

КОМБИНИРОВАННАЯ ФОКУСИРОВКА В ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ ИОНОВ

С.А. Вдовин, П.А. Демченко, Е.В. Гусев, Н.Г. Шулика, О.Н. Шулика
Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Харьков, Украина
E-mail: demchenko@kipt.kharkov.ua

Описан метод обеспечения устойчивости движения легких ионов в каналах линейных резонансных ускорителей, основанный на комбинации переменного-фазовой и магнитной фокусировок. Магнитное поле пространственно совмещено с ускоряющим высокочастотным полем. Проведенные с помощью математического моделирования исследования показали перспективность применения данного метода в широком диапазоне энергий линейных ускорителей.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из возможных технологических применений сильнооточных ускорителей протонов (дейтронов) является использование их в качестве драйверов подкритических энергетических реакторов деления на основе торий-уранового или уран-плутониевого топливных циклов. Перспективным направлением использования является также создание на основе этих ускорителей интенсивных источников нейтронов для трансмутации («выжигания») долгоживущих радиотоксичных продуктов деления ядерного топлива современных энергетических реакторов [1-2].

Для более безопасной ядерной энергетики будущего требуются ускорители с энергиями протонов $W \geq 1$ ГэВ и средним током пучков $I \geq 30$ мА.

Важной проблемой при разработке технологического линейного ускорителя ионов является снижение уровня потерь частиц в его канале и соответственно уровня активации элементов конструкции до значений, при которых возможно безопасное обслуживание оборудования и систем.

Решение проблемы «радиационной чистоты» сильнооточного линейного ускорителя связано с обеспечением устойчивой динамики пучков заряженных частиц в ускоряющих секциях по мере роста энергии ионов.

Для достижения устойчивого движения частиц как в продольном, так и поперечном направлениях относительно оси ускорения, применяются несколько методов в зависимости от тока пучка, энергии и массы ионов. В области низких энергий (до 5 МэВ для протонов) используется так называемая пространственно-однородная квадрупольная фокусировка (ПОКФ) [3]. Используя специальную геометрию электродов резонансной ускоряющей структуры, можно с помощью только одного высокочастотного электрического поля достичь как продольной фазировки частиц, так и радиальной фокусировки пучка.

С ростом энергии ионов используются более эффективные ускоряющие структуры, в которых радиальная фокусировка пучка осуществляется внешним магнитным полем. Как правило, применяются или квадрупольные электромагнитные линзы, или ста-

тические квадрупольные на основе магнитожёстких материалов с использованием редкоземельных элементов [4].

В ННЦ ХФТИ для прикладных целей в течение ряда лет исследуются и разрабатываются ускоряющие структуры, устойчивость динамики пучков в которых достигается переменного-фазовой фокусировкой (ПФФ) [5-6]. Устойчивость движения частиц в процессе ускорения достигается вариацией по определённому закону величины и знака фазы синхронной частицы вдоль ускоряющих периодов резонансной структуры.

Численное моделирование динамики пучков в ПФФ-канале ускорителей, а также экспериментальные исследования на действующих макетах свидетельствуют, что токи пучков ускоренных протонов и дейтронов в области низких и промежуточных энергий могут достигать нескольких десятков миллиампер. Однако при переходах между ускоряющими секциями для согласования фазового объёма пучка с акцептансом последующей секции необходимо использовать дополнительную фокусировку, в частности, квадрупольные триплеты [5]. В достаточно длинной секции нельзя также обеспечить достаточно высокий темп ускорения, без уменьшения жёсткости радиальной фокусировки. Кроме того, скачкообразные изменения величины и знака синхронной фазы и связанное с этим слабое затухание продольных фазовых колебаний, а также нелинейность электрических полей приводят к заметному росту эффективного эмиттанса пучка. Впоследствии это приводит к росту линейных потерь ионов в высокоэнергетических секциях ускорителя.

В настоящей работе рассматривается возможность улучшения характеристик ускоряющего канала линейного ускорителя на основе ПФФ в результате увеличения жёсткости радиальной фокусировки пучка с помощью дополнительного внешнего продольного магнитного поля.

Фокусировка пучков заряженных частиц продольным магнитным полем хорошо известна. Однако в линейных резонансных ускорителях ионов она не получила распространения. Это связано с тем, что в линейном ускорителе основное движение ионов происходит параллельно магнитному полю, а поперечные компоненты вектора скорости частиц на

несколько порядков меньше продольных значений. Поэтому для жёсткофокусирующего канала необходимы высокие напряжённости магнитного поля [8].

