

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P9-86-3

Ю.А.Быковский*, А.Н.Облизин*, 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

Зарядовые характеристики и особенности
извлечения ионов из плазменного факела,
направленного вдоль магнитного поля

*Московский инженерно-физический институт

1986

В работе/1/ рассмотрены результаты, достигнутые в последнее время на пути использования лазерной плазмы в качестве источника многозарядных ионов для циклотронов. Намечены пути создания высокоэффективного источника с вводом плазмы вдоль силовых линий магнитного поля. Однако проведенных исследований интегральных характеристик недостаточно для реализации данного варианта источника на циклотроне. В частности, в связи со значительным увеличением плотности плазмы в области экстракции, необходимо провести исследование экстракции ионов в условиях продольного поля \vec{B} , а также влияния \vec{B} на зарядовый спектр и количественные характеристики многозарядных ионов лазерной плазмы.

1.1. Анализ характеристик ионного компонента лазерной плазмы производился на стенде ионных источников ЛЯР ОИЯИ по методике, описанной в/2,3/. Данная методика предполагает следующие этапы: 1/ образование плазмы; 2/ транспортировка плазмы от мишени до эмиссионной щели вдоль поля \vec{B} ; 3/ экстракция ионов из плазмы и их ускорение поперек поля \vec{B} ; 4/ фокусировка и регистрация ионных пучков после поворота на 180° в поле \vec{B} . Образование, разлет плазмы и анализ ионного компонента лазерной структуры происходили в одном и том же однородном магнитном поле. Выбранная методика позволила выявить влияние продольного магнитного поля на спектр зарядностей, количественные и временные характеристики ионного компонента лазерной плазмы на поздних стадиях ее разлета.

Поскольку аналитическая аппаратура стенда ионных источников предназначена для испытаний источников, работающих в квазинепрерывном режиме, и имеет сравнительно высокий порог чувствительности, то вследствие этого в качестве источника излучения был выбран лазер ЛТИПЧ-4, который работал с частотой 25 Гц и позволял получать достаточно высокую среднюю интенсивность ионных токов различных зарядностей, превышающую порог чувствительности аналитической аппаратуры. Длительность лазерного импульса - ≈ 12 нс, площадь пятна фокусировки - 10^{-3} см². В качестве мишеней использовались LiF, BN, C, Al, Si, Ti, Co, Cu, Mo, Ta, Bi. Расстояние от мишени до эмиссионной щели L варьировалось от 0 до 7 см. Размер эмиссионной щели источника $3,5 \times 22,5$ мм². Напряжение на экстракторе - U , которое устанавливалось на расстоянии $3 \div 5$ мм от источника, могло меняться до 20 кВ. Максимальная величина магнитного поля составляла 0,5 Тл. Нормаль к поверхности мишени лазерного излучения в точке фокусировки лазерного излучения на поверхности мишени проходила на расстоянии $1 \div 2$ мм

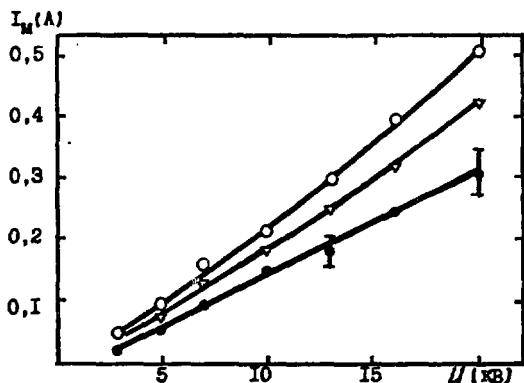


Рис.1. Зависимость максимального интегрального тока ионов С на выходе источника I_M от напряжения на экстракторе U для различных Φ : $\circ - 5 \cdot 10^9$ Вт/см², $\nabla - 2 \cdot 10^9$ Вт/см², $\bullet - 0,7 \cdot 10^9$ Вт/см², $\lambda = 1,06$ мкм, $L = 3,5$ см, $V = 0,4$ Тл.

от плоскости эмиссионной щели. Для определения эффективности отбора ионов из плазмы над эмиссионной щелью был установлен коллектор.

1.2. Эксперимент показал, что наибольшая величина интегрального ионного тока I_M на выходе из источника достигается на легких элементах. Так, например, при $U = 15$ кВ, $L = 3,5$ см и $\Phi = 5 \cdot 10^9$ Вт/см², величина I_M для мишени из С составляла $\approx 0,5$ А, а для $Bi \approx 0,05$ А. Длительность ионного тока монотонно возрастала с увеличением атомного веса материала мишени, и для использованных мишеней составила $1 \div 10$ мкс. Зависимость I_M от U /рис.1/ для всех мишеней была приблизительно пропорциональна U^K , где $K = 1 \div 1,5$ для $\Phi = 0,7 \div 5 \cdot 10^9$ Вт/см². С уменьшением Φ величина K имеет тенденцию уменьшаться. Это, по-видимому, говорит о том, что при максимальных плотностях мощности лазерного излучения концентрация ионов в лазерной плазме достаточно высока, и максимальная величина ионного тока из источника приближается к известному закону "трех-вторых". С уменьшением Φ как количество ионов в плазме, так и плотность плазмы уменьшаются и, как следствие, имеет место более слабая зависимость I_M от U .

