным силовым линиям/^{/7,8/} позволили впервые реализовать лазерный источник МЗИ на циклотроне У-200 ЛЯР ОИЯИ с осуществлением ускорения и вывода ионного пучка^{/9/}. По сравнению с макетом^{/7,8/}, из-за ограничений по габариту источника в циклотроне, в наших экспериментах мишень была смещена относительно эмиссионной щели в сторону одного из полюсов циклотрона на расстояние $\approx 1,5$ см. Нормаль к поверхности мишени в точке фокусировки лазерного луча составляла 45° относительно направления силовых линий магнитного поля циклотрона ~ 2 Тл. Экспериментальные результаты испытаний этого источника на циклотроне У-200 представлены на

N частиц/импульс

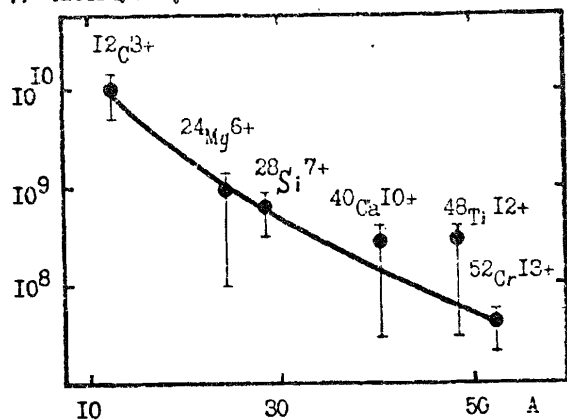


Рис.1. Количество ионов, ускоряемых на циклотроне У-200 за один импульс генерации CO_2 -лазера. Ввод плазмы осуществляется под углом 45° к силовым линиям \vec{B} . $\Phi \approx 10^9$ Вт/см 2 .

рис.1. Ускорялись ионы с отношением $A/Z=4$, где A - атомный вес материала мишени. В источнике использовался CO_2 -лазер "ксенон" $^{10/}$, позволявший получать плотность мощности лазерного излучения на поверхности мишени $\Phi \sim 10^9$ Вт/см 2 при полной энергии в лазерном импульсе ≈ 2 Дж и частоте следования импульсов 1 Гц. Форма лазерного импульса была типичной для CO_2 -лазера высокого давления: гигантский импульс, имеющий длительность ~ 200 нс, содержал приблизительно 30% от полной энергии излучения. Длительность "хвоста" составляла 2 ± 3 мкс. Измерение характеристик ускоряемого ионного пучка производилось с помощью пробников, а идентификация ускоряемых ионов - с помощью трековых детекторов, установленных на внутренних радиусах циклотрона.

2.2. Эксперимент показал /рис.1/, что даже при сравнительно невысокой плотности мощности лазерного излучения $\Phi \sim 10^9$ Вт/см 2 и $\lambda = 10,6$ мкм / λ - длина волны лазерного излучения/ в лазерном источнике ионов удается получать ионы с кратностью ионизации выше, чем в традиционном дуговом источнике. Так, реализация лазерного источника МЗИ на циклотроне У-200 с вышеуказанными параметрами позволила расширить диапазон ускоряемых ионов с $A/Z = 4$ по сравнению с дуговым источником от $^{20}\text{Ne}^{5+/11/}$ до $^{52}\text{Cr}^{13+}$. Длительность импульса ускоренных ионов на полувысоте составляла 1 ± 10 мкс. С увеличением кратности ионизации ионов длительность импульса уменьшалась.

При общем количестве ионов, получаемых в источнике $10^{15} \div 10^{16}$, за один импульс лазера из источника извлекалось 10^{13} ионов. Это, в основном, связано с уходом ионов из плазменного сгустка вдоль магнитного поля при его движении от мишени к эмиссионной щели поперек магнитного поля циклотрона. Отсутствие сведений о зарядовом составе ионов, уходящих вдоль магнитного поля, не позволяет в настоящее время однозначно сказать о влиянии этого процесса на эффективность ввода МЗИ лазерной плазмы в режим уско-

