Институт Теоретической и Экспериментальной Физики

3 – 04

ITEP-03-04

Кошкарёв Д.Г.

JUL 20 2004

МОЩНЫЙ, КОМПАКТНЫЙ ТЯЖЕЛОИОННЫЙ ДРАЙВЕР

Москва 2004

УДК 620.9.91 М-16

МОЩНЫЙ, КОМПАКТНЫЙ ТЯЖЕЛОИОННЫЙ ДРАЙВЕР: Препринт ИТЭФ 03-04/

Д.Г.Кошкарёв. М. 2004-16с.

В работе рассматривается новый путь построения тяжелоионного драйвера, при котором вместо малозарядных ионов используются ядра тяжелых элементов. По сравнению с традиционным новый драйвер имеет ряд преимуществ:
мощность ионных пучков увеличивается до ~10^{16}Вт; облегчается сам процесс ускорения ионов, почти в 4 раза сокращается масштаб драйвера и, следовательно, примерно так же убывает его стоимость; за счёт перезарядки ионов появляется возможность использования нелиувиллиевского накопления, что примерно на ≈ 4 порядка, увеличивает коэффициент компрессии тока; к достоинствам рассмотренного драйвера следует отнести также большую устойчивость интенсивного пучка ядер тяжелых элементов по сравнению со случаем, когда используются малозарядные ионы. Приведена возможная схема построения драйвера нового типа. Отмечаются его достоинства и недостатки, а также обсуждается возможное использование для инерциального термоядерного синтеза.

POWERFUL COMPACT DRIVER FOR HEAVY ION INERTIAL FUSION

Koshkarev D.G.

A new design for the HIF driver is considered. Here the use of heavy elements nuclei instead of low-charged ions is □ffered what ensures the following advantages: power of ion bunches is increased up to ~ 10^{16} W; process of the acceleration is relieved, the driver scale and, consequently, its cost are decreased nearly in 4 times; non-Liuvillian accumulation at the ion charge exchanging ensures the increase of a current compression factor approximately on 4 orders. Finally, to the considered driver advantage should refer the greater stability of the intensive beam of heavy element nuclei in contrast with using the low-charged ions. Particularly big gain is reached with respect to so colled vacuum-exchange instability. Possible scheme of the new type driver for heavy ion inertial fusion is given.

Рис.- 3, список лит. -12 наим.

© Институт теоретической и экспериментальной физики, 2004

1.Введение

Со времени появления первых публикаций по использованию мощных пучков тяжелых ионов для нагрева оболочек термоядерных мишеней [1] прошло почти 30 лет. И тогда, да и в дальнейшем, предполагалось, что мишень представляет собой полую сферу. Причины для такого выбора очевидны - сферическая мишень обеспечивает самое эффективное сжатие дейтерий тритиевого топлива.

Тем не менее, в последнее время стали появляться работы [2,3], в которых обсуждаются возможности использования цилиндрических мишеней для тяжелоионного термоядерного синтеза. В этих работах показано, что в цилиндрических мишенях возможен заметный выигрыш в мощности ионных пучков, который компенсирует проигрыш в геометрии. Однако из-за увеличения потенциала ускорителя, обусловленного ростом энергии однозарядных ионов, происходит недопустимый рост масштаба драйвера и, следовательно, стоимости всей установки. В данной работе рассматривается принципиально новый путь построения тяжелоионного драйвера, при котором одновременно с увеличением мощности происходит заметное сокращение масштаба драйвера и его стоимости.

2.Выбор основных параметров

Важным параметром тяжелоионного драйвера является мощность производимого им пучка. Мощность пучка есть произведение тока и

напряжения, развиваемого используемым в драйвере ускорителем (обычно это линейный ускоритель). Так как стоимость драйвера слабо зависит от ионного тока, а с ростом напряжения растёт почти линейно, то для увеличения мощности драйвера выгодно увеличивать именно ток, а не напряжение. Величина ионного тока в разных местах драйвера ограничивается по-разному. Самое строгое ограничение имеет место в начальной части линейного ускорителя, где величина ионного тока не может превышать десятков мА [4].