В принципе, требуемые поля можно получить, используя сверхпроводящие соленоиды. Однако при этом их следует или разместить в трубках дрейфа ускоряющей структуры, либо полностью поместить объёмный резонатор секции в соленоид. С технических и экономических соображений это нецелесообразно.

Поэтому в настоящее время для фокусировки ионов в линейных ускорителях используются поперечные магнитные поля, в частности, квадрупольные линзы.

В настоящей работе продольное магнитное поле и его концентрация в области ускорения ионов достигается с помощью магнитной цепи специальной конструкции, включающей трубки дрейфа из ферромагнитного материала.

2. КОНЦЕПТУАЛЬНАЯ СХЕМА СЕКЦИИ С КОМБИНИРОВАННОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

Концептуальная схема ускоряющей секции с комбинацией переменного-фазовой и магнитной фокусировок приведена на Рис.1. Непосредственно ускоряющая секция представляет собой объёмный цилиндрический резонатор 1, нагруженный трубками дрейфа 2. В данной работе рассматривался H -резонатор с распределением напряжённости электрического поля вдоль оси в виде π -волны [5].

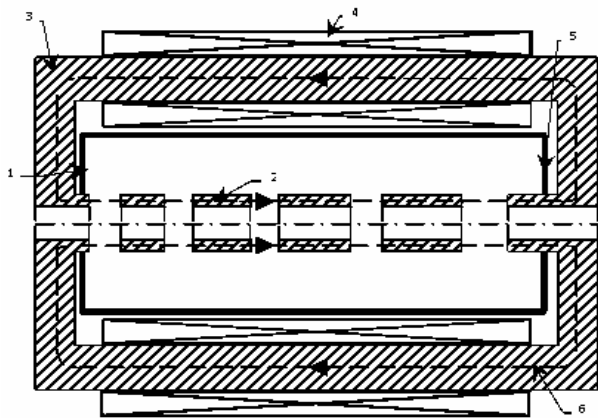


Рис.1. Схема секции с комбинированной фокусировкой: 1 - объёмный резонатор; 2 - трубки дрейфа; 3 - магнитопровод; 4 - соленоид; 5 - днище резонатора; 6 - сердечник

Трубки дрейфа изготовлены из ферромагнитного материала с высокой индукцией насыщения и заключены в медную оболочку, толщиной более величины скин-слоя на рабочей частоте ускорителя.

Магнитное поле в ускоряющем канале, на участках между трубками дрейфа, создаётся внешней по отношению к резонатору магнитной цепью. Она включает ферромагнитные сердечники 6 и торцевые магнитопроводы 3. Соленоиды 4, расположенные на ферромагнитных сердечниках, служат для создания магнитодвижущей силы.

Суммарный поток магнитной индукции, создаваемый соленоидами, замыкается по участку внут-

ренней магнитной цепи, образованной последовательностью трубок дрейфа и зазоров между ними. Таким образом, вакуумное магнитное поле концентрируется на участках между трубками дрейфа, образуя цепочку коротких, аксиально-симметричных магнитных линз, создающих дополнительный к ППФ фокусирующий эффект.

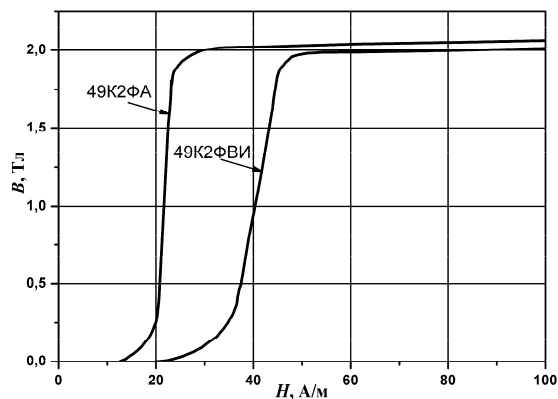


Рис.2. Кривая намагничивания пермендюр и супермендюр

Вклад магнитной фокусировки в устойчивость динамики пучка определяется значением вакуумного магнитного поля в ускоряющих зазорах, которое существенно зависит от магнитных свойств материала трубок дрейфа.

