ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РФ
Институт теоретической и экспериментальной физики

FERMILAB
APR 8 1997
LIBRARY

34-96

ITEP-34-96

В.А.Баталин, Ю.Н.Волков , Т.В.Кулевой, С.В.Петренко

УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С РАЗЛИЧНЫМИ УДЕЛЬНЫМИ ЗАРЯДАМИ В ТИПр-1, УСКОРИТЕЛЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ С ПОКФ

Fermilab Library
0 1160 0065879 3

Москва 1996

УДК 621.387 М-16

УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С РАЗЛИЧНЫМИ удельными ЗАРЯДАМИ В ТИПр-I, УСКОРИТЕЛЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ С ПОКФ: Препринт ИТЭФ 34-96/

В.А.Баталин, Ю.Н.Волков, Т.В.Кулевой, С.В.Петренко - М., 1996 - 8с.

Ускорение ионов с различными удельными зарядами в тяжелоионном ускорителе с ПОКФ дает возможность определить ряд экспериментальных характеристик ускорителя и такие параметры пучка ионов на его выходе, которые другими методами определить невозможно. Такие как зависимость коэффициента захвата ионов в режим ускорения от величины удельного заряда; экспериментальное значение предельного тока ускоренного пучка и зависимость его от удельного заряда. В частности, имеется возможность определить наличие существенных нелинейностей в распределении ВЧ поля внутри структуры. Методика применима в любом действующем ускорителе с ПОКФ.

Рис. - 5, список лит. - 2 наим.

© Институт теоретической и экспериментальной физики, 1996

Первая секция ускорителя ТИПр-1, работающая на частоте 6,19 Мгц, предназначена для ускорения двухзарядных ионов висмута по программе инерционного термоядерного синтеза [1]. Она рассчитана на энергию 36 КэВ/нуклон. Ее запуск и первые исследования режима ускорения производились с использованием двухзарядных ионов ксенона, получаемых из источника дуоплазматронного типа. В настоящее время для ускорителя ТИПр-1 разработан и используется вакуумно-дуговой источник ионов металлов (ВДИИМ), который создал возможность получать и ускорять в ТИПре-1 набор ионов разных металлов и, в частности, в первую очередь, ионов меди (Cu^{+}, Cu^{2+}, Cu^{3+}), тантала (Ta^{2+}, Ta^{3+}, Ta^{4+}, Ta^{5+}), вольфрама (W^{3+}, W^{4+}, W^{5+}), свинца (Pb^{2+}, Pb^{3+}) и урана (U^{3+}, U^{4+}) (из ионов свинца ускорялись только ионы Pb^{3+}) [2]. При этом анализ инжектируемого в ТИПр-1 пучка по удельному заряду и исследование режима ускорения в нем производился времяпролетным методом с использованием для пролета ионов всей длины первой секции (12-13 м). Кроме дальнейшего изучения уже освоенного (на ионах Xe^{2+}) режима ускорения для ионов с удельным зарядом порядка 1/60, исследовалась возможность ускорения ионов с другими значениями удельного заряда.

Ниже мы рассмотрим особенности ускорения ионов с различными удельными зарядами в структуре ПОКФ и экспериментальные результаты полученные на ТИПр-1.

Основной целью работы является получение данных о зависимости коэффициента захвата по поперечному движению и максимального тока на выходе ускорителя от величины удельного заряда ионов. Однако, для того чтобы иметь возможность исключить влияние на результаты основных измерений потока нерезонансных (неускоренных) ионов на выходе

ускорителя, рассмотрим сначала прохождение нерезонансных ионов через канал с ПОКФ. В частности, эволюцию воздействия, которое оказывает канал на пучок ионов по мере увеличения амплитуды ВЧ поля в нем. Для нерезонансных ионов (ионы, попадающие при пролете структуры ПОКФ в различные фазы продольного ускоряющего поля, так что средняя продольная скорость пучка частиц не меняется, $<\beta c>$ = const), структура ПОКФ представляет собой канал с квадрупольной ВЧ фокусировкой. Можно утверждать, что продольная составляющая ВЧ поля, которая имеется в канале ПОКФ, оставляя среднюю продольную скорость пучка частиц неизменной, может увеличивать разброс продольных скоростей в пучке. Так как при измерениях с помощью времяпролетной методики применяются короткие (порядка 2 μс) импульсы тока пучка, разброс продольных скоростей ионов в этом случае проявит себя, как увеличение длительности импульса тока пучка.