рения. Можно лишь предполагать, что из-за большего угла разлета наиболее интенсивный уход вдоль магнитного поля будет наблюдаться для низзарядных ионов $^{13/}$ и, вследствие этого, данный процесс может и не появляться на эффективность использования МЗИ лазерной плазмы для задач ускорения. Вместе с тем для ряда ядерно-физических экспериментов, в которых используются ионы, получаемые из редких или дорогостоящих материалов, такой способ транспортировки ионов является малоприменимым. При этом на передний план выдвигается экономичность источника, а требования к заряду ионов могут существенно снижаться. В этой связи более перспективным представляется вариант источника, в котором транспортировка плазмы от мишени к эмиссионной щели осуществляется вдоль магнитного поля циклотрона /рис.2/. Так, в ряде работ /см., напр., $^{14,15/}$ показано, что вследствие симметрии разлета лазерной плазмы относительно нормали к поверхности мишени продольное магнитное поле /нормаль к поверхности мишени параллельна магнитным силовым линиям/ осуществляет эффективное радиальное удержание плазменного сгустка, что позволяет с минимальными потерями транспортировать ионы на значительные расстояния от мишени $^{16/}$.

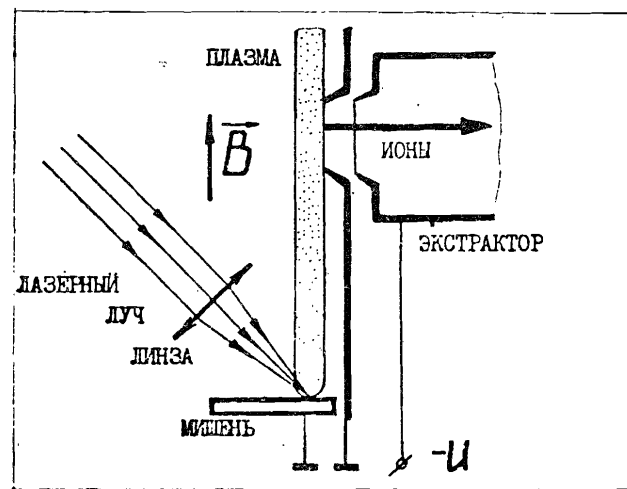


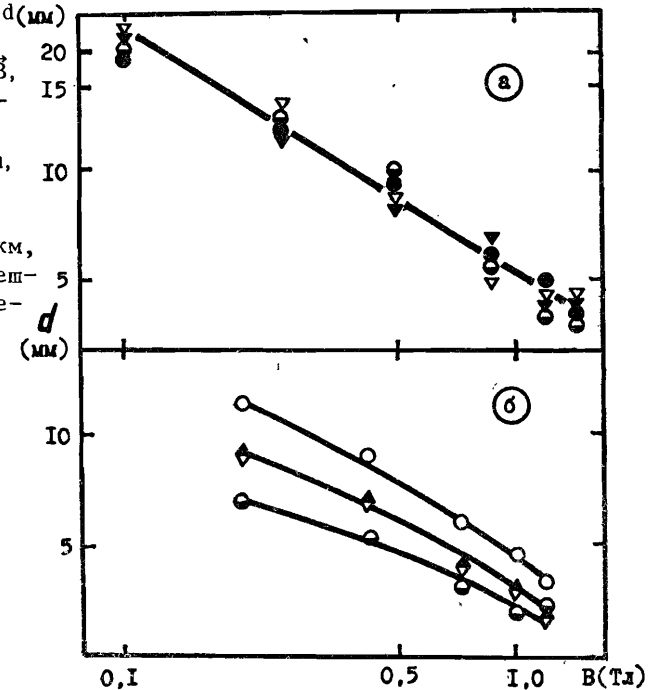
Рис.2. Принципиальная схема лазерного источника многозарядных ионов с вводом плазмы вдоль силовых линий \vec{B} .

3. Разработка лазерного источника МЗИ для циклотронов с разлетом плазмы вдоль магнитного поля включала в себя исследование интегральных пространственно-временных и зарядовых характеристик лазерной плазмы в продольном магнитном поле.