Для дальнейшего заметим, что в данной работе рассматриваются только схемы драйверов на основе линейного резонансного ускорителя и системы накопительных и компрессионных колец. Таким образом, использование индукционных ускорителей в данной работе не рассматривается по причине их непригодности для создания мощных тяжелоионных драйверов.

Следующим узким местом является накопительное кольцо, в котором ионный ток ограничивается простым соотношением [5]:

$$I \leq \pi \epsilon I_p A(\beta\gamma)^3 / LZ \qquad (1).$$

В (1) $I_p = m_p c^3/e$ – ток Альфвена для протона ($I_p = 3{,}1.10^7$А), β - скорость ионов в единицах скорости света, γ - релятивистский фактор иона (отношение полной энергии иона к энергии покоя), A - масса иона в единицах массы протона, Z - заряд иона (в единицах заряда электрона), при накоплении ионного тока в кольцевом накопителе, ϵ - эмиттанс пучка при взаимодействии с мишенью (в см.рад.), L - длина накопительного кольца (в см).

Из (1) следует, что если выполнено условие $\gamma > 1$, то ионный ток с ростом энергии ионов растёт как γ^3.(Заметим, что в нерелятивистском случае, когда $\gamma \leq 1$ ионный ток пропорционален энергии ионов $I \sim \beta^2$). Так как увеличение энергии иона не должно приводить к росту потенциала линейного ускорителя, то необходимо увеличивать также и электрический заряда иона. Максимальная величина электрического заряда иона ограничена зарядом его ядра, так что

следует накапливать голые ядра. При накоплении ядер урана (U_{238}^{+92}) с энергией 1,5 ТэВ (т.е. при $\gamma = 7{,}72$) и эмиттансом $\epsilon = 5.10^{-4}$ смрад, и при L = 250 м из (1), получим I = 3,6 кА. Этот случай соответствует потенциалу линейного ускорителя = 16,3 ГВ, не слишком превышающему принятое в ранних проектах значение 10ГВ [4,6], но значительно более низкое по сравнению со 100 ГВ, принятыми в более поздних проектах [2,3].

На рис.1 для ядер висмута приведена функция $\Delta(E)$, позволяющая с помощью простого пересчёта рассчитывать пробеги по соотношению $d = (83/Z)^2 E \Delta^{-1}(E)$ для других ионов с близкими параметрами. Используя приведенные для висмута на рис.1 данные, определим пробег ядер урана с энергией 1500 ГэВ в $\approx$110 гсм$^{-2}$, что при плотности вещества поглотителя $\rho = 20$ гсм$^{-3}$ даёт длину мишени $\approx$ 5,5 см.

Для полного описания нового драйвера нужно задаться энергией и мощностью ионного пучка (или ионных пучков), определить которые можно исходя из рассчётных параметров термоядерных мишеней.

3.Использование драйвера для инерциального термоядерного синтеза

Как известно, существуют два вида термоядерных мишеней: мишени прямого действия, так называемые прямые мишени, и непрямые мишени, т.е. мишени конверторы, в которых происходит трансформация энергии ионного пучка в мягкое рентгеновское излучение. Эффективность преобразования энергии ионов в энергию электромагнитного поля определяется удельной мощностью нагрева конвертора. Достаточно хороший коэффициент трансформации $\approx$ 30% получается при удельной мощности нагрева мишени $\approx 10^4$ ТВт/г, а при $\approx 3.10^4$ ТВт/г коэффициент трансформации достигает $\approx$ 60% [7]. Конечно, важна и величина заключенной в мягком рентгене энергии.

Полагая удельную мощность нагрева мишени $\approx 3.10^4$ ТВт/г и, рассчитывая на коэффициент трансформации 60% при энергии нагрева конвертора 100 МДж, получим величину энергии в мягком рентгене ≈ 60 МДж.

При таких параметрах ионных пучков можно уверенно рассчитывать не только на зажигание термоядерной мишени, но и на горение с достаточно высоким энергетическим выходом.