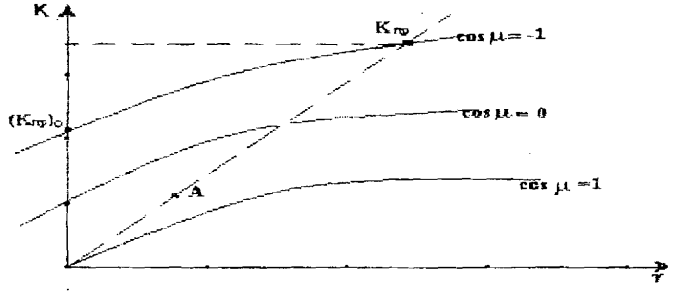

Рис.1 Диаграмма Смита-Глюкстерна. А- рабочая точка для ТИПр-1.

Обратимся к диаграмме Смита-Глюкстерна, устойчивости поперечного движения, представленной на рис.1, где μ - набег фазы поперечных колебаний, К - жесткость канала, γ - фактор дефокусировки.

$\cos\mu = \cos\mu_\phi + \gamma f(K)$, где $\cos\mu_\phi$ - величина, которая характеризует фокусирующий канал без ускорения, т.е. при , γ = 0. Если в ускорителе с ПОКФ среднее значение фактора дефокусировки для нерезонансных частиц равно нулю, то по мере увеличения амплитуды ВЧ поля, т.е. значения К на диаграмме С-Г(рис.1), нерезонансные частицы удерживаются в канале до достижения значения $(K_{пр})_0$ (пока $|\cos\mu|<1$) .

При больших значениях К, поперечное движение становится неустойчивым, фокусировка в канале прекращается и ток пучка на выходе канала исчезает.

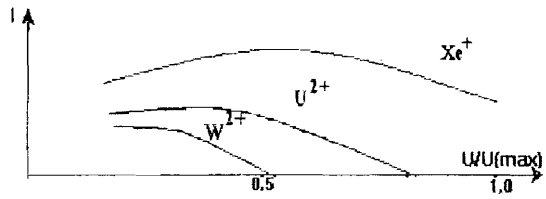

Рис.2 Зависимость тока неускоренных ионов от амплитуды ВЧ поля

На опыте, в ускорителе ТИПр-1 наблюдается картина в значительной степени подобная отмеченной выше. На рис. 2 показана зависимость тока пучка нерезонансных однозарядных ионов ксенона (Xe^+) и ионов W^{2+}, U^{2+} от амплитуды ВЧ поля. Отметим, что критическое значение амплитуды для ксенона оказалось не достигнутым (ток пучка не упал до нуля), так как во время измерений электрическая прочность ВЧ системы была недостаточно высокой. Для ионов W^{2+}, U^{2+} данные рис.2 дают возможность определить значение ($K_{пр}$) для ионов с обратным удельным зарядом 90 и 119. Измерения показали, что длительность импульса тока пучка неускоренных ионов увеличивается по мере увеличения амплитуды ВЧ поля от 2 μs при $U_{ВЧ}$=0 до порядка 6 μs при максимальной амплитуде ВЧ поля, а это означает, что соответственно растет и разброс продольных скоростей. Таким образом, в отличие от воздействия ускоряющей составляющей ВЧ поля на резонансную частицу, которое при увеличении ее амплитуды должно приводить к увеличению фактора дефокусировки (растет γ рис.1), то есть к смещению точки изображающей синхронную частицу на диаграмме (точка А на рис.1) вправо , из данных опыта следует, что для нерезонансных частиц существует лишь среднее значение фактора дефокусировки для всего пучка, которое остается практически неизменным, $\langle \gamma \rangle = 0$. При этом распространение пучка сопровождается увеличением разброса продольных скоростей ионов в нем.