3.1. Работа по изучению влияния продольного магнитного поля на интегральные характеристики лазерной плазмы проводилась на базе стенда ионных источников ЛЯР ОИЯИ^{/17/}. В эксперименте использовался CO₂-лазер и серийный лазер ЛТИПЧ-4 / $\lambda = 1,06$ мкм/, позволявшие получать на поверхности мишени плотность мощности лазерного излучения $\approx 6 \cdot 10^9$ и $\approx 5 \cdot 10^9$ Вт/см² соответственно. Фокусировка лазерного излучения производилась вблизи нормали к поверхности мишени /угол между нормалью к поверхности мишени и лучом лазера не превышал нескольких градусов/. Рабочий вакуум в камере составлял 10^{-5} Тор. Изучение интегральных характеристик лазерной плазмы в продольном магнитном поле проводилось с помощью плоских электрических зондов, которые располагались на расстоянии $L = 3 \pm 12$ см от поверхности мишени в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Зонды работали в режиме ионного тока насыщения. Величина магнитного поля \vec{B} варьировалась от 0,03 до 1,55 Тл.

3.2. Эксперимент показал, что, как и следовало ожидать, вне зависимости от длины волны лазерного излучения и материала мишени, наложение продольного магнитного поля приводит к сжатию телесного угла разлета ионов. Плазма приобретает форму цилиндра, ось которого является нормалью к поверхности мишени в точке фокусировки лазерного излучения. Диаметр плазменного столба d монотонно уменьшается с увеличением величины магнитного поля /рис.3/. За диаметр был принят линейный размер сгустка, на границе которого количество ионного заряда, регистрируемого зондом, было в два раза меньше, чем в центре. Однако характер зависимости $d(B)$ различен для применяемых лазеров, что, по-видимому, является в первую очередь следствием в различии температур получаемых плазменных сгустков. Так, для плазмы, создаваемой CO₂-лазером, полученная зависимость наиболее удачно аппроксимируется зависимостью $d(B) \sim B^{-\alpha}$, где $\alpha \approx 2/3$, которая имеет место при расширении плазменного облака с высокой проводимостью (магнитное число Рейнольдса $Re_m > 1$)^{/18,19/}. Оценка исходной электронной температуры плазмы, проведенная по работам^{/20,21/} дала значение $kT_e \sim 50 \div 70$ эВ, что действительно должно соответствовать ситуации $Re_m > 1$. Полученное значение α хорошо согласуется с результатами других работ^{/14,22,23/}, в которых изучение зависимости $d(B)$ производилось в магнитных полях до ~ 10 Тл и при значениях kT_e до 400 эВ. Измерения проводились главным образом с помощью спектрометрических методик на ранних стадиях разлета плазмы в магнитном поле. Соответствующие значения α , приведенные в данных работах или, как следует из приведенных зависимостей, составляют соответственно $2/3$, $\approx 2/3$ и $3/5$. Интересным фактом является и то, что, как показал эксперимент /рис.3а/, диаметр плазменного столба слабо зависит от материала мишени, что свидетельствует о слабой зависимости газодинамического давления плазмы от материала мишени при фиксированной Φ .

Рис.3. Зависимость диаметра лазерной плазмы d (мм) от величины продольного магнитного поля B , для различных материалов мишени: \bullet - С, ∇ - Al, \blacklozenge - Ti, \blacktriangledown - Cu, \bullet - Та, \circ - Вi; $\Phi = 4 \cdot 10^9$ Вт/см²; $L = 9$ см; $a/\lambda = 10,6$ мкм, $b/\lambda = 1,06$ мкм. Погрешность измерения не превышает 25%.



Для плазмы, создаваемой лазером ЛТИПЧ-4, как видно из рис.3б, имеет место более сложная зависимость $d(B)$ по сравнению с вышеописанным случаем. На основе данных работы^{/24/} электронная температура плазмы составляет ~ 10 эВ, что наряду с полученными результатами по скорости разлета плазмы в отсутствие поля соответствует значению $Re_m < 1$. Такое значение Re_m соответствует разлету плазмы с низкой проводимостью σ , когда она слабо возмущает магнитное поле. Два случая разлета такого плазменного облака рассмотрены в работе^{/18/}, где предполагается, что имеет место либо постоянство $\sigma = \sigma_0$, либо она меняется по закону $\sigma_T = \sigma_0 / \Omega$ /адиабатический закон расширения с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$, где Ω - объем сгустка. Значения α по этой работе соответственно равняются $1/2$ и 2 . Реально ситуация при разлете лазерной плазмы в магнитном поле несколько иная. На ранних стадиях разлета, где газодинамическое давление плазмы намного превышает магнитное, осуществляется спад температуры, близкий к адиабатическому. Однако по мере расширения плазменного сгустка происходит выравнивание мощности охлаждения плазмы за счет адиабатического расширения, и мощности нагрева сгустка за счет омического /джоулевого/ нагрева плазмы индукционными токами^{/4,25/}. При дальнейшем расширении плазмы наблюдается рост kT_e , достигающий своего максимального значения в момент остановки разлета плазмы поперек магнитного поля^{/14,22,26/}. Таким образом,

реальное значение σ для данных экспериментальных условий будет находиться в пределах: $\sigma_T \leq \sigma \leq \sigma_0$, и отсюда следует, что α также должно быть заключено в пределах $1/2 \leq \alpha \leq 2$, что согласуется с экспериментом. Интересным фактом является и то, что α в данных условиях зависит от B : увеличивается с увеличением B .