В качестве примера мишени прямого действия используем результаты, полученные в [7] на основе одномерного расчёта многослойной цилиндрической термоядерной мишени, в которой усиление энергии достигло 25. В этом расчёте, на сжимающуюся оболочку мишени, воздействовали три последовательных импульса тока суммарной энергией во всех трёх пучках ~ 100 МДж при максимальной мощности облучения мишени 7000 ТВт.

Учитывая, что проведенные расчёты носят приближённый характер, а полученные параметры облучения мишени в дальнейшем могут заметно измениться, нет смысла в точности поддерживать предложенный закон облучения. Исходя из этих соображений, положим суммарную энергию во всех пучках 100 МДж (эта энергия соответствует числу ядер урана 4.10^{14}) , и соответствует длительности ионного тока на выходе из линейного ускорителя ≈ 0,07 сек. Максимальную мощность облучения мишени положим равной 9000 ТВт, что соответствует ионному току в каждом пучке 270 кА. При радиусе сплошной цилидрической мишени 0,033 см удельная мощность облучения достигнет $2{,}4.10^4$ ТВт/г. Длительность облучения мишени составит при этом 5,5 нс.

Облучение мишени можно вести двумя равными по энергии и мощности пучками с двух сторон. Предполагается также, что при необходимости облучать тонкие цилиндрические оболочки можно вращать ионные пучки с требуемым радиусом относительно оси мишени и с достаточно высокой частотой вращения ~1 ГГц.

4.Линейный ускоритель

Схема построения линейного ускорителя - основы тяжелоионного драйвера может выглядеть следующим образом.

Ионы U^{+2} от четырёх источников со средним током от каждого 20 мА ускоряются в четырёх форинжекторах с потенциалом 100 кВ и далее попадают в четыре параллельных секции линейных ускорителей типа RFQ (с потенциалом 200 МВ), где они ускоряются до энергии 400 МэВ, при которой ионы U^{+2} можно перезарядить до состояния U^{+30}. Из-за потери интенсивности при перезарядке ионов на твёрдой мишени примерно в 6 раз при одновременном увеличении заряда иона в 15 раз электрический ток возрастает в 2,5 раза и достигнет 50 мА в каждом канале. Затем токи от всех четырёх каналов складываются в пространстве поперечных степеней свободы, так что полный средний ток достигает 200 мА. При этой операции по-парного сложения ионных пучков инвариантный эмиттанс ионного пучка увеличивается примерно в 3 раза и достигает величины 10^{-4} см.рад. Следующий этап увеличения энергии иона U^{+30} до 28 ГэВ, что соответствует $\beta = 0,5$, происходит в двух секциях линейного ускорителя со стандартной структурой Альвареца и с суммарным потенциалом $\approx$ 440 MV. При этом предполагается, что вторая перезарядка ионов от заряда +30 до заряда +91 осуществляется при энергии иона $\approx$ 6 GeV. Принимая эффективность этой операции $\approx$ 0,15, получим ионный ток после перезарядки $\approx$ 90 мА Последний этап ускорения до энергии 1500 ГэВ осуществляется в сверхпроводящих ячеистых резонаторах с потенциалом $\approx$16,3 ГВ. Длина всего ускорителя складывается из 200 м для первой части типа RFQ, 120 м для второй части типа Альвареца и 660 м для последней части. Таким образом, полная длина линейного ускорителя сократилась с 4 км, как это было в проекте ИТИС [4,6] до 980 м т.е. в $\approx$ 4 раза, при этом жёсткость ионов уменьшилась в 3,8 раза, до

58 Тм против 220 Тм для ионов Bi^{+1} с энергией 10 ГэВ. Все эти изменения приведут к уменьшению стоимости установки в ≈ 4 раза.

Так как мощность ионного пучка ≈ 1500 МВт, то, следовательно, мощность генераторов, питающих ВЧ систему линейного ускорителя, должна быть не ниже 3000 МВт.

Далее рассмотрим систему компрессии ионного тока на выходе из линейного ускорителя в $\approx 3.10^6$ раз от тока 90 мА до 270 кА.