Таким образом, при увеличении уровня ВЧ поля положение пика соответствующего току пучка нерезонансных ионов во времяпролетном спектре на выходе ускорителя остается неизменным во времени, изменяясь лишь по длительности, что позволяет легко отличить его от пиков резонансных, ускоряющихся ионов.

Рассмотрим теперь как должен вести себя ток пучка резонансных ионов при увеличении амплитуды ВЧ поля в структуре ПОКФ. Для резонансных частиц увеличение ВЧ поля с одной стороны ведет к увеличению равновесной фазы, т.е. к увеличению размаха сепаратрисы по фазе и по импульсам, а с другой стороны увеличивает жесткость фокусирующего канала и, для некоторого определенного значения амплитуды ВЧ поля ($U_{вч} = U_{кр}$), а значит и для жесткости канала $K_{кр}$, приводит к потере устойчивости в поперечном движении и, следовательно, к дефокусировке пучка ионов. На графике зависимости тока пучка ионов с данным отношением Ze/M от амплитуды ВЧ поля в ускорителе, ток пучка должен сначала возрастать (от значения порогового уровня ВЧ поля) до максимума, а затем падать практически до нуля при достижении амплитуды поля равной критическому значению, $U_{кр}$.

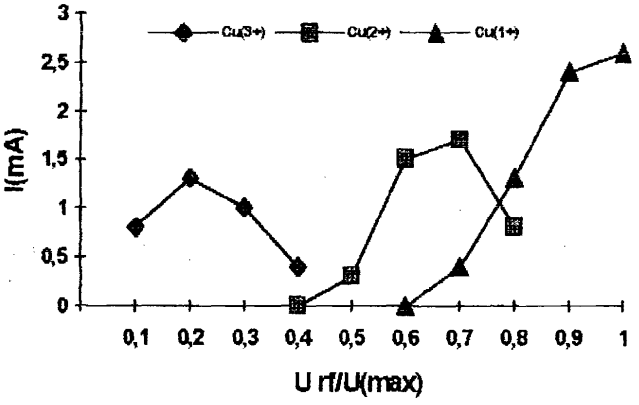

Рис.3 Ускорение ионов меди

На опыте были получены зависимости, приведенные на рис.3 и подобные данные для ионов $Ta^{3+,4+}$, $W^{3+,4+}$, $U^{3+,4+}$. На графике рис.4

показана полученная из данных рис.3 и данных для ионов тантала, вольфрама и урана зависимость относительного коэффициента захвата по поперечному движению (отношение коэффициента захвата для данного значения Ze/M, к коэффициенту захвата для Ze/M = 1/60) от удельного заряда ионов. Основные экспериментальные данные рис.3 получены в результате следующей процедуры измерений. Ускоряющее напряжение на инжекторе устанавливалось и поддерживалось в пределах 70-80 кВ (что соответствует равновесной энергии инжекции для удельного заряда равного 1/60). При этом ток пучка на входе в структуру был оптимальным и наилучшим образом согласован с помощью двух электростатических линз в согласующем канале. Вопрос об оптимальной настройке ускорителя имеет особое значение при стремлении получить максимально возможный ток ускоренного пучка на выходе ускорителя, а также при измерении коэффициента поперечного захвата. Поэтому для получения каждой из точек зависимости рис.4 требуется специальная работа по оптимизации режима работы ускорителя.