Эксперимент показал, что в магнитных полях $\geq 0,5$ Тл и расстояниях от мишени $L = /3 \div 13/$ см, в которых производился анализ, диаметр плазменного сгустка, в пределах экспериментальной ошибки $\approx 50\%$, не зависел от L , причем количество ионного заряда, регистрируемого зондами в пределах d с такой же точностью, оставалось неизменным.

Таким образом, полученные экспериментальные результаты разумно согласуются как с теоретически предсказанными, так и экспериментальными результатами других авторов. Наиболее важным с точки зрения разработки лазерного источника МЗИ с разлетом плазмы вдоль магнитного поля является то, что в магнитных полях, близких по своей величине к магнитным полям современных циклотронов $\sim 1 \div 2$ Тл, диаметр плазменного столба составляет несколько миллиметров /рис.3а,б/, что соответствует характерным размерам в этом направлении эмиссионной щели циклотронных источников. Причем транспортировать ионы в пределах квазинейтрального плазменного сгустка без потерь и существенного увеличения диаметра сгустка можно на значительные расстояния от мишени, ~ 10 см. Такие размеры плазмы являются благоприятными фактами с точки зрения ввода ионов из плазмы в режим ускорения.

Поскольку, с точки зрения использования МЗИ для задач ускорения, необходимо получение как можно более высоких зарядностей ионов, целесообразно провести оценку влияния дальнейшего увеличения плотности мощности лазерного излучения на диаметр плазменного столба. Исходя из того, что σ плазмы в этом случае достаточно высока ($Re_m > 1$), диаметр плазменного сгустка в соответствии с ^{19/} можно оценить из приближенного условия равновесия:

$$B^2 / 2\mu_0 \approx N_i \epsilon_i / (\pi d^3 / 16), \quad //1/$$

где μ_0 - магнитная постоянная; N_i , ϵ_i - количество и средняя кинетическая энергия ионов. Учитывая, что $N_i \sim \Phi^{1/3} \bar{Z}^{2/3} / 27$, $\epsilon_i \sim (\bar{Z} + 1) kT_e / 28$, $kT_e \sim \Phi^{2/3} \bar{Z}^{1/3} / 20$ и $\bar{Z} = 26 [10^{-3} kT_e / (1 + 10^{-3} (26/Z_R)^2 \cdot kT_e)]^{1/2} / 29$, в предположении $\bar{Z} \gg 1$ и $1 + 10^{-3} (26/Z_R)^2 kT_e \sim 1$ получаем $d(\Phi) \sim \Phi^{1/3}$. К тому же необходимо учесть, что угол разлета МЗИ относительно нормали к поверхности мишени в отсутствие поля составляет $\leq 10^\circ / 12^\circ$. Это означает, в соответствии с ^{1/1/}, что диаметр плазменного столба для МЗИ должен быть в $1/(\sin 10^\circ)^{2/3} \approx 3$ раза меньше, чем для всех зарядностей. Поэтому увеличение Φ на два-три порядка и достижение вследствие этого очень высоких $kT_e \sim 100 \div 1000$ эВ, вероятно, не потребует специальных мер по сжатию плазменного столба для ввода ионов в процесс ускорения.

Это очень важно, поскольку из-за конструктивных особенностей принимать такие меры затруднительно.

3.3. Наряду с геометрическими размерами факела лазерной плазмы в продольном магнитном поле, для разработки источника МЗИ необходимо также иметь сведения о стабильности пространственных характеристик лазерной плазмы. В данной работе проведено исследование влияния угла падения лазерного излучения на мишень и состояния поверхности мишени на пространственные характеристики факела лазерной плазмы.

