

2. Sulaberidze G.A., Borisevich V.D. Cascades for separation of multicomponent isotope mixtures. — *Sep. Sci. Techn.*, 2001, v. 36, № 8/9, p. 1769—1817.
3. Миненко В.П. Предельное обогащение промежуточных изотопов в отборе с концов каскада. — *Атомная энергия*, 1972, т. 33, вып. 2, с. 704—706.
4. Вецко В.М., Лагунцов Н.И., Левин Е.В. и др. Переходные процессы в двойных каскадах для разделения многокомпонентных изотопных смесей. — Там же, 1987, т. 63, вып. 3, с. 184—188.
5. Сулаберидзе Г.А., Борисевич В.Д., Цюаньсинь Се. Квазиидеальные каскады с дополнительным потоком для разделения многокомпонентных изотопных смесей. — *Теорет. основы хим. технологии*, 2006, т. 40, № 1, с. 7—16.
6. Смирнов А.Ю. Молекулярно-селективный массоперенос компонентов в ординарных и многопоточных каскадах кусочно-непрерывного профиля для разделения многокомпонентных изотопных смесей в ядерном топливном цикле. Автореф. дис. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук. М., 2013. 24 с.
7. Смирнов А.Ю., Сулаберидзе Г.А., Борисевич В.Д. Влияние профиля потока питания ступеней каскада на массоперенос промежуточных компонентов. — *Теорет. основы хим. технологии*, 2010, т. 44, № 6, с. 672—680.
8. Смирнов А.Ю., Сулаберидзе Г.А. Q-каскады для получения высоких концентраций компонентов разделяемых смесей. — Там же, 2013, т. 47, № 4, с. 441—446.
9. Палкин В.А., Сбитнев Н.А., Фролов Е.С. Расчет оптимальных параметров каскада для разделения многокомпонентных изотопных смесей. — *Атомная энергия*, 2002, т. 92, № 2, с. 130—133.
10. Смирнов А.Ю., Сулаберидзе Г.А. Особенности массопереноса промежуточных компонентов в прямоугольном каскаде из газовых центрифуг для разделения многокомпонентных смесей. — *Теорет. основы хим. технологии*, 2014, т. 48, № 5, с. 572—579.
11. Zeng S., Ying C. A method of separating a middle component in multicomponent isotope mixtures by gas centrifuge cascades. — In: *Proc. 7th Workshop of Separation Phenomena in Liquids and Gases*. Moscow, Russia, 2000, p. 100.
12. Теория каскадов для разделения бинарных и многокомпонентных изотопных смесей. Учебное пос. НИЯУ МИФИ. М., 2011. 368 с.
13. Потапов Д.В., Сулаберидзе Г.А., Холпанов Л.П. Расчет прямоугольно-секционированного каскада путем приближения фактора разделения. — *Теорет. основы хим. технологии*, 2000, т. 34, № 2, с. 147—151.
14. *Table of Isotopes*. NY: Wiley, 1996.

Поступила в Редакцию 6.05.14

УДК 621.384.6, 621.039.5

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПРОТОННОГО ПУЧКА В УСКОРИТЕЛЕ-ДРАЙВЕРЕ НА ЭНЕРГИЮ 600—1000 МэВ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК УСКОРЯЮЩИХ РЕЗОНАТОРОВ

Аксентьев А.Е., Алиев К.А., Ашанин И.А., Баишаков Ю.А., Блинников А.А., Бондаренко Т.В., Вержбицкий О.Л., Гусарова М.А., Диденко А.Н., Дмитриев М.С., Дмитриева В.В., Дюбков В.С., Звягинцев В.Л., Зиятдинова А.В., Калашикова А.А., Каминский В.И., Ключевская Ю.Д., Коляскин А.Д., Кулевой Т.В., Лалаян М.В., Мацевский С.В., Пластун А.С., Полозов С.М., Рациков В.И., Рогожкин С.В., Савин Е.А., Самошин А.В., Смирнов А.Ю., Собенин Н.П., Топорков С.Е., Фадеев А.М., Фертман А.Д., Хабибуллина Е.Р., Шашков Я.В. (НИЯУ МИФИ, г. Москва), Батяев В.Ф., Голубев А.А., Кропачев Г.Н., Лякин Д.А., Титаренко Ю.Е. (ГНЦ РФ — ИТЭФ), Старк С.Ю. (Национальная лаборатория Леняро, Италия), Алексеев П.Н., Невиница В.А. (НИЦ «Курчатовский ин-т», г. Москва)

В настоящей статье рассматриваются результаты исследования динамики пучка в ускорителе-драйвере [1] и моделирования ускоряющих резонаторов, которые предполагается использовать для различного диапазона энергии.