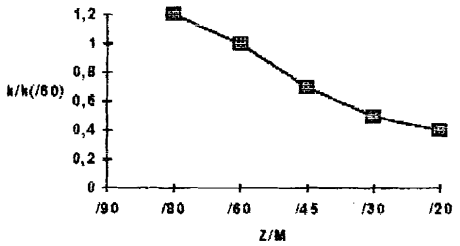

рис.4 Зависимость коэффициента захвата от удельного заряда

Для частиц с $Ze/M = \alpha(1/60)$, где α = 2, 3 , при оптимальном ускоряющем напряжении на инжекторе начальная скорость ионов $(\beta c)_0$, превышала равновесную скорость инжекции. Однако в большинстве опытов ускоряющее напряжение не снижалось с целью сохранения величины тока пучка и условий согласования. Предполагалось, что при уровне ВЧ поля значительно превышающем пороговый, превышение энергии инжекции компенсируется шириной области захвата. Вместе с тем ряд точек для кривой рис.4 были получены также при снижении энергии

инжекции, чтобы приблизить ее к равновесной в соответствие с величиной Ze/M.

Из графика рис.4 видно, что для наибольших достигнутых значений тока пучка коэффициент захвата по поперечному движению в структуре ПОКФ ускорителя ТИПр-1 уменьшается с увеличением удельного заряда.

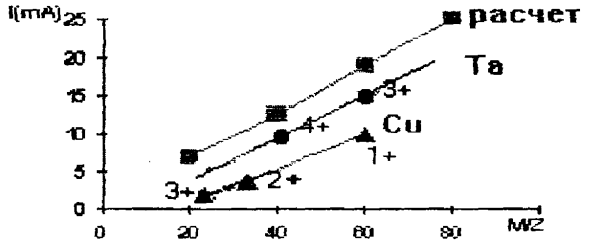

рис.5 Зависимость максимально достигнутого на опыте тока пучка ионов Ta и Cu от M/Z

Результат этот для тока пучка, который ниже расчетного значения максимально возможного (предельного) тока, $I < I_{max}$, является неожиданным и требует объяснения, так как величины K и γ зависят от параметра UZe/M, который для каждой из точек графика рис.4 остается неизменным, и следовательно для них рабочая точка на диаграмме С-Г не покидает своего места при изменении Ze/M.

Рассмотрим теперь возможные эффекты (процессы), которые можно привлечь для объяснения полученных результатов.

1) Одной из причин снижения коэффициента поперечного захвата с увеличением удельного заряда для пучка частиц с повышенной энергией инжекции может быть то, что прежде, чем попасть в процесс резонансного ускорения, частицы с повышенной энергией инжекции проходят часть канала с ПОКФ, как пучок нерезонансных ионов и, следовательно, у них при этом не меняется средняя начальная скорость, $<\beta c> = const$, но растет разброс по продольным скоростям. Этот процесс может привести к потере частиц, оказавшихся за пределами сепаратрисы. Отметим, что этот эффект можно оценить и исключить. Для этого необходимо воспользоваться экспериментальными данными о зависимости поперечного захвата от

энергии инжекции, которые можно получить путем дополнительных измерений.

2) Влияние собственного пространственного заряда пучка тоже может вызвать эффект падения коэффициента захвата с увеличением удельного заряда. В частности, предельный ток пучка в ускорителе, который определяется его собственным объемным зарядом, обратно пропорционален величине Ze/M.

Предельный ток $I_{ПР} \approx I_0$, где $I_0 = 4\pi\varepsilon_0 c^3 M_0 / Ze$, а M_0 - масса покоя , линейно зависит от M/Ze. Таким образом ограничения по предельному току наступают для ионов с большим значением Ze/M раньше, чем для малых его значений. Полученная на опыте зависимость, которая показана на рис.5, дает линейную зависимость максимально достигнутого тока от величины M/Ze, также как и зависимость $I_{ПР} = f(M / Ze)$. Это по-видимому означает, что для данных рис.5 максимально достигнутый ток пучка близок к предельному его значению.