Анализ показывает, что из существующих ферромагнитных материалов приемлемой стоимости наиболее подходящими для трубок дрейфа являются железокобальтовые сплавы, легированные ванадием: 49К2ФВИ (пермендюр) и 49К2ФА (супермендюр). На Рис.2 приведены кривые намагничивания этих материалов [7].

Как следует из Рис.2, магнитная индукция насыщения в супермендюре превышает 2 Тл, а относительная дифференциальная магнитная проницаемость $(\mu_r)_d = (\mu_0)^{-1} \cdot (dB/dH)$ достигает 6000 (μ_0 - магнитная проницаемость вакуума). Однако вблизи индукции насыщения резко уменьшается $(\mu_r)_d$, что может существенно увеличивать рассеяние потока магнитной индукции в ускоряющем канале. Поэтому в расчетах магнитная индукция в материале трубок дрейфа выбиралась из условия $B \leq 1,95$ Тл, при этом $(\mu_r)_d \geq 500$.

Для внешней магнитной цепи (см. Рис.1) могут быть использованы более дешёвые ферромагнитные материалы, в частности магнитомягкое железо. Это связано с тем, что площадь сечения внешнего магнитопровода можно выбрать существенно больше поперечного сечения трубок дрейфа. Поэтому при постоянном магнитном потоке Φ магнитная индукция на участке внешней магнитной цепи существенно меньше, чем в трубках дрейфа и далека от насыщения при высоком значении $(\mu_r)_d$.

Для моделирования динамики пучка ионов в ускоряющем канале, образованном комбинацией переменного-фазовой и магнитной фокусировок, необходимо, кроме электрического поля, рассчитать распределение значений радиальной B_r и аксиальной B_z компонент вектора магнитной индукции в каждом из ускоряющих периодов. В настоящей работе пе-

риод ускорения состоял из двух соседних полутрубок и зазора между ними. На Рис.3. приведена геометрия одного из конкретных ускоряющих периодов. Продольный разрез полутрубок отмечен штриховкой.

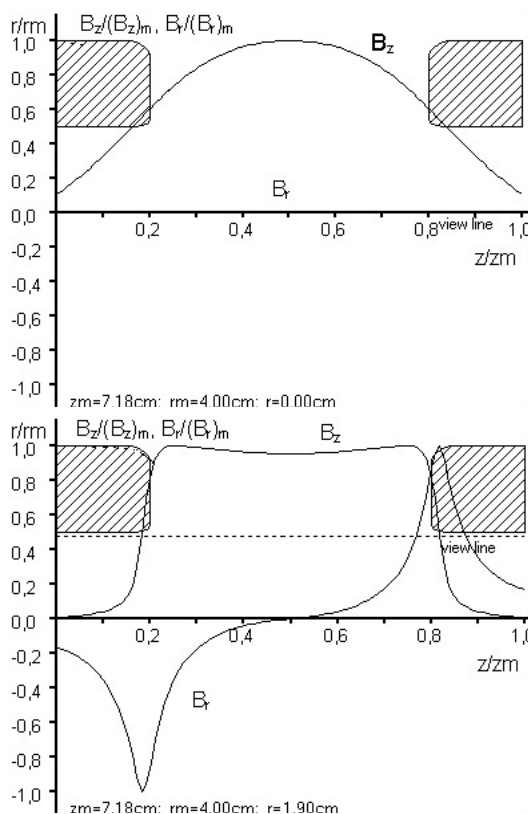


Рис. 3. Продольные распределения аксиальной B_z и радиальной B_r компонент вектора магнитной индукции между трубками дрейфа из ферромагнитного материала при двух значениях радиуса r

Для нахождения магнитных полей использовался численный код на основе метода интегральных уравнений, разработанный для расчёта электрических полей между аксиально-симметричными трубками дрейфа [9].

Трубки дрейфа из намагниченного ферромагнитного материала можно рассматривать как полюса магнитов с внутренним вакуумным каналом. Если отсутствуют внешние токи, то для описания магнитного поля между полюсами и соответственно в канале можно использовать скалярный магнитный потенциал $U_m(r, z)$. Для высоких значений $(\mu_r)_d$ поверхности полюсов являются эквипотенциальными. Таким образом, нахождение распределения магнитного потенциала $U_m(r, z)$ аналогично расчёту электрического потенциала между металлическими электродами с заданной геометрией и разностью потенциалов.