Исследование динамики пучка в ускорителе-драйвере. Моделирование динамики пучка протонов проводилось для трех диапазонов энергии: ускоритель-группирователь с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой [2], секции с высокочастотной фокусировкой в диапазоне энергии 2—30 МэВ и при энергии выше 30 МэВ в сверхпроводящих уско-

ряющих структурах с фокусировкой магнитными квадрупольными линзами или соленоидами, размещенными между резонаторами. Как для нормально проводящих ускоряющих структур, так в еще большей степени и для сверхпроводящих систем предъявляется жесткое требование: необходимо обеспечить группировку и ускорение при высоком коэффициенте токопрохождения, так как потери частиц вызывают активацию стенок резонатора. Опыт эксплуатации линейных ускорителей протонов показывает, что для устойчивой работы сверхпроводящих резонаторов потери частиц не должны превы-

шать 10^{-6} м^{-1} , тепловыделение за счет потерь частиц на стенках — 1 Вт на резонатор [3].

Поскольку ускоритель-драйвер должен работать в непрерывном режиме, то для высокой надежности его эксплуатации и снижения вероятности возникновения ВЧ-пробоев должна быть снижена напряженность поля на поверхности электродов. Предельную напряженность поля принято оценивать по критерию Килпатрика [4]. В резонаторах ускорителей, работающих в импульсном режиме, напряженность поля достигает 2—2,2 Кр, в непрерывном режиме она должна быть снижена до 1,5—1,8 Кр. Исходя из анализа источников высокочастотного питания, доступных для использования в ускорителе [1], были выбраны рабочие частоты 162, 324, 972 МГц.

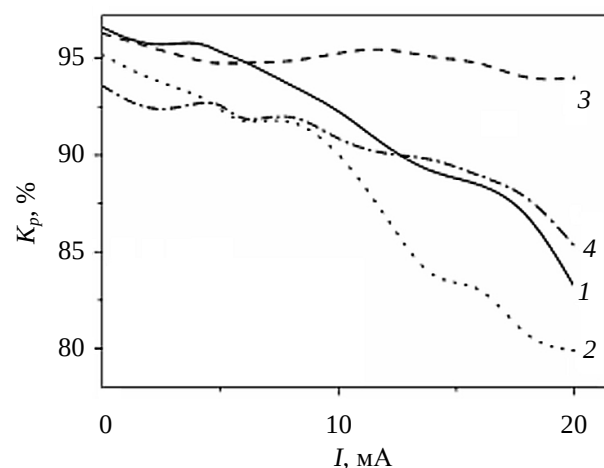
Рассмотрим моделирование динамики протонного пучка в секции с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой на энергию до 2 МэВ. Параметры ускоряюще-фокусирующего канала предускорителя выбираются по методике, основанной на законах подобия в канале с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой [5, 6]. Ускоряюще-фокусирующий канал состоит из трех участков: динамического согласователя, группирующего участка и участка регулярного ускорения. На первых двух происходят согласование пучка с аксептансом канала ускорителя и его группировка за счет изменения модуляции канала и синхронной фазы. Численное моделирование динамики пучка с учетом влияния эффектов пространственного заряда пучка проводилось методом крупных частиц с помощью разработанной в МИФИ программы BEAMDULAC [7, 8].