5. Компрессия ионного пучка

Так как пиковое значение ионного тока в накопительном кольце ограничено величиной 3,6 кА, то соответствующее значение среднего тока можно положить равным 1,8 кА и тогда компрессию следует производить в два этапа: первый этап от тока 90 мА до 1.8 кА осуществляется в накопительном кольце с коэффициентом компрессии 20000. Компрессия ионного пучка в 150 раз может быть обеспечена дополнительной системой сжимающей ионный пучок в пространстве продольного движения.

Получить коэффициент компрессии тока ~20000, оставаясь в рамках теоремы Лиувиля, практически очень сложно, поэтому необходимо использовать нелиувилиевскую компрессию, которая может быть осуществлена аналогично произведенной ранее на установке ТВН-ИТЭФ [8]. Главное отличие от ранее осуществлённой в установке ТВН-ИТЭФ, заключается в непрерывности процесса компрессии. Непрерывность процесса упрощает задачу, в частности, из-за сокращения времени накопления почти полностью устраняется эффект внутрипучкового рассеяния [9]. Так как нелиувилиевская компрессия может иметь больший коэффициент компрессии по сравнению с компрессией в пространстве продольного движения, то, для

максимального сокращения периметра накопительного кольца, именно она должна быть использована первой.

Уравнение баланса для числа накопленных в камере ионов за счёт реакции перезарядки ионов U^{91+} в ядра U^{92+} на плотной мишени из какого-либо лёгкого материала запишем в виде:

$$dI^{92}/dn = \sigma(-e)mA_t^{-1}N_0I^{91} - \sigma(+e)\,\eta^{-1}mA_t^{-1}N_0I^{92} - \sigma_n\,\eta^{-1}mA_t^{-1}N_0I^{92} \qquad (2).$$

В (2) введены обозначения:

I^{92} –накопленный в камере ток ядер урана;

I^{91}- инжектируемый в камеру накопителя ток ионов урана с зарядом +91;

N_0 – число Авогадро;

A_t-атомный вес вещества перезарядной мишени;

A_i -атомный вес используемого иона;

$\sigma(-e)$ - сечение перезарядки ионов U^{91+} в ядро U^{92+}, при энергии 1,5 ТэВ оно равно 2.10^{-20} cm^2 /атом;

$\sigma(+e)$ - сечение обратного процесса подхвата электрона, т.е. реакции $U^{92+}+e \rightarrow U^{91+}$, при энергии 1,5 ТэВ оно равно 2.10^{-24} cm^2/атом;

σ_n - полное сечение всех ядерных реакций; $\sigma_n=7{,}4\cdot(A_i^{1/3}+A_t^{1/3}-0{,}3)^2.10^{-26}$ cm^2/атом, в нашем случае $A_i = 209$, $A_t = 4$ и $\sigma_n = 3{,}6.10^{-24}$ cm^2/атом.

η- число оборотов пучка в камере накопителя, совершаемое ионами между двумя последовательными пересечениями мишени.

Так как при условии $dI^{92}/dn = 0$ рост тока прекращается, то из (2) следует, что предельная величина компрессии тока - ξ_{max} определяется соотношением:

$$\xi_{max} = I^{92}/I^{91} = \sigma(-e)\eta/\sigma(+e) + \sigma_n \qquad (3).$$

Подставляя в (3) значения сечений получим $\xi_{max} = 3{,}57.10^3\,\eta$. Полагая $\eta = 20$, получим $\xi_{max} = 7{,}14.10^4$, что позволяет принять $\xi=2.10^4$. Так как длина импульса тока на выходе из линейного ускорителя при полной энергии в пучке 100МДж равна $2{,}1.10^4$ км, то при $\xi=2.10^4$ и условии, что каждый раз

накапливается только четвёртая часть пучка, длина накопительного кольца может быть выбрана равной 250 м.

В процессе накопления неизбежна потеря части пучка. Часть будет потеряна из-за ядерных взаимодействий с веществом перезарядной мишени, так же будут потеряны ионы из-за подхвата электронов при пересечении мишени. Сечение всех ядерных взаимодействий $\sigma_n = 3{,}6.10^{-24}$ cm^2/атом, а сечение подхвата электрона 2.10^{-24} cm^2/атом, так что полное сечение потерь составит $5{,}6.10^{-24}$ cm^2/атом, что приведёт к потери части пучка = 4,2 %. Если мишень выполнена в виде газовой струи из гелия толщиной $\approx 1.10^{-3}$ г.см$^{-2}$, то эффективность перезарядки U^{91} в U^{92} достигает 0,95, что даёт 5 % дополнительных потерь.