Численный код Lozova [9] позволял одновременно рассчитать необходимые для моделирования динамики ионов компоненты электрического $E_r(r_k, z_i)$, $E_z(r_k, z_i)$ и статического магнитного $B_r(r_k, z_i)$, $B_z(r_k, z_i)$ полей на координатной вычислительной сетке (r_k, z_i) каждого ускоряющего периода.

На Рис.3 для ускоряющего периода конкретной геометрии приведены продольные распределения аксиальной B_z и радиальной B_r компонент вектора

магнитной индукции в канале трубок дрейфа соответственно на оси $r=0$ см и вблизи стенки канала $r=1,9$ см (пунктирная линия). Радиальная компонента магнитного поля равна нулю на оси системы ($r=0$ см) и возрастает с увеличением радиуса, достигая максимума вблизи стенки канала в трубках дрейфа. При этом при переходе между трубками изменяется знак B_r . Аксиальная компонента B_z на оси имеет конечное значение и монотонно растёт с увеличением радиуса.

Распределения компонент магнитного поля (см. Рис.3) нормированы на соответствующие максимальные значения $(B_r)_m$ и $(B_z)_m$ в продольном направлении. Соответственно координатную сетку абсолютных значений поля, которые необходимы для численного моделирования движения частиц, можно получить, если известно абсолютное значение магнитной индукции в произвольной точке области определения.

Для этого использовалось свойство непрерывности нормальной компоненты B_n вектора магнитной индукции на границе раздела “трубка дрейфа-вакуум”. Программа Lozova позволяет найти максимальное значение B_n при обходе контура каждой из трубок дрейфа (см. Рис.3). Найденное значение полагалось равным магнитной индукции в материале трубки дрейфа. В свою очередь, магнитная индукция в ферромагнитном материале трубки дрейфа вычислялась на основании параметров замкнутой магнитной цепи и величины тока в соленоидах, создающих магнитодвижущую силу (см. Рис.1).

3. ДИНАМИКА ПРОТОНОВ В УСКОРЯЮЩИХ СЕКЦИЯХ С КОМБИНИРОВАННОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

Для анализа возможностей улучшения характеристик линейных ускорителей ионов при использовании пространственно совмещённых переменноразмерной и рассмотренного варианта магнитной фокусировки было выполнено численное моделирование динамики пучков протонов в таких каналах.

Так как эффективность фокусировки любого типа зависит от энергии ионов, то наиболее детально исследовалось два варианта ускоряющих секций: в области низких энергий (начальная часть ускорителя) от энергии инжекции $W=90$ до 900 кэВ и промежуточных энергий от 74 до 86 МэВ. Сравнительный анализ характеристик проводился при отсутствии и при включении дополнительного внешнего магнитного поля с разной величиной магнитной индукции, но меньшей индукции насыщения материала трубок дрейфа.

Расчет ускоряющего канала основан на численном моделировании процесса движения протонов с учётом суперпозиции высокочастотного электрического и статического магнитного полей и влияния объёмного заряда пучка. Использовался метод макрочастиц. Количество частиц выбиралось в пределах от 2000 до 10000.

Расчитанный канал ускорителя с комбинированной фокусировкой состоит из двенадцати секций

и группирующего устройства. Для согласования фазовых характеристик пучка с акцептансом последующей секции между ними располагались электромагнитные квадрупольные триплеты [5].

Основные характеристики секций приведены в таблице.

Номер секции	Начальная энергия, МэВ	Конечная энергия, МэВ	Длина, м	Темп ускорения, МэВ/м	Рабочая частота, МГц
1	0,09	0,906	1,58	0,51	201,25
2	0,906	3,86	2,65	1,02	201,25
3	3,86	9,42	2,76	2,01	201,25
4	9,42	16,3	2,97	2,3	402,5
5	16,3	24,03	3,24	2,38	402,5
6	24,03	33,05	3,36	2,68	402,5
7	33,05	45,5	4,86	2,54	402,5
8	45,5	51,74	1,98	3,2	805
9	51,74	58,3	2,08	3,15	805
10	58,3	65,7	2,4	3,07	805
11	65,7	74,4	2,8	3,1	805
12	74,4	82,24	2,87	2,73	805

Рабочая частота f_0 электрического поля ускоряющих секций дважды удваивается по мере роста скорости протонов от 201,25 МГц в начальных секциях до 805 МГц на выходе канала. При этом изменяется и тип ускоряющей структуры H -резонаторов.