1.3. В эксперименте использовалась зависимость количества ионного заряда Q_B , извлекаемого из источника /или количества

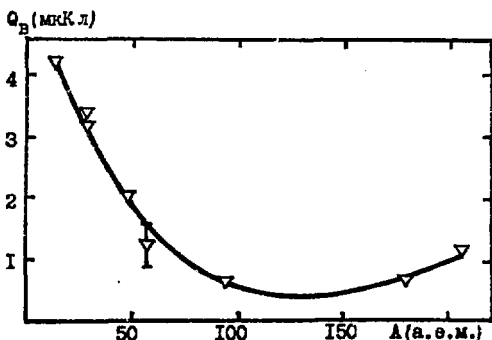


Рис. 2. Зависимость извлекаемого из источника количества ионного заряда Q_B за один импульс лазера от атомного веса материала мишени A ; $\Phi=4 \cdot 10^9$ Вт/см², $\lambda=1,06$ мкм, $L=3$ см, $B=0,5$ Тл, $U=15$ кВ, размер щели $3,5 \times 22,5$ мм².

извлекаемых ионов/ за один импульс лазера, от атомного веса материала мишени, от величины магнитного поля и ряда других параметров.

На рис. 2 приведены результаты эксперимента по экстракции ионов из плазменного факела, разлетающегося вдоль магнитного поля. Как видно, зависимость Q_B от атомного веса материала мишени, в отличие от зависимости полного ионного заряда в плазме Q_n от A /см. рис. 5/1/, имеет немонотонный характер. Так, если при увеличении атомного веса материала мишени от $A=12$ /С/ до $A=96$ /Мо/ имеет место уменьшение общего количества ионного заряда, извлекаемого из источника, то при дальнейшем увеличении A наблюдается некоторое увеличение Q_B . Это, по-видимому, является следствием увеличения времени экстракции ионов из плазмы или длительности импульса ионов, которое, как было найдено в эксперименте, увеличивается с увеличением A . Следует подчеркнуть, что для всех без исключения мишеней, величин магнитных полей и расстояний от мишени до эмиссионной щели, которые использовались в данном эксперименте, интегральная длительность импульса ионов на выходе из источника составляла не менее нескольких микросекунд, что вполне достаточно при использовании ионного компонента лазерной плазмы для задач ускорения.

При изучении зависимости $Q_B/U, \Phi/$ при фиксированных L и B было установлено, что, как и следовало ожидать, Q_B растет с увеличением U и Φ . Из сравнения полного ионного заряда в плазме

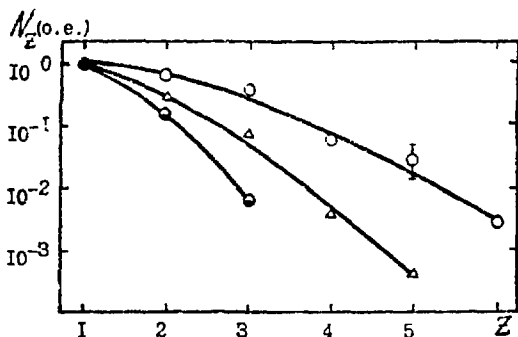


Рис.3. Зависимость количества ионов $Al N_2$ /в относительных единицах/ на выходе источника от кратности ионизации Z , для различных L : ● - 0,3 см, △ - 1,0 см, ◻ - 6,6 см, $\Phi = 5 \cdot 10^9$ Вт/см²; $\lambda = 1,06$ мкм; $V = 0,4$ Тл.

/см.рис.3^{1/1}/ Q_p и заряда Q_B /рис.2/ следует, что при максимальной величине вытягивающего напряжения $U=20$ кВ из источника извлекается не более нескольких процентов от общего числа ионов в плазме. Это объясняется рядом причин. Во-первых, максимальный диаметр плазменного столба в магнитных полях $\sim 0,1$ Тл значительно превосходит размер эмиссионной щели в данном направлении. Это подтверждено экспериментом, где было найдено, что при фиксированных величинах A , Φ , U увеличение магнитного поля ведет к увеличению Q_B . Во-вторых, малое количество извлекаемых из источника ионов является следствием как сравнительно невысокой величины вытягивающего напряжения [≤ 20 кВ/], так и малого времени прохождения ионов области эмиссионной щели. Последнее подтверждено экспериментально, где, как было найдено, при фиксированных A , Φ , U , \bar{B} с увеличением L /или увеличением длительности импульса ионов t , поскольку $t \sim L/v$ наблюдается рост Q_B .