3) Эмиттанс пучка с данным значением Ze/M на выходе инжектора не обязательно равен эмиттансу пучка с другим значением Ze/M. Поэтому потери частиц возможны в результате худшего согласования пучка ионов с большим, чем 1/60 удельным зарядом. Прямые измерения, определяющие качество согласования для каждой из составляющих пучка инжекции,могут дать ответ на этот вопрос.

4) Снижение коэффициента захвата может быть вызвано зависящими от уровня ВЧ поля нелинейностями в фокусирующем ВЧ поле или в распределении его по оси структуры (а также из-за других отличий от расчетного распределения), которые путем возбуждения когерентных поперечных и продольных колебаний могут привести к потере частиц. Т.о. если учесть и исключить другие факторы снижения поперечного захвата, нелинейные искажения в распределении ВЧ поля по оси структуры могут быть обнаружены по снижению коэффициента поперечного захвата относительно расчетного его значения. Искажения в распределении ВЧ поля имело место в ТИПр-1 на стыке двух частей структуры и вызвали снижение коэффициента захвата при малых токах ускоряемого пучка, когда кулоновское ограничение тока не могло влиять на величину коэффициента захвата.

Таким образом работы по ускорению ионов с различными удельными зарядами в линейном ускорителе с ПОКФ дают возможность определить ряд характеристик ускорителя и пучка ионов на выходе инжектора, которые другими методами определить невозможно. Такие как: зависимость коэффициента захвата от удельного заряда ионов; экспериментальное значение предельного (максимального) тока в ТИПр-1 и зависимость его от удельного заряда ионов, а также в принципе дают возможность обнаружить наличие существенных нелинейностей в распределении ВЧ-поля по оси структуры и их влияние на прохождение пучка ионов.

Кроме вышесказанного результаты этой работы дают основания высказать следующие предположения:

А) Концепция полного входного тока пучка для неразделенного пучка.

Если на входе ускорителя полный ток неразделенного ионного пучка превышает расчетный допустимый максимальный ток, при этом разделение по удельным зарядам происходит уже внутри канала ускорителя на заметном расстояние от его входа, то собственный заряд полного неразделенного пучка оказывает влияние на динамику резонансных частиц, существенное время пролета их внутри канала и следовательно для определения кулоновского ограничения тока пучка на выходе ускорителя следует учитывать величину собственного заряда неразделенного пучка. Иными словами кулоновский предел тока ускоренного пучка определяется собственным объёмным зарядом неразделенного пучка на входе в ускоритель, а не собственным объёмным зарядом ускоряемой компоненты пучка. По-видимому это и является главной причиной отличия максимально достигнутого тока в нашем случае от расчетного предельного.

В) Возможность компенсации собственного заряда пучка пучком частиц противоположного знака.

Если вместе с основным пучком подавать на вход ускорителя пучок ионов противоположной полярности, то на протяжении заметного участка канала частицы с зарядом противоположного знака распространяются вместе с основным пучком и компенсируют собственный заряд основного пучка. С этой точки зрения в структуре ПОКФ полезно ускорять

одновременно пучки частиц разной полярности. Это снимает кулоновское ограничение тока пучка на входе в ускоритель и позволяет получать на выходе ускорителя предельно допустимый ток пучка.

Список литературы.

1.В.С.Артемов и др. Ускорение ионов Xe в первой секции ЛУ для установки инерционного УТС на пучке тяжелых ионов // Труды XIII Международной конференции по ускорителям высоких энергий, Новосибирск, 7--11 августа 1986г, Наука, Новосибирск, 1987г, т.1, стр.237--240.

2.В.А.Баталин, Ю.Н.Волков, Т.В.Кулевой, С.В.Петренко // Rev. Sci. Instrum., 1994, 65(10), pp.3104--3108.

Подписано к печати 23.07.96 Формат 60x90 1/16 Офсетн. печ.
Усл.--печ.л.0,5. Уч.--изд.л. 0,3. Тираж 90 экз. Заказ 34.
Индекс 3649

Отпечатано в ИТЭФ, 117259, Москва, Б.Черемушкинская, 25