Это позволяет увеличить темп ускорения и шунтовое сопротивление секций и соответственно уменьшить мощность высокочастотного питания ускорителя и его длину.

Параметры всех секций ускоряющего канала были оптимизированы с целью получения максимального коэффициента захвата частиц в режим ускорения и минимизации плотности линейных потерь тока протонов dI/dz в последней секции, ниже критерия радиационной чистоты, который для энергии протонов $W=100$ МэВ составляет $(dI/dz)_m=0,6 \cdot 10^{-9}$ А/м [10].

При токе инжекции в первую секцию $I_0=40$ мА на выходе из последней секции ($W=86,1$ МэВ) был достигнут ток 33 мА. Основные потери частиц $\Delta I=6$ мА происходили в 1-й секции. С изменением магнитного поля на оси первой секции от $B=1,5$ Тл (индукция B_T на трубках дрейфа первой секции $B_T \approx 1,95$ Тл) до нуля ток на выходе канала уменьшался до 8,3 мА. В остальных секциях магнитное поле не изменялось.

Наличие магнитного поля в первой секции существенно уменьшало амплитуду радиальных колебаний частиц, что приводило к росту коэффициента захвата протонов.

Уменьшение напряжённости магнитного поля до нуля только в последней секции не приводило к изменениям тока на выходе. Однако при этом возрастала амплитуда радиальных колебаний и соответственно среднеквадратичный радиус пучка R_{rms} . На Рис.4 приведены огибающие пучка в последней секции при нескольких значениях максимальной величины напряжённости магнитного поля на оси: 0; 1; 1,3 и 1,35 Тл. Для наглядности значения радиусов огибающих увеличены в 3 раза.

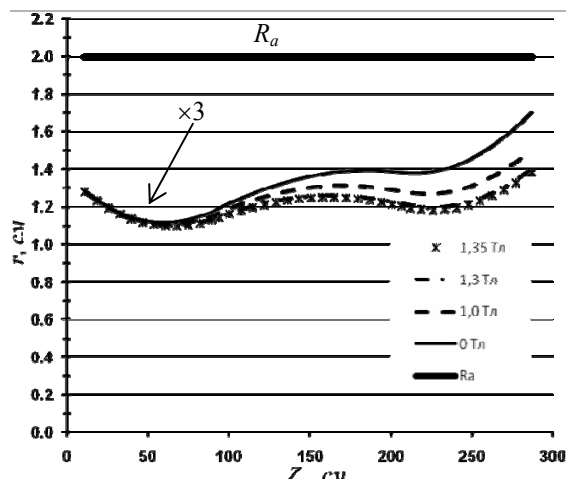


Рис.4. Изменение огибающей пучка в последней секции с ростом напряжённости магнитного поля

Как следует из Рис.4, с ростом магнитного поля увеличивается жёсткость фокусировки и соответственно уменьшается радиус и расходимость пучка на выходе ускоряющей секции.

Рост среднеквадратичного радиуса пучка R_{rms} должен приводить к увеличению линейных потерь тока протонов dI/dz . В процессе численного моделирования из-за ограниченного числа модельных частиц в ансамбле нельзя было оценить относительные потери тока в последних секциях канала ниже $5 \cdot 10^{-4}$.

Поэтому для верхней оценки уровня потерь предполагалось, что по радиусу плотность тока в пучке распределена по нормальному закону с дисперсией, равной R_{rms} . Тогда отношение R_a/R_{rms} , где R_a — радиус апертуры ускоряющего канала, позволяет оценить относительный уровень потерь $(dI/dz)/I \approx 1 - \Phi(R_a/R_{rms})$, где $\Phi(R_a/R_{rms})$ — интеграл ошибок.

Оценки показывают, что при наличии магнитного поля средний ток на входе последней секции можно увеличить до 40 мА и при этом критерий радиационной чистоты канала $(dI/dz)_m$ не будет превышен. При выключенном магнитном поле последней секции потери частиц превышают $(dI/dz)_m$ уже при токе 0,2 мА на входе этой секции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена концепция обеспечения устойчивости движения частиц в линейных резонансных ускорителях легких ионов, основанная на комбинации переменного-фазовой фокусировки и фокусировки продольным магнитным полем. Проведенные с помощью математического моделирования исследования показали перспективность данного подхода при разработке линейных ускорителей для технологических целей.