1.4. При изучении спектра зарядностей и количественных характеристик установлено /рис.3/, что максимальная кратность ионизации ионов на выходе из источника зависит не только от плотности мощности лазерного излучения Φ , но и от расстояния L между мишенью и эмиссионной щелью при $L=0 \div 3$ см. С увеличением расстояния L максимальная кратность ионизации на выходе из источника ионов растет. Это может быть следствием экранировки внутренних слоев плазмы /где находятся МЗИ/ низкозарядным ионным компонентом. При дальнейшем увеличении L от 3 до 7 см, максимальная кратность ионизации ионов на выходе из источника оставалась неизменной. Эк-

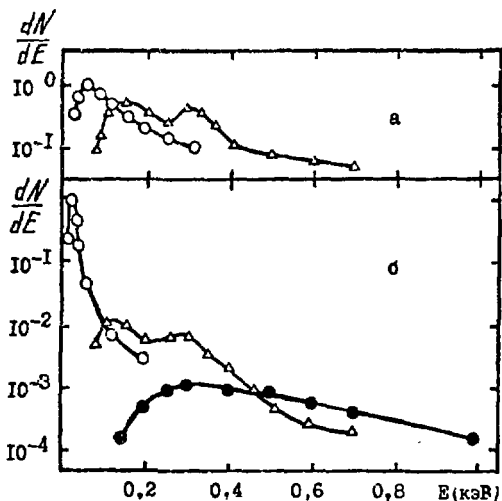


Рис. 4. Энергетические спектры ионов Li: \circ - Li^{1+} , Δ - Li^{2+} , \bullet - Li^{3+} ; $\Phi = 4 \cdot 10^9$ Вт/см², материал мишени LiF; а/ $B=0$, б/ $B=0,4$ Тл.

перимент показал, что при $\Phi = 5 \cdot 10^9$ Вт/см² и $L = 7$ см в извлекаемом из источника токе содержатся ионы приведенной максимальной кратности ионизации Li^{3+} , V^{3+} , C^{4+} , Al^{6+} , Si^{5+} , Ti^{5+} , Mo^{4+} , Vl^{4+} .

Сравнение полученных результатов по спектру зарядностей ионов лазерной плазмы с результатами, полученными при образовании и разлете лазерной плазмы в отсутствие поля [4] показало, что продольное магнитное поле увеличивает максимальную кратность ионизации ионов с $A \geq 27$ и слабо влияет на зарядовый спектр более тяжелых ионов. На рис. 4 приведены энергетические спектры ионов Li в случае свободного разлета плазмы, полученные на электростатическом масс-спектрометре /отбор ионов из плазмы производился на расстоянии $L = 30$ см/ и в случае разлета плазмы в продольном магнитном поле. Энергетический спектр ионов лазерной плазмы в продольном магнитном поле рассчитывался исходя из времяпролетных измерений по формуле

$$\Delta N / \Delta E_z = [A i_z(t) / Z e] / [m_i L^2 / (t - t_d)^3], \quad (2)$$

где $\Delta N / \Delta E$ - функция распределения ионов с кратностью ионизации Z по энергиям; A - численный коэффициент, характеризующий потери ионов при их ускорении и обороте в магнитном поле на 180° ; $i_z(t)$ - экспериментально измеряемая зависимость тока ионов с кратностью ионизации Z на коллекторе от времени задержки меж-

ду генерацией лазерного импульса и моментом регистрации ионов на коллекторе после 180° поворота ионов в магнитном поле;

$t_{\text{д}} = \frac{\pi m_i}{ZeB}$ — время, равное полупериоду вращения иона в магнитном поле.

Как видно из рис. 4, при данной плотности мощности лазерного излучения при свободном разлете максимальная кратность ионизации ионов лития $Z=2$. Однако наличие в энергетическом распределении этих ионов двух максимумов свидетельствует о существовании на ранних стадиях разлета плазменного сгустка ионов Li^{3+} , которые в процессе адиабатического разлета плазмы рекомбинируют и переходят в ионы $\text{Li}^{2+}/4,5/$. При разлете плазмы в продольном магнитном поле были зарегистрированы ионы Li всех зарядностей, включая Li^{3+} , причем максимум в энергетическом распределении ядер лития совпадал с "рекомбинационным" максимумом энергетического распределения ионов Li^{2+} . Таким образом, можно полагать, что включение продольного магнитного поля, так же как и поперечного, позволяет снизить эффективность рекомбинационных процессов, что ведет к частичной "закалке" МЗИ. Это может быть следствием джоулева /омического/ подогрева плазмы индукционными токами в процессе ее разлета. Аналогичный результат был получен в работе /6/, где показано, что наложение продольного магнитного поля приводит к увеличению максимальной кратности ионизации ионов алюминия. Отметим, что как величина индукционных токов, так и мощность джоулева нагрева существенно зависят от скорости разлета плазмы. Видимо, по этой причине в эксперименте не обнаружено влияние продольного магнитного поля на спектр зарядностей тяжелых ионов, скорость разлета которых существенно меньше, чем легких.