Эксперимент показал, что увеличение угла падения излучения лазера ЛТИПЧ-4 до 45° приводит к увеличению сечения плазменного факела в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Форма сечения плазмы была близка к эллипсу. Минимальный диаметр плазменного столба равен с точностью до экспериментальной ошибки диаметру столба в случае падения излучения вблизи нормали к поверхности мишени, и в максимальном $B = 1,55$ Тл составлял $3 \div 1$ мм, а максимальный диаметр увеличивался приблизительно в $2 \div 3$ раза. Минимальный диаметр находился в плоскости, проходящей через ось падающего луча и параллельной силовым линиям магнитного поля. Такая пространственная особенность разлета плазмы, по-видимому, является следствием возникновения на границе плазмы в магнитном поле желобковых неустойчивостей ^{30/}, благодаря чему плазма по определенным направлениям может расширяться поперек магнитного поля на значительные расстояния. При этом эксперимент показал, что "кратер" на поверхности мишени в случае фокусировки лазерного излучения под углом также имеет форму эллипса. Поэтому возникновение желобковых неустойчивостей на границе плазмы, в данных экспериментальных условиях, по-видимому, является следствием асимметрии разлета ионов в радиальном направлении, что, в свою очередь, является следствием начальных условий образования плазмы ^{31/}. Как и следовало ожидать, с увеличением L максимальный диаметр плазменного столба также увеличивается.

Еще более существенно на максимальный диаметр плазменного столба влияет состояние поверхности мишени. Так, при сканировании лазерного излучения по окружности на поверхности мишени, по мере выработки "канавки", когда ее глубина становилась соизмерима с ее шириной, вне зависимости от угла падения лазерного излучения, максимальный диаметр плазменного столба увеличивался более чем на порядок, и составлял при $L = 7$ см приблизительно 60 мм. Такое существенное влияние эрозии поверхности мишени на диаметр плазменного столба является, по-видимому, следствием кумулятивных процессов ^{32/}, которые ведут к резкой анизотропии разлета плазмы и, как следствие, к возникновению на границе плазмы все тех же желобковых неустойчивостей. Это предположение подтверждается экспериментом, где, как было найдено, сгусток имеет максимальный размер вдоль касательной к окружности "канавки" в точке фокусировки лазерного излучения, т.е. в направле-

нии, в котором при столкновении двух плазменных струй от стенок "канавки" происходит расширение плазменного образования.

Интересным фактом является то, что в отличие от лазера ЛТИПЧ-4, увеличение угла падения лазерного излучения от 0 до 45° для CO_2 -лазера не приводило в пределах экспериментальной ошибки $\approx 30\%$ к изменению пространственной структуры плазменного сгустка. По-видимому, надо полагать, что увеличение температуры плазмы и, как следствие этого, увеличение внешнего магнитного давления ведет к стабилизации границы плазмы в магнитном поле.

Таким образом, проведенные исследования показали, что при создании эксплуатационного варианта лазерного источника ионов для циклотрона с разлетом плазмы вдоль поля необходимо принимать во внимание ряд специфических условий, существенно влияющих на пространственную структуру факела лазерной плазмы.

3.4. Сжатие угла разлета лазерной плазмы в продольном магнитном поле, как и следовало ожидать, сопровождается увеличением плотности плазмы на фиксированном расстоянии от поверхности мишени вдоль нормали к ее поверхности по сравнению со свободным разлетом. Исходя из геометрических соображений, плотность должна увеличиваться приблизительно в $(2\pi L^3/3)/(\pi d^2 L/4)$ раз, что согласуется с экспериментальными данными /рис.3/ при учете угловых характеристик эмиссии ионов лазерной плазмы /13/. Ионная плотность лазерной плазмы n_i на расстоянии ~ 10 см от поверхности мишени в магнитных полях ≈ 1 Тл составляла $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ /естественно, в силу квазинейтральности $n_e = \sum Z n_i(Z)$, где n_e - электронная плотность плазмы/, а плотность ионного тока в плазме $j_i = Zen_i v \sim 10 \div 100 \text{ А/см}^2 / \text{В}$, v - скорость разлета плазмы и элементарный заряд, соответственно/, что значительно превышает плотность ионного тока, извлекаемого из обычных дуговых источников.

Эксперимент показал, что, как и следовало ожидать, вследствие радиального удержания плазменного сгустка закон изменения плотности плазмы при фиксированной величине \bar{V} близок к $n_{e,i} \sim L^{-1}$.