Исследован конкретный вариант канала для ускорения протонов от 90 до 86 МэВ с током на уровне 30...35 мА.

Следует отметить, что ряд вопросов, связанных с реализацией конкретной конструкции ускоряющей секции с комбинированной фокусировкой, требует дальнейших исследований и экспериментального макетирования. К ним, в частности, относятся:

- влияние рассеяния магнитного потока в цепи, состоящей из последовательности ферромагнитных участков и вакуумных зазоров;
- требуемые мощности электропитания соленоидов магнитодвижущей силы, которые необходимы для достижения заданных значений магнитной индукции в ускоряющих зазорах;
- влияние пондеромоторных сил, возникающих в ускоряющей секции под действием магнитного поля и связанных с ними усложнений конструкции;
- влияние величины продольного магнитного поля на электрическую прочность ускоряющих зазоров, и ряд других проблем.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Nifenecker, et al. Basics of Accelerator-Driven Subcritical Reactors // *Nucl. Instrum. and Methods*. 2001, v.A463, p.428-467.
2. Ж.-П. Риволь. Электроядерная установка для уничтожения ядерных отходов // *УФН*. 2003, т.173, №7, с.747-755.
3. И.М. Капчинский, В.А. Тепляков. Линейный ускоритель ионов с пространственно-однородной жесткой фокусировкой // *Приборы и техника эксперимента*. 1970, №2, с.19-21.
4. S. Henderson. Spallation Neutron Source Progress, Challenges and Upgrade Options // *Proceedings of EPAC08*. Genoa, Italy, 2008, p. 2892-2896.
5. В.А. Воронко, Е.В. Гусев, П.А. Демченко, А.Г. Лымарь, В.В. Сотников, Н.Г. Шулика, О.Н. Шулика. Линейный дейтронный ускоритель непрерывного действия // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Ядерно-физические исследования»*. 2008, №5, с.28-32.
6. С.А. Вдовин, Е.В. Гусев, П.А. Демченко, Н.Г. Шулика. Линейный ускоритель дейтронов для элементного анализа // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Ядерно-физические исследования»*. 2010, №2, с.29-33.
7. Ю.М. Пятин и др. *Материалы в приборостроении и автоматике: Справочник*. М.: «Машиностроение», 1982, с.528.
8. И.М. Капчинский. *Теория линейных резонансных ускорителей. Динамика частиц*. М.: «Энергоиздат», 1982, с.240.
9. P.O. Demchenko, M.G. Shulika. Optimization of Axially Symmetric Drift Tube Geometry // *Problems of Atomic Science and Technology. Issue «Nuclear-Physics Researches»*. 2001, №5, p.111-113.
10. V.A. Andreev, A.I. Balabin, I.V. Chuvilo, et al. A New Approach to High Power Ion Linac Design // *Proceeding of the Second International Conference on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications*. Kalmar, Sweden, 1996, p.1020-1026.

Статья поступила в редакцию 07.06.2010 г.

COMBINED FOCUSING IN LINEAR ION ACCELERATOR

S.A. Vdovin, P.A. Demchenko, Ye.V. Gussev, N.G. Shulika, O.N. Shulika,

A method is described that uses a combination of phase-alternating and magnetic focusing for stability of light ion motion in an accelerating channel of a resonant linac. The magnetic field is spatially coupled with the RF accelerating electric field. Computer simulation shows the prospects of this method for application in linear accelerators operating in a wide energy range.

КОМБІНОВАНЕ ФОКУСУВАННЯ В ЛІНІЙНОМУ ПРИСКОРЮВАЧІ ІОНІВ

С.О. Вдовін, П.О. Демченко, Є.В. Гусєв, М.Г. Шуліка, О.М. Шуліка

Описаний метод забезпечення стійкості руху легких іонів в каналах лінійних резонансних прискорювачів, який засновано на комбінації змінно-фазового та магнітного фокусування. Магнітне поле просторово поєднане з високочастотним електричним полем, яке використовується для прискорення частинок. Проведені за допомогою математичного моделювання дослідження свідчать про перспективність використання комбінованого фокусування в широкому діапазоні енергій лінійних прискорювачів.