1.5. Эксперимент показал, что наложение продольного магнитного поля приводит не только к повышению максимальной кратности ионизации ионов, но и к увеличению относительного содержания МЗИ. На рис. 5 в качестве примера приведены результаты анализа содержания ионов Al в плазменном сгустке. Как видно из приведенного рисунка, наложение магнитного поля $\sim 0,5$ Тл приводит как к увеличению максимальной кратности ионизации ионов /от Al^{5+} до $\text{Al}^{6+}/$, так и к росту относительного содержания МЗИ. Физические условия, при которых проводился анализ ионного состава, при свободном разлете и в магнитном поле несколько отличались. Анализ ионного состава при свободном разлете осуществлялся на масс-спектрометре вдоль нормали к поверхности мишени /в пределах узкого телесного угла $\sim 10^{-4}$ ср/, где, как известно /4/, достигается наибольшее удельное содержание МЗИ. В то же время при анализе в продольном магнитном поле из-за радиального сжатия плазменного сгустка телесный угол регистрации был существенно больше / ~ 1 ср./ . Поэтому реальное отличие в удельном содержании МЗИ при наложении магнитного поля должно быть еще сильнее. Эксперимент показал,

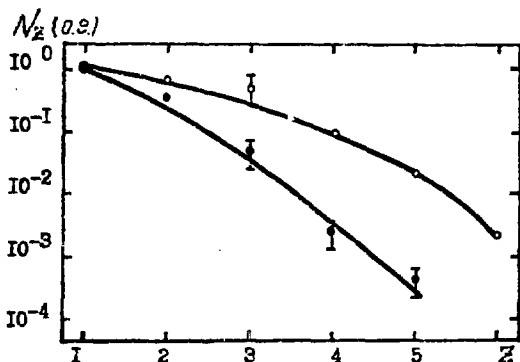


Рис.5. Зависимость количества ионов Al N_Z /в относительных единицах/ от кратности ионизации Z ; $\Phi=5 \cdot 10^9$ Вт/см²; $\lambda=1,06$ мкм; ● - $V=0$, ○ - $V=0,4$ Тл.

что, как и следовало ожидать, длительность импульса ионов монотонно возрастает с уменьшением Z . Так, например, длительность импульса ионов алюминия различных зарядностей для расстояния $L=8$ см составляла $0,2 \pm 0,1$ мкс и уменьшалась с увеличением Z .

1.6. Наряду с повышением максимальной кратности ионизации ионов легких элементов наложение продольного магнитного поля уменьшает величину плотности мощности лазерного излучения, необходимую для получения МЗИ легких элементов на поздних стадиях разлета плазмы по сравнению со свободным разлетом^[4,7]. Так, в магнитных полях $\sim 0,5$ Тл порог получения Li^{3+} составил приблизительно $4 \cdot 10^8$ Вт/см² /чувствительность анализирующей аппаратуры $\sim 10^8$ част./имп./). В дальнейших экспериментах на циклотроне У-200 в магнитных полях ~ 2 Тл был определен порог получения $^{12}C^{3+}$ и $^{27}Li^{2+}$, который составил соответственно $\leq 1,5 \cdot 10^8$ Вт/см² и $\leq 2,5 \cdot 10^8$ Вт/см² /чувствительность анализирующей аппаратуры $\sim 10^8$ част./имп./).

1.7. Длительность импульса ионов при фиксированном L при наложении продольного магнитного поля возрастала, но не более, чем в 2 раза. Это является следствием захвата магнитным полем ионов, разлетающихся под большими углами к нормали к поверхности мишени. Движение этих ионов от мишени до эмиссионной щели осуществляется в соответствии с их составляющей по скорости вдоль поля. По этой же причине энергетический спектр однозарядных ионов, которые имеют широкое угловое распределение, в продольном магнитном поле сдвигается в сторону меньших энергий /рис.4/.

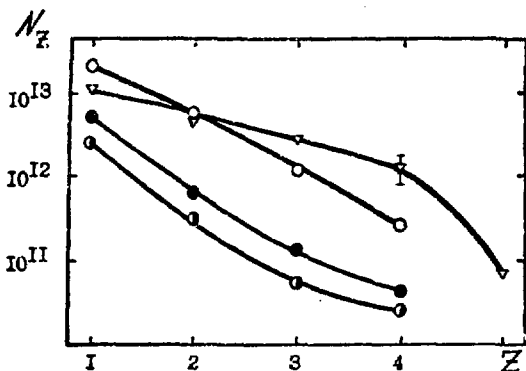


Рис. 6. Зависимость количества ионов N_Z на выходе источника от кратности ионизации Z для различных элементов: \circ - C, ∇ - Si, \bullet - Mo, \circ - Bi; $\Phi = 5 \cdot 10^9$ Вт/см²; $\lambda = 1,06$ мкм; $L = 4$ см; $V = 0,5$ Тл; частота работы лазера 25 Гц.

1.8. При анализе количества ионов N_Z , получаемых на выходе из источника, было установлено /рис.6/: 1/ N_Z монотонно уменьшается с увеличением Z ; 2/ количество ионов с максимальной кратностью ионизации составляло $10^{11} - 10^{13}$ част./с при частоте работы лазера 25 Гц и $\Phi = 4 \cdot 10^9$ Вт/см². При ослаблении плотности мощности лазерного излучения, как и следовало ожидать, интенсивность ионного пучка как выших, так и низших зарядностей на выходе из источника уменьшается /рис.7/.