В ряде работ /23,33/ показано, что магнитное поле влияет на вынос массы вещества из мишени и форму образовавшегося "кратера", однако в нашей работе такого влияния в случае применения лазера ЛТИПЧ-4 и $\Phi = /3 \div 5/ \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2$ обнаружено не было. Это, по-видимому, является следствием того, что величина магнитного поля в данных экспериментах была приблизительно на порядок меньше, чем в вышеуказанных работах. Так, оценки показывают, что для данных экспериментальных условий длина свободного пробега заряженных частиц на начальных стадиях разлета плазмы много меньше, чем их ларморовский радиус. При таком соотношении ожидать влияния магнитного поля на ранние стадии разлета плазмы представляется маловероятным. Вместе с тем было найдено, что магнитное поле влияет на порог образования плазмы /нами он ин-

терпретировался как момент появления ионного тока с коллектора, имеющего телесный угол регистрации 2π /. При наложении магнитного поля ~ 1 Тл порог образования плазмы уменьшался приблизительно на порядок от $\sim 10^8 \text{ Вт/см}^2$ до $\sim 10^7 \text{ Вт/см}^2$. Это может быть связано с подавлением диффузии эмиттируемых заряженных частиц с поверхности мишени поперек поля, разогреву их лазерным излучением и вследствие этого - эффективной ионизации испаряемых атомов. Аналогичный эффект был обнаружен при изучении влияния магнитного поля на порог оптического пробоя в газовой среде /33/.

3.5. С помощью системы коллекторов были проведены измерения полного количества ионного заряда в лазерной плазме Q_n , получаемой за один импульс лазера ЛТИПЧ-4 при $\Phi = /3 \div 5/ \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2$, в зависимости от материала мишени и величины магнитного поля. Эксперимент показал, что вне зависимости от материала мишени, с увеличением магнитного поля наблюдается увеличение Q_n /рис.4/. Погрешность измерения относительного увеличения полного заряда $Q_n(B_1) - Q_n(B_2)$ не превышала 30%. Поскольку, как указывалось выше, влияние магнитного поля на зону плотного горячего ядра представляется маловероятным, рост с увеличением \bar{V} вызван, видимо, джоулевым подогревом плазмы индукционными токами /25/, что может приводить как к повышению кратности ионизации ионов /16/, так и к повышению коэффициента ионизации плазмы. Отметим, что аналогичная ситуация наблюдалась нами и при разлете плазмы поперек магнитного поля, где, как было найдено, наложение магнитного поля ведет к увеличению максимальной кратности ионизации ионов /8/.

При изучении зависимости Q_n от атомного веса материала мишени при фиксированной величине магнитного поля /рис.5/ было установлено, что величина Q_n монотонно уменьшается с увеличением A . Как видно из рис.5, количество ионов /средняя кратность ионизации ионов для данных экспериментальных условий составила $Z = 1,5/$, получаемых за один импульс лазера в магнитных полях ~ 1 Тл, близких по своей величине к магнитным полям современных циклотронов, достаточно велико при использовании их для задач ускорения. Эксперимент показал, что даже при сравнительно невысокой плотности мощности лазерного излучения $\approx 5 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2$ и при частоте следования импульсов 100 Гц, в источнике возможно получать $\sim 10^{16}$ ионов/с.

3.6. Таким образом, проведенные физические исследования показали, что продольное магнитное поле, близкое по своей величине к магнитным полям современных циклотронов, может осуществлять эффективное радиальное сжатие и удержание плазменного сгустка, что позволяет практически без потерь осуществить транспортировку от мишени до эмиссионной щели. Весьма благоприятными факторами с точки зрения использования ионов лазерной плазмы для задач ускорения, являются геометрические размеры плазменного столба, слабая диффузия плазмы поперек поля при ее движении вдоль