В результате моделирования получены следующие основные параметры канала с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой, работающего на резонансной частоте 162 МГц и ускоряющего протонный пучок от 50 кэВ до 2 МэВ:

Длина, мм:	
ускоряюще-фокусирующего канала . . .	2400
участка согласования . . .	160
группирующего участка . . .	1100
Синхронная фаза на участке регулярного ускорения, град . . .	
	36
Максимальная модуляция электродов . . .	
	2,25
Максимальный радиус канала, мм:	
в начале участка согласования . . .	9
на участке регулярного ускорения . . .	5,5

Начальный поперечный эмиттанс пучка был принят равным $1\pi \text{ мм} \cdot \text{мрад}$, начальный разброс по скоростям частиц 1%. При оптимизации канала по коэффициенту токопрохождения K_m с учетом тока пучка начальный ток варьировался от 0 до 20 мА, что типично для ускорителей-драйверов. При оптимизации, помимо прочего, допускалось варьирование начальной энергии (рис. 1). При разности потенциалов между электродами 120 кВ и скорости инжекции 0,01 (энергия инжекции 47 кэВ) $K_m = 96\%$. При увеличении тока от 0 до 20 мА коэффициент токопрохождения снижается всего на 2%. Необходимо отметить, что при нулевом токе пучка потери частиц вызваны продольным движением. Согласование пучка с продольным аксептансом структуры можно улучшить размещением перед секцией с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой стандартного одно- или двухзакорного группирователя [9].

Для диапазона энергии 2—30 МэВ исторически используется ускоритель Альвареца, достоинства и недостатки которого хорошо известны. Основными недостатками являются большие габариты и высокий уровень потребляемой мощности в рассматриваемом диапазоне энергии. В настоящее время ведутся разработки альтернативных вариантов, поэтому в рамках разрабатываемого проекта были рассмотрены следующие три ускоряющие структуры: со скрещенными линзами, модифицированный канал с пространственно-однородной квадруполь-



Р и с. 1. Зависимость коэффициента токопрохождения ускорителя с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой от начального тока пучка при начальной относительной скорости пучка 0,008 при напряжении между электродами 120 (1) и 130 кВ (2) и 0,01 при 120 (3) и 130 кВ (4)

ной фокусировкой и на основе коротких ускоряющих резонаторов с фокусирующими элементами между ними. Предложенные в ИТЭФе система со скрещенными линзами и способ фокусировки ионов, основанный на использовании тормозящих ВЧ-полей с квадрупольной симметрией, позволяют обеспечить в линейном ускорителе протяженность области устойчивости радиально-фазовых колебаний до 2π , не зависящую от энергии частиц жесткость фокусировки, большой предельный ток и высокий темп ускорения [10, 11]. В такой структуре тормозящие ВЧ-поля с квадрупольной симметрией формируются системой скрещенных линз, к электродам которых прикладывается ВЧ-напряжение. Скрещенные линзы представляют собой набор плоскопараллельных пластин с соосно расположенными отверстиями, имеющими две плоскости симметрии. Размеры отверстий в двух взаимно перпендикулярных направлениях различны, в соседних пластинах отверстия повернуты одно относительно другого на 90° . Способ фокусировки заключается в размещении в зазорах ускоряющей системы с пролетными трубками двухэлектродных скрещенных ВЧ-линз.

Моделирование динамики пучка определило оптимальные параметры ускоряюще-фокусирующего канала при резонансной частоте 162 МГц и максимальной напряженности поля 250 кВ/см (1,8 по критерию Килпатрика):

Энергия пучка, МэВ . . .	2—32,64
Длина канала, мм . . .	7006
Средний темп ускорения, МэВ/м . . .	4,37
Амплитуда поля в зазоре, кВ/см . . .	100
Период фокусировки . . .	FOODOO
Длина периода фокусировки . . .	Три длины ВЧ-периода
Число периодов фокусировки . . .	8
Число скрещенных линз на периоде фокусировки . . .	2—6
Нормализованный аксептанс канала, π см·мрад . . .	0,33
Размер апертуры, мм . . .	6,5
Синхронная фаза в ускоряющих зазорах, град . . .	20—7

Нормализованный аксептанс канала более чем в 3 раза больше эмиттанса пучка, поступающего из секции с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой. Канал позволяет ускорять пучок с предельным током 60 мА при $K_m = 100\%$. Постоянство жесткости фокусировки обеспечивает условие равенства мгновенных