Эксперимент показал, что без смены точек фокусировки лазерного излучения на поверхности мишени, количество ионов в плазме остается практически неизменным с точностью до 50% в течение первых $10^2 - 10^3$ импульсов лазера. Если учесть, что диаметр "кратера" на поверхности мишени составлял ~ 300 мкм, то для непрерывной работы источника на циклотроне ~ 10 ч /характерное время непрерывной работы циклотронных источников/ необходимо иметь мишень с площадью поверхности $\sim 1 \cdot 10$ см², что вполне приемлемо.

Проведены также исследования расхода материала мишени в источнике при $\Phi = 4 \cdot 10^9$ Вт/см². При использовании мишеней из C, Al, Si, Ta вынос массы вещества за один импульс лазера составил 260, 100, 50, 50 нг соответственно. Следует отметить, что в пределах экспериментальной ошибки, которая составляла 10%, наложение магнитного поля не влияет на вынос массы вещества. Расход вещества в лазерном источнике при частоте генерации 25 Гц составил $5 \div 20$ мг/ч, что вполне приемлемо для практической работы источника на циклотроне.

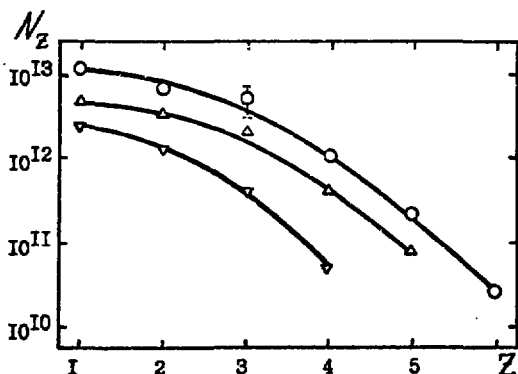


Рис.7. Зависимость количества ионов Al N_Z на выходе источника от кратности ионизации Z , для различных Φ : ∇ - $1,2 \cdot 10^8$ Вт/см², Δ - $11 \cdot 10^8$ Вт/см², \circ - $44 \cdot 10^8$ Вт/см², λ - 1,06 мкм; L - 6,6 см; $B=0,4$ Тл; частота работы лазера 25 Гц.

1.9. Таким образом, проведенные исследования показали, что продольное магнитное поле улучшает определенные характеристики лазерной плазмы, важные с точки зрения использования ее в качестве источника МЗИ для ускорителей: увеличение максимальной кратности ионизации и количества МЗИ легких элементов с $A \leq 27$; увеличение длительности импульса ионов; снижение порога от плотности мощности лазерного излучения, необходимой для получения на выходе МЗИ легких элементов. Количество ионов легких элементов, получаемых в лазерном источнике ионов, достаточно велико для обеспечения требуемых интенсивностей на циклотронах. Полученные результаты явились основанием для практической реализации лазерного источника МЗИ с разлетом плазмы вдоль магнитного поля на циклотроне У-200.

2. Исследования влияния продольного магнитного поля на характеристики плазменного факела и ионной эмиссии лазерной плазмы позволили разработать и впервые реализовать лазерный источник МЗИ с разлетом плазмы вдоль магнитного поля на циклотроне У-200 ЛЯР ОИЯИ и провести изучение его характеристик.

2.1. В качестве источника излучения использовались серийный лазер ЛТИПЧ-4, частота работы которого f достигала 25 Гц, и CO₂-лазер "Ксенон", $f=1$ Гц^{18/}. Излучение лазера вводилось в камеру циклотрона через вертикальный канал в полюсе и с помощью плоского зеркала и линзы фокусировалось на поверхность мишени,

которая была смещена относительно эмиссионной щели /медианной плоскости/ в сторону одного из полюсов магнита. Максимальная плотность мощности лазерного излучения на поверхности мишени составляла $\Phi \approx 2 \cdot 10^9$ Вт/см² и $\approx 10^9$ Вт/см² соответственно, и варьировалась с помощью калиброванных фильтров. Угол падения лазерного излучения на мишень 45° . Размер эмиссионной щели источника составлял 4×8 мм². Для контроля интегральных характеристик плазмы, разлетающейся вдоль магнитного поля над эмиссионной щелью, был установлен коллектор, с помощью которого также оценивалась эффективность отбора ионов из плазмы при ее движении мимо эмиссионной щели. Для повышения ресурса работы источник был снабжен специальным механизмом, позволяющим проводить сканирование лазерного излучения по поверхности мишени. В качестве материала мишени использовались LiF, C, Ti, Cr, для которых при вышеуказанных Φ возможно получение ионов с $A/Z=3,5$ и 4. Это позволило ускорять ионы на $U=200$ до энергии, превышающей кулоновский барьер^{9/}. Величина магнитного поля циклотрона варьировалась от 1,8 до 2 Тл. Измерение характеристик ускоряемого ионного пучка на внутренних радиусах циклотрона проводилось с помощью пробников, а идентификация ускоряемых частиц осуществлялась с помощью трековых детекторов.