Каждый ион при пересечении мишени в камере накопителя теряет энергию $\approx 1.10^{-5} \approx 10$ МэВ, соответственно, за один оборот теряемая в среднем энергия в η=20 раз меньше, т.е. $\approx$ 0,5 МэВ и компенсация потерянной энергии происходит уже при потенциале ВЧ поля $\approx$12 кВ. Так как при увеличении ионного тока в процессе накопления растёт и мощность нагрева перезарядной мишени от начальной величины $\approx$ 0,5 кВт до максимума $\approx$10 МВт, то проблема охлаждения мишени становится достаточно сложной, и, по-видимому, потребуется серьёзная инженерная проработка конструкции перезарядной мишени. Заметим, что, несмотря на компенсацию потерянной энергии, величина этой энергии может ограничить число возможных прохождений пучка через мишень - $\xi\eta^{-1}$. Действительно,

$$\xi \leq 2d\eta\lambda/m \qquad (4),$$

где λ - допустимая доля потерянной на перезарядной мишени энергии пучка, m – масса мишени, а d - пробег иона полной энергии в веществе той же плотности. Из (4) следует, что при $m = 1.10^{-3}$ гсм$^{-2}$, d = 80 гсм$^{-2}$ и λ = 1%, допустимая компрессия составит $\xi \leq 3{,}2.10^4$.

При коэффициенте нелиувиллиевской компрессии 2.10^4 величина потерянной энергии в процессе накопления составит 0,47 МДж, а по отношению ко всей накопленной энергии 0,63 %. Окончательно, с учётом потери части пучка, доля потерянной при нелиувиллиевской компрессии энергии составит ≈10.2 %.

Заметим, что оптика накопительного кольца должна быть построена исходя из специфики поставленной задачи. В кольце должны быть два бездисперсионных промежутка, в одном из которых разместится перезарядная мишень, и система ВЧ поля, которая нужна для поддержания структуры ионного пучка и для компенсации потерь энергии при пересечении перезарядной мишени. Кроме того, в месте расположения перезарядной мишени должна быть размещена показанная на рис.2 система, создающая переменное во времени отклонение равновесной орбиты (бамп), наличие которого обеспечивает прохождение ионов через мишень только на каждом η обороте пучка в камере накопителя [10]. Нужная форма этого отклонения создаётся за счёт биений, возникающих при сложении чётной и нечётной гармонических составляющих. На рис 2. штрихпунктиром показана нечётная составляющая в локальном отклонении орбиты - $\cos(2\pi n/\eta)$, пунктиром чётная составляющая - $\cos(4\pi n/\eta)$, где n обозначает номер оборота ионного пучка в камере накопителя. Кружками показаны положения одного ионного банча относительно перезарядной мишени в течении 20-ти последовательных оборотов пучка.

При пересечении перезарядной мишени неизбежно возникает дополнительный разброс ионов по энергии, приводящий к не компенсируемому росту продольного фазового объема, величина которого определяет коэффициент компрессии, достижимый при дальнейшей компрессии ионного пучка. Флуктуации ионизационных потерь при

пересечении мишени приводят к росту энергетического разброса в пучке по формуле:

$$\sigma_E^2 = 0{,}078 Z_t (2-\beta^2) A_t^{-1} \gamma^2 m(\xi\eta^{-1}) \; [\text{МэВ}]^2 \qquad (5).$$

Для мишени из лёгкого вещества из (5) найдём $\sigma_E / E = 3{,}7.10^{-8}(\xi\eta^{-1})^{1/2}$. При $\xi\eta^{-1}=10^3$, получим $\sigma_E/E = 1{,}2.10^{-6}$. Полученная величина дисперсии является допустимой. Действительно, полагая, что разброс по импульсам в пучке при транспортировке и фокусировке на мишень не должен превышать $\pm 1.10^{-3}$ найдём возможную величину коэффициента компрессии = 400, при требуемой величине =150.