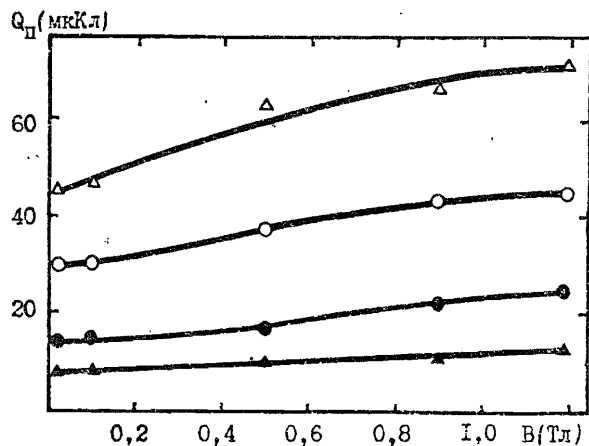


Рис.4. Зависимость полного ионного заряда в лазерной плазме Q_n от величины продольного магнитного поля \vec{B} и материала мишени: Δ - С, \circ - Тi, \bullet - Мо, \blacktriangle - Вi; $\Phi = 2 \cdot 10^9$ Вт/см², $\lambda = 1,06$ мкм.

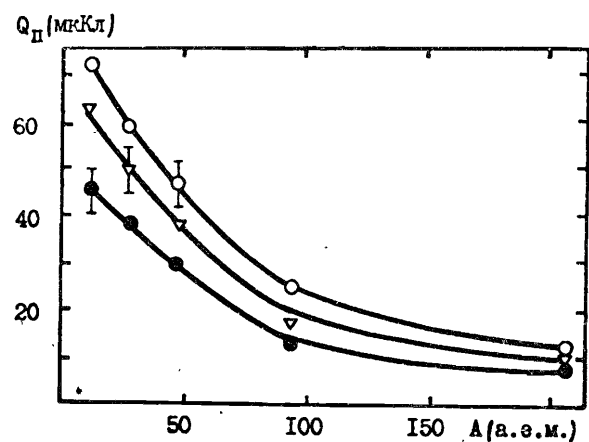


Рис.5. Зависимость полного ионного заряда в лазерной плазме Q_n от атомного веса материала мишени A для различной величины \vec{B} : \circ - 1,2 Тл, ∇ - 0,5 Тл; \bullet - 0,03 Тл, $\Phi = 2,2 \cdot 10^9$ Вт/см², $\lambda = 1,06$ мкм.

магнитных силовых линий, снижение порога образования плазмы и увеличение ионного заряда в ней. Однако необходимо отметить, что полученных в данной работе результатов недостаточно для реализации источника ионов на циклотроне с вводом плазмы вдоль силовых линий \vec{B} . В частности, необходимо провести исследование особенностей экстракции ионов из лазерной плазмы в присутствии \vec{B} , исследовать влияние \vec{B} на зарядовый спектр и количественные характеристики ионного компонента плазмы. Эти эксперименты планируются нами в дальнейшем.

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 по созданию лазерного источника ионов, Н.И.Веникову - за полезные дискуссии, Г.И.Ковалю и П.А.Веселову за

активное техническое содействие, М.С.Бирулеву - за помощь в изготовлении методики регистрации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Научно-технический сборник: Вопросы атомной науки и техники, сер. Термоядерный синтез, М., 1985, вып.1/18/, с.3.
2. Ананьин О.Б. и др. Квантовая электроника, 1977, 4, № 7, с.1547.
3. Безногих Ю.Д. и др. ОИЯИ, Р9-84-246, Дубна, 1984.
4. Гикал Б.Н. и др. Труды VIII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, т.1, с.116, Дубна, 1983.
5. Быковский Ю.А. и др. В кн.: IX Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц. Аннотации докладов. ОИЯИ, Р9-84-641, Дубна, 1984, с.7.
6. Быковский Ю.А. и др. Препринт МИФИ, 013-85, М., 1985.
7. Ананьин О.Б. и др. ЖЭТФ, 1983, 53, № 1, с.94.
8. Ананьин О.Б. и др. ЖТФ, 1982, 52, 7, с.1472.
9. Ананьин О.Б. и др. Письма в ЖТФ, 1983, 9, 5, с.261.
10. Алейников В.С. и др. Квантовая электроника, 1981, № 2, с.381.
11. Гикал Б.Н. и др. ОИЯИ, 9-83-3, Дубна, 1983.
12. Быковский Ю.А. и др. Письма в ЖТФ, 1979, 5, вып.1, с.46.
13. Ананьин О.Б. и др. ОИЯИ, Р7-7368, Дубна, 1973.
14. Fabre E., Stenz C., Colburn S. J.Phys., 1973, 34, p.323.
15. Loter N.G., Halversom W., Lax B. J.Appl.Phys., 1981, 52, No.8, p.5014.
16. Gray L.G., Hughes R.N., Anderson R.J. J.Appl.Phys., 1982, 53, No.19, p.6628.
17. Пасюк А.С., Го Ци-Цень, Третьяков Ю.П. ОИЯИ, 1523, Дубна, 1964.
18. Горбачев Л.П. Магнитная гидродинамика, 1984, № 4, с.81.
19. Райзер Ю.П. ЖПМТФ, 1963, № 6, с.19.
20. Vobin J. Phys.Rep., 1985, 122, No.4, p.175.
21. Бонч-Осмоловский А.Г., Мончинский В.А. ОИЯИ, Р9-85-15, Дубна, 1985.
22. Sudo S., Sato K.N., Sekiuchi T. J.Phys.D: Appl.Phys., 1978, 11, p.380.
23. Halverson W. et al. Appl.Phys.Lett., 1978, 432, No.1, p.10.
24. Бойко В.А., Крохин О.Н., Склизов Г.В. В кн.: Труды Физического института им. П.Н.Лебедева АН СССР: Лазеры и их применение. "Наука", М., 1974, с.186.
25. Bhadra D.K. Phys.Fluids, 1968, 11, No.1, p.234.
26. Yamahaka C. et al. Phys.Rev., 1972, A6, No.6, p.2335.
27. Tonon J. IEEE Trans.Nucl.Sci., 1972, 19, p.172.
28. Kogoshi S., Sato K.N., Sekiuchi T. J.Phys.D: Appl.Phys., 1978, 11, p.1057.