2.2. Наиболее перспективным с точки зрения получения МЗИ является использование длинноволновых лазеров на CO_2 . Эксперимент показал, что так же, как и в случае инжекции плазмы поперек магнитного поля^{1/}, при сравнительно невысокой величине Φ $\Phi \sim 10^9$ Вт/см² данный источник позволяет получать и ускорять ионы $^{12}C^{3+}$, $^{48}Ti^{12+}$, $^{52}Cr^{13+}$. Средняя интенсивность ускоряемых ионных пучков на внутренних радиусах циклотрона при вышеуказанных Φ приблизительно составила: $4,5 \cdot 10^9$, $1 \cdot 10^8$ и $6 \cdot 10^7$ част за импульс лазера соответственно. Длительность импульса ускоряемых ионов по основанию составляла $1 \div 3$ мкс и уменьшалась с увеличением заряда ионов. Это вполне естественно, поскольку с увеличением заряда ионов их энергетический спектр сдвигается в сторону больших энергий^{4/} и, как следствие, уменьшается длительность импульса ионов в области эмиссионной щели, которая устанавливалась на расстоянии 2 см от поверхности мишени /вдоль поля/. При максимальной величине Φ общее количество ионов, образуемых в лазерном источнике, составляло $10^{15 \div 16}$ част /имп, в то время как из источника в соответствии с законом "трех-вторых" извлекается 10^{12} ионов. Такая низкая эффективность отбора ионов из плазмы объясняется прежде всего короткой длительностью импульса ионов лазерной плазмы в области эмиссионной щели / ~ 1 мкс/.

Как и следовало ожидать, интенсивность ускоряемого ионного пучка зависела от Φ . Причем было выявлено некоторое отличие характера этой зависимости для ионов $^{12}C^{3+}$ и $^{48}Ti^{12+}$, на которых проводились исследования. Если для ионов $^{48}Ti^{12+}$ интенсивность ускоренного пучка, как и следовало ожидать, монотонно росла

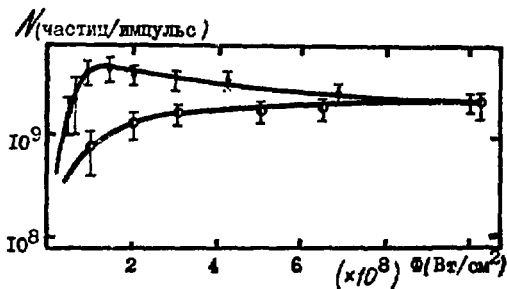


Рис. 8. Зависимость количества ускоряемых за один импульс лазера ионов N от плотности потока излучения Φ : $\lambda = 10,6$ мкм; \circ - $^{12}\text{C}^{3+}$, $l=0$; \square - $^{12}\text{C}^{3+}$, $l=0,5$ см.

с увеличением Φ , то для ионов $^{12}\text{C}^{3+}$ имеется максимум по интенсивности в исследованном диапазоне Φ /рис.8/. Такая зависимость может быть следствием как увеличения энергии разлета ионов и поэтому уменьшения длительности импульса ионов в области эмиссионной щели, так и перераспределения процентного состава МЗИ в сторону более высоких зарядностей $[Z > 3]$. Наличие высокой концентрации ионов в плазме подтверждается результатами, приведенными на рис.8, когда ось плазменного столба /пятно фокусировки/ было сдвинуто относительно плоскости эмиссионной щели на расстояние $l \sim 5$ мм. Как видно из сравнения кривых для C^{3+} /рис.8/ при максимальных величинах Φ , интенсивность ускоренного пучка изменяется достаточно слабо, хотя плотность лазерной плазмы в области эмиссионной щели в этом случае падает более чем на порядок.

Весьма перспективным для получения ионов легких элементов в лазерном источнике МЗИ является применение промышленного лазера ЛТИПЧ-4, частота работы которого соответствует характерной частоте работы циклотронов. Несмотря на то, что из-за более короткой длины волны лазерного излучения, по сравнению с лазером на CO_2 , максимальная температура плазменного факела в этом случае составляет всего лишь ~ 10 эВ, тем не менее, как показали наши исследования, в этом случае в лазерном источнике ионов можно получать ионы легких элементов /Li, B, C/ с требуемым отношением A/Z для циклотрона У-200 и в достаточном количестве. На рис.9 приведены результаты испытаний источника легких элементов на циклотроне У-200. Максимальная энергия лазерного излучения, фокусируемого на поверхность мишени, составляла 40 мДж. Как видно из приведенных зависимостей, с увеличением Φ количество ускоряемых ионов возрастает. Длительность импульса ускоренных ионов зависит от Φ и по основанию составила $1,6$ мкс для $^7\text{Li}^{2+}$ и $2,5$ мкс для $^{12}\text{C}^{3+}$. Несмотря на то, что энергия лазерного излучения в данном случае составляла всего лишь 40 мДж /полная энергия излучения лазера