Важным эффектом, влияющим на величину эмиттанса ионного пучка, является упругое рассеяние ионов при пересечении перезарядной мишени.

Распределение ионов по углам рассеяния после прохождения мишени близко к нормальному распределению со среднеквадратичным углом рассеяния θ, определённым по формуле Росси:

$$\theta = 15 Z_t (E)^{-1} (m/X_o)^{1/2}, \qquad (6),$$

где X_o - радиационная длина мишени, E - энергия иона в единицах МэВ. Для углеродной мишени величина Xo=42 г·см$^{-2}$.Подставляя наши параметры в формулу (6) получим $\theta = 1.10^{-7}$ рад. После тысячекратного прохождения этой мишени среднеквадратичный угол составит $3{,}3.10^{-6}$ рад.

Отсюда следует, что при диаметре ионного пучка на перезарядной мишени равном 2 см, за всё время накопления произойдет практически незаметное (≤1%) увеличение эмиттанса пучка. Фокусировка ионного пучка с фазовым объёмом 5.10^{-4}смрад на мишень даже с расстояния ≈ 8 м в пятно диаметром ≈ 0,066см представляется вполне решаемой задачей.

Компрессия в пространстве продольного движения может быть осуществлена по описанному ранее методу [2,3,11]. Компрессия пучка в пространстве продольного движения потребует наличия еще пары колец

такого же размера, т.е. колец с периметром в 250 м. В итоге полное число колец в варианте накопленной энергии 100 МДж будет равно 5. Заметим, что величина среднего магнитного поля на орбите в кольцах составляет 1,46 Т, т.е. в полтора раза больше, чем в обычных протонных синхротронах, к тому же вместо циклических магнитов в этих кольцах используются более простые магниты постоянного питания. В схеме драйвера для упрощения рисунка 3 показаны только два из четырёх компрессионных колец, так как предполагается, что они размещены попарно в двух кольцевых залах.

6.Заключение

Таким образом, использование ядер в тяжелоионных драйверах вместо малозарядных ионов имеет существенные преимущества:

* во-первых, увеличивается мощность облучения мишени; мощность в каждом пучке достигает 4500ТВт, а при облучении карандашной мишени длиной 5,5см с диаметром 0,066см двумя пучками с двух сторон составит 9000ТВт при удельной мощности $2{,}4.10^4$ ТВг/г. При длительности облучения 5,5нс энерговложение в мишень составит 25 МДж от каждого пучка, от двух пучков 50 МДж, от четырёх 100МДж.

* во-вторых, облегчается сам процесс ускорения ионов, существенно, почти в 4 раза, сокращается масштаб драйвера и, следовательно, примерно так же убывает его стоимость;

* в-третьих, за счёт использования перезарядки ионов появляется возможность использования нелиувиллиевского накопления, что примерно на 4 порядка, увеличивает коэффициент компрессии тока;

* большим достоинством рассмотренного драйвера является значительно большая устойчивость накопленного пучка голых ядер по сравнению со случаем, когда накапливаются малозарядные ионы. Особенно сильный

выигрыш имеет место по отношению к так называемой перезарядной неустойчивости интенсивных пучков малозарядных ионов тяжелых элементов [12].

Главным недостатком рассмотренного драйвера является значительная активация мишени из-за ядерных процессов, идущих в мишени при столь больших энергиях ионов. Действительно, полагая $\sigma_n = 3{,}5.10^{-24}$см^2 получим величину ядерного пробега в веществе $d_n=A_t/\sigma_n N_0=114$ гсм$^{-2}$ практически равную "тормозной" длине пробега 110 гсм$^{-2}$.

По-видимому, при расчётах реального нагрева оболочки мишени следует принять во внимание эффекты, связанные с ядерными процессами в мишени.

К недостаткам рассмотренного драйвера следует также отнести наличие сложных систем перезарядки ионных пучков. С другой стороны, именно перезарядка ионов в ядра позволяет накапливать большие токи и получать огромные мощности облучения мишеней при сохранении умеренных мощностей при ускорении, что в свою очередь также снижает стоимость всей установки.