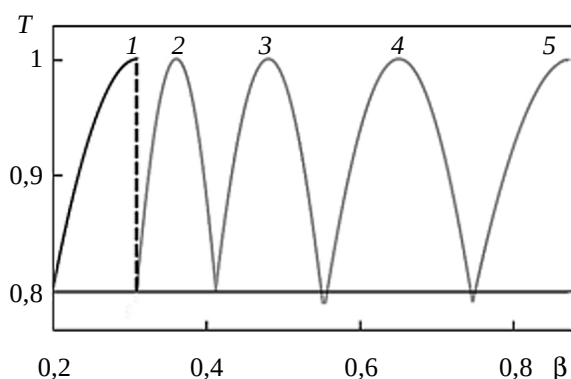
поперечных частот колебаний частиц на стыках периодов и минимизирует рост эффективного эмиттанса пучка. При этом радиус пучка, обратно пропорциональный жесткости фокусировки или набегу фазы поперечных колебаний на периоде фокусировки, сохраняется постоянным. Всего будут задействованы 32 скрещенные ВЧ-линзы.

Эффективность ускорения при промежуточной энергии в структуре с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой может быть увеличена при использовании электродов специальной, например, трапецеидальной формы [12, 13]. Численное моделирование показало, что ускоритель можно будет использовать при энергии до 15 МэВ. Длина первой из двух секций на энергию 1,8—7,4 МэВ принята равной 2,8 м, средний темп ускорения 2 МэВ/м. Длина второй секции на энергию 7,4—15 МэВ равна 5,8 м, средний темп ускорения 1,3 МэВ/м.

Сверхпроводящие ускорители на промежуточную и высокую энергию (диапазон от 20 до 1000 МэВ) в настоящее время строятся по общему принципу: последовательность независимо фазированных резонаторов, применяемых для ускорения пучков, и соленоидов или квадрупольных для их фокусировки [14, 15]. Очевидно, что с ростом скорости пучка должны меняться и геометрические размеры резонаторов. Поскольку стоимость разработки и производства сверхпроводящих резонаторов велика, то с экономической точки зрения целесообразно разделить их на несколько групп, каждая из которых состоит из идентичных резонаторов. При этом фазовая скорость волны в каждой группе будет постоянна. Очевидно, что в такой ускоряющей системе всегда будет нарушаться принцип синхронизма, т.е. равенства в любой момент времени скорости синхронной частицы и фазовой скорости ускоряющей волны, т.е. будет возникать скольжение частиц относительно ускоряющей волны. Оно не должно превышать некоторый допустимый предел, так как в случае большого скольжения снижается темп ускорения, ухудшается продольная и поперечная устойчивость пучка, уменьшается коэффициент токопрохождения.

Условия продольной и поперечной устойчивости динамики пучка ионов в линейных ускорителях, состоящих из периодической последовательности сверхпроводящих резонаторов и

внешних фокусирующих элементов, можно исследовать с помощью специально разработанных аналитических методов и пакета прикладных программ для численного моделирования динамики BEAMDULAC-SCL [16]. Был рассмотрен вариант ускорителя с периодом, состоящим из последовательности многозазорных резонаторов и соленоидов, и определены параметры ускорителя, энергия пучка протонов в котором будет изменяться от 20 МэВ (скорость протонов $0,2c$, c — скорость света в вакууме) до 1 ГэВ ($0,875c$). Выбрав тип ускоряющих элементов и допустимое скольжение (в нашем случае 20%), определим число групп, на которые следует разбить ускоряющие резонаторы (рис. 2). Видно, что в этом случае необходимо пять групп резонаторов с различной фазовой («геометрической») скоростью в каждой 0,31, 0,36, 0,48, 0,65, 0,875, причем первая группа состоит из двух- или трех-, остальные — из пятизазорных резонаторов [17]. С ростом скорости пучка увеличивается и размер ускоряющей ячейки резонатора (для четвертьволнового пропорционально $\beta\lambda/2$), поэтому для уменьшения геометрических размеров резонатора необходимо переходить на кратную частоту. В первой группе ускорение проводится до момента, когда фазовый размер пучка минимален и скольжение $T = 1$, что позволяет перейти со второй группы резонаторов на кратную частоту ускорения и перезахватить пучок при его минимальном фазовом размере. Аналитическим исследованием и численным моделированием динамики пучка во всех пяти группах были выбраны параметры