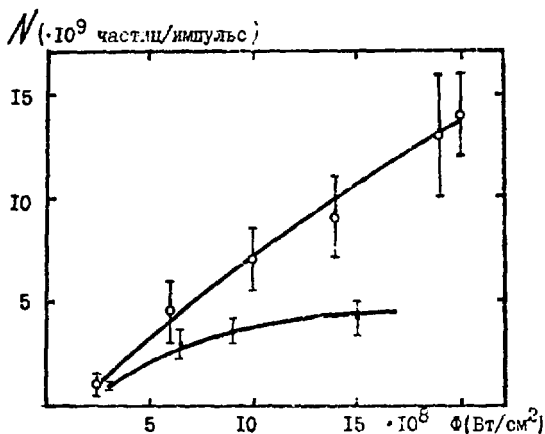


Рис.9. Зависимость количества ускоряемых за один импульс лазера ионов N от плотности потока излучения Φ : $\lambda=1,06$ мкм; $\ell=0$, ● - $^{12}\text{C}^{3+}$, ○ - $^7\text{Li}^{2+}$

"Ксенон" 2 Дж/, тем не менее, плотность плазмы в области эмиссионной щели была достаточно высока, и извлекаемый ионный ток из источника ограничивался известным законом "трех-вторых". Из источника извлекалось не более 1% от общего числа получаемых ионов.

При частоте работы источника 25 Гц величина среднего ускоренного ионного тока составила ~ 100 нА для $^7\text{Li}^{2+}$ и ~ 50 нА для $^{12}\text{C}^{3+}$.

2.3. Таким образом, проведенные физические исследования показали принципиальную возможность создания высокоэффективного лазерного источника МЗИ с разлетом плазмы вдоль магнитного поля. Показано, что наличие значительной составляющей по скорости ионов плазмы вдоль магнитного поля $\sim 10^7$ см/с не является препятствием для реализации такого источника. Захват ионов в режим ускорения и само ускорение происходили достаточно стабильно. Разброс параметров ускоряемого ионного сгустка не превышал 30% от импульса к импульсу лазера. Впервые были ускорены ионы $^7\text{Li}^{2+}$, полученные из лазерного источника, что позволило провести физический эксперимент. С помощью пучка ионов Li была проведена калибровка пластиковых детекторов.

3. Таким образом, проведенные физические исследования показали перспективность использования лазерной плазмы в качестве источника МЗИ для циклотронов. Как кратность ионизации МЗИ, так

и их количество в лазерной плазме значительно превосходят аналогичные характеристики традиционных циклотронных источников. Однако полученные в настоящее время данные пока не позволяют выбрать наиболее оптимальный вариант лазерного источника МЗИ для циклотронов. Длительность импульса ускоряемых ионов, как из источника с вводом плазмы вдоль силовых линий \vec{B} , так и из источника с поперечным вводом плазмы /см.^{11/}, приблизительно одинакова и составляет 1 ± 10 мкс. В варианте с инжекцией плазмы поперек поля интенсивность в отдельных импульсах была выше, чем в варианте с инжекцией вдоль поля. Однако разброс по интенсивности ускоряемых ионов от импульса к импульсу в последнем варианте был значительно меньше и, как следствие, средняя интенсивность у этого варианта была выше приблизительно в 1,5 раза.

Дальнейшее направление работ по оптимизации характеристик лазерного источника ионов для циклотронов прежде всего должно быть связано с повышением интенсивности ускоряемых ионов, которая в настоящее время существенно меньше, чем для дуговых источников. Так, при экстраполяции полученных данных на частоту работы источника ~ 100 Гц /характерная частота работы циклотронных источников/ интенсивность ускоряемого ионного пучка на внутренних радиусах циклотрона составит $\sim 0,5 \pm 0,01$ мкА в зависимости от заряда ионов. Это приблизительно на один-два порядка меньше, чем интенсивность, получаемая в настоящее время от дуговых источников^{19/}. Возможность такой экстраполяции основывается прежде всего на существовании в настоящее время мощных, обладающих высокими эксплуатационными характеристиками, лазеров на CO_2 , частота следования импульсов которых составляет 100 Гц /см. например^{110/}. Вместе с тем, переход на большую частоту следования импульсов лазера, который и определяет частоту работы источника, имеет и определенные технические трудности, связанные с ресурсом мишени источника, запылением фокусирующей оптики и т.п. Однако, по нашему мнению, на современном уровне развития техники эти проблемы, в принципе, разрешимы.