В заключение автор выражает благодарность сотрудникам ИТЭФ А.В.Бархударяну и А.Н.Талызину за поддержку при расчётах динамики накопления ионных пучков и оформлении результатов.

Литература:

1. A.W.Maschke. "Conceptual Design of a Heavy Ion Fusion Energy Center", BNL-50817 (1978).

2.КошкарёвД.Г.,ЧуразовМ.Д. "Инерционный термоядерный синтез на базе тяжелоионного ускорителя - драйвера и цилиндрической мишени", Атомная энергия, т.91,вып.1, июль 2001,стр. 47-54.

3. D.G.Koshkarev. "Heavy Ion Driver for Fast Ignition", Laser and Particle Beams (2002), 20, 595-597.

4.Koshkarev D.G., Korenev I.L., Yudin L.A.,Vinogradov S.V., "Conceptual Design of Linac for Power HIF Driver", Proceedings of XVII International Linac Conference, Geneva, CERN, (1996), vol.1, p. 423-426.

5. C.Bovet, R.Couirant, I.Gumowski, K.H. Reich. "A SELECTION OF FORMULAE AND DATA USEFUL FOR THE DESIGN OF A.G. SYNCHROTRON", CERN/MPS-SI/Int. DL/70/4, 23 April, (1970).

6. Basko M.M., Churazov M.D., Koshkarev D.G. "ITEP Conception of a Heavy Ion Fusion Fasility", Fusion Engineering and Design, 32-33, (1996), p.73-85.

7. Чуразов М.Д., Аксенов А.Г., Забродина Е.А. "Сжатие многослойной мишени в системе тяжелоионного термоядерного синтеза " Сборник ВАНТ, серия математическое моделирование физических процессов, (2004), в печати.

8. Н.Н.Алексеев, Д.Г.Кошкарёв, Б.Ю.Шарков. "Нелиувиллиевское накопление ядер углерода в ускорительно-накопительном комплексе ИТЭФ". Письма в ЖЭТФ, том 77,вып. 3,с 149-152. (2003).

9. N.Alekseev, A.Bolshakov, E.Mystafin and P.Zenkevich, "Numerical Code for Monte-Carlo Simulation of Ion Storage", AIP Conference Proceedings 480, Saitama, Japan, December (1998).

10. Koshkarev D.G., " The Ejection System for TESLA Damping Ring" TESLA-Collaboration, TESLA 95-16. DESY, Hamburg, (1995).

11. Koshkarev D.G.,Barkhudaryan A.V.,Talyzin A.N., "New Scheme of Longitudinal Beam Compression for HIF Driver", Препринт ИТЭФ-9-98.

12. D.G.Koshkarev. "Charge-exchange Instability in Intense Ion Beams". Particle Accelerators, (1984), Vol.1, p. 889.

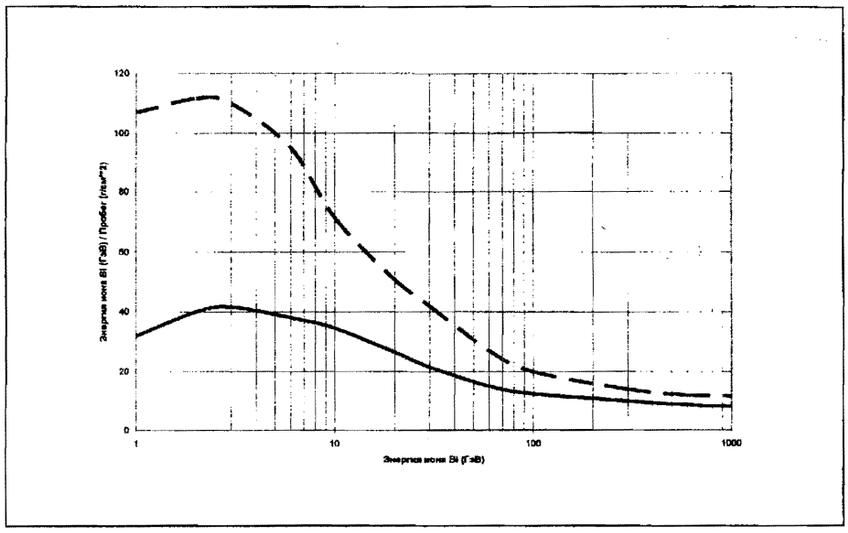

Рис.1. Функция Δ(E) для ионов висмута.
Верхняя кривая поглотитель из бериллия, нижняя - из золота.

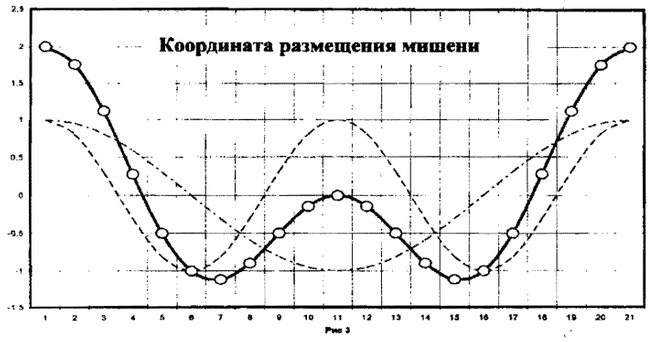

Рис.2. Осцилляция равновесной орбиты в месте расположения перезарядной мишени.

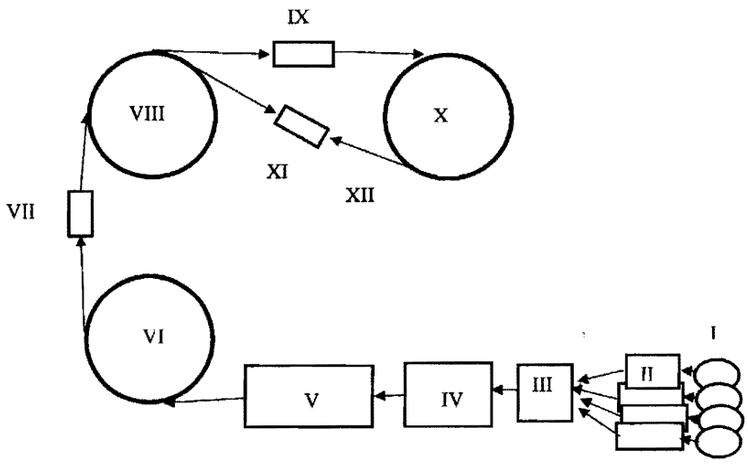

РИС.3

I

I. Четыре ионных источника производящих пучки ионов U^{2+} с током 20 мА с частотой ≈ 0,01Гц при длительности импульса 70мс.

II. Четыре параллельные секции линейных ускорителей типа RFQ каждая с потенциалом 200МВ.

III. Первая часть линейного ускорителя типа Альварец с потенциалом ≈190МВ.

IV. Вторая часть линейного ускорителя типа Альварец с потенциалом ≈230МВ.

V. Основной сверхпроводящий линейный ускоритель с потенциалом 16,3ГВ.

VI. Накопительное кольцо для нелиувиллиевской компрессии ионного тока.

VII. Промежуточная секция линейного ускорителя для компрессии пучков в первоой паре компрессионных колец с амплитудой ВЧ поля ≈20МВ.

VIII.Первая пара компрессионных колец.

IX. Промежуточная секция линейного ускорителя для компрессии пучков во второй паре компрессионных колец с амплитудой ВЧ поля ≈20МВ.

X. Вторая пара компрессионных колец, компрессия в которых происходит в течение ≈20000оборотов, т.е. за ≈ 16милисек.

XI. Либо одна термоядерная мишень прямого действия, либо пара мишеней конвертеров.

Подписано к печати 19.01.04	Формат 60x90	1/16
Усл. печ. л. 1,0 Уч.-изд. л. 0,7	Тираж 83	Заказ 03-04
	Индекс 3649	

Отпечатано в ИТЭФ, 117218, Москва, Б.Черёмушкинская 25.