29. Shearer J.W., Barnes W.S. Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, 1969, 1, p.307.
30. Tsuji H., Sato K., Sehiquchi T. Jap J.of Appl.Phys., 1979, 18, No.9, p.1807.
31. Dawson J. et al. Phys.Fluids, 1969, 11, p.875.
32. Грибков В. и др. В кн.: Труды Физического института им.П.Н.Лебедева АН СССР: Мощные лазеры и лазерная плазма. "Наука", М., 1976, 85, с.193.
33. Кайтмазов С.Д., Шкловский Е.И. Физика плазмы, 1978, 4, № 1, с.86.
34. Пасюк А.С. и др. Авт.свид. СССР № 908194, Бюл.ОИПОТЗ, № 38, 1982, с.300.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 января 1986 года.

Быковский Ю.А. и др.

P9-86-2

Исследование эмиссии многозарядных ионов из лазерной плазмы в магнитном поле \vec{B} и ускорение их на циклотроне У-200. (Извлечение ионов из плазменного факела, направленного перпендикулярно магнитному полю. Интегральные характеристики лазерной плазмы в продольном магнитном поле)

Представлены результаты ускорения ионов на циклотроне У-200 из лазерного источника с расположением нормали к поверхности мишени под углом $\sim 45^\circ$ к силовым линиям магнитного поля. Применение данного типа источника позволило расширить диапазон ускоряемых элементов на У-200 до $^{52}\text{Cr}^{18+}$. Рассматривается возможность создания лазерного источника ионов с транспортировкой плазмы от мишени до эмиссионной щели вдоль силовых линий магнитного поля. Получены результаты по влиянию продольного магнитного поля на пространственные характеристики плазмы, образованной излучением как CO_2 -лазера, так и лазера ЛТИ-4 на интегральные количественные характеристики ионного компонента лазерной плазмы.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Bykovskij Yu.A. et al.

P9-86-2

Investigation of Multicharged Ion Emission from Laser Plasma in \vec{B} Magnetic Field and Their Acceleration at the U-200 Cyclotron. Ion Extraction from Plasma Jet Directed Perpendicularly to Magnetic Field. Integral Characteristics of Laser Plasma in Longitudinal Magnetic Field

Some results on the ion acceleration at the U-200 cyclotron from the laser source are presented. The normal to the target surface was situated at $\sim 45^\circ$ angle to the magnetic field lines. The application of this type source permitted to extend the range of accelerated elements at the U-200 cyclotron upto $^{52}\text{Cr}^{18+}$. A possibility is considered to create an ion laser source with plasma transport from a target to emission slit along magnetic field lines. The results on the effect of longitudinal magnetic field on space characteristics of plasma produced as a result of both CO_2 -laser radiation and that of LTI-4 laser on integral characteristics of ion component of laser plasma have been obtained.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986