Устранение вышеуказанных недостатков является ближайшей задачей на пути создания высокоэффективного лазерного источника МЗИ. Оценки показывают, что для практически полного извлечения МЗИ из плазмы требуются длительности ~ 100 мкс. Если учесть, что длительность импульса формируется в процессе их разлета за счет разброса ионов по энергиям, то увеличить τ в варианте с инжекцией плазмы вдоль поля можно путем увеличения времяпролетного расстояния, поскольку $\tau \sim L/4$. Это было подтверждено экспериментом на циклотроне У-200, когда уменьшение расстояния от мишени до эмиссионной щели в 2 раза приводило к уменьшению интенсивности ускоряемых ионов также приблизительно в 2 раза. Необходимо отметить, что для современных циклотронов, например, У-400, межполюсной зазор позволяет приблизительно на порядок увеличить L . Еще более существенно L можно увеличить путем установки мишени в вертикальном канале попуска циклотрона. Однако в этом случае

возникают определенные трудности, связанные с фиксацией плазменного столба в области эмиссионной щели, а также с проводкой МЗИ в пределах квазинейтрального плазменного сгустка через магнитную "пробку", которая существует при переходе из канала в полюсе циклотрона в межполюсную зазор. Поэтому данный способ увеличения τ требует дополнительных исследований. Увеличить τ также можно путем уменьшения скорости разлета ионов, например, с помощью локального понижения магнитного поля в области образования плазмы для варианта источника с разлетом плазмы вдоль поля и закороткой поляризационных слоев^{/11/} или деполяризацией плазменного сгустка^{/12/} в поперечном варианте.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность академику Г.Н.Флерову за предоставление возможности заниматься данной задачей, Ю.Ц.Сганесяну за постоянное внимание к работе по созданию лазерного источника ионов, Н.И.Веникову за полезные дискуссии, Г.И.Ковалю и П.А.Веселову за техническое содействие, М.С.Бирулеву за помощь в изготовлении методики регистрации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Быковский Ю.А. и др. ОИЯИ, Р9-86-2, Дубна, 1986.
2. Быковский Ю.А. и др. Препринт МИФИ, 013-85, М., 1985.
3. Пасюк А.С., Третьяков Ю.П., Горбачев С.К. Атомная энергия, АЭ, 1968, 24, № 1, с.21.
4. Ананьин О.Б. и др. ОИЯИ, Р7-73-68, Дубна, 1973.
5. Быковский Ю.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1972, 15, 308.
6. Gray L.G., Hughes R.H., Anderson R.H. J.Appl.Phys., 1982, 53, No 19, p.6628.
7. Ахмедов У.К. и др. УФЖ, 23, № 9, 1473, 1978.
8. Алейников В.С. и др. Квантовая электроника, 1981, № 2, 381.
9. Гикал Б.Н. и др. ОИЯИ, 9-83-3, Дубна, 1983.
10. Алейников В.С. и др. Электронная промышленность, 1981, № 5-6, с.77.
11. Parsons C.R., Jellison G. Appl.Phys., 1983, 54, No.3, p.1631.
12. Пасюк А.С. и др. Авт.свид.СССР, № 908194, Бюл.ОИ, 1982, № 38, с.300.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 января 1986 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги,
если они не были заказаны ранее.

Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3.4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2.13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1.2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
Д10.11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Внимание организаций и лиц, заинтересованных в получении публикаций Объединенного института ядерных исследований

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.

Быковский Ю.А. и др.

Р9-86-3

Исследование эмиссии многозарядных ионов из лазерной плазмы
в магнитном поле \vec{B} и ускорение их на циклотроне У-200.

(Зарядовые характеристики и особенности извлечения ионов из плазменного
факела, направленного вдоль магнитного поля)

Рассмотрены результаты, полученные при разработке лазерного источника ионов для циклотронов с распространением плазмы вдоль силовых линий магнитного поля циклотрона. Проведены исследования особенностей экстракции ионов из лазерной плазмы в условиях \vec{B} , влияние продольного B на зарядовый спектр лазерной плазмы и количественные характеристики ионного компонента плазмы. При применении в качестве источника излучения CO_2 -лазера проведено ускорение $^{48}\text{Tl}^{12+}$, $^{52}\text{Cr}^{13+}$, а в случае использования лазера ЛТИ-4 получены пучки ускоренных ионов $^{12}\text{C}^{3+}$ и $^7\text{Li}^{2+}$ со средним током 50 и 100 нА соответственно. Обсуждаются пути дальнейшей оптимизации лазерного источника для циклотронов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Bykovskij Yu.A. et al

Р9-86-3

Investigation of Multicharged Ion Emission from Laser Plasma
in \vec{B} Magnetic Field and their Acceleration at the U-200 Cyclotron.
(Charge Characteristics and Special Features of Ion Extraction
from Plasma Jet Directed Along Magnetic Field)

Some results obtained at the development of ion laser source for cyclotrons with plasma extension along field lines of the magnetic field are presented. Special properties of ion extraction from laser plasma under B conditions, the effect of longitudinal B on charge spectrum of laser plasma and quantitative characteristics of plasma ion component are investigated. $^{48}\text{Tl}^{12+}$, $^{52}\text{Cr}^{13+}$ were accelerated using CO_2 laser as a radiation source, and $^{12}\text{C}^{3+}$ and $^7\text{Li}^{2+}$ accelerated ion beams with 50 and 100 nA average current were obtained in the case of using LTI-4 laser. The ways of further optimization of laser source for cyclotrons are discussed.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986

18 коп.

Редактор Б.Б.Колесова. Макет Н.А.Киселевой.
Набор Л.В.Пахомовой.

Подписано в печать 31.01.86.
Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 1,22.
Тираж 325. Заказ 37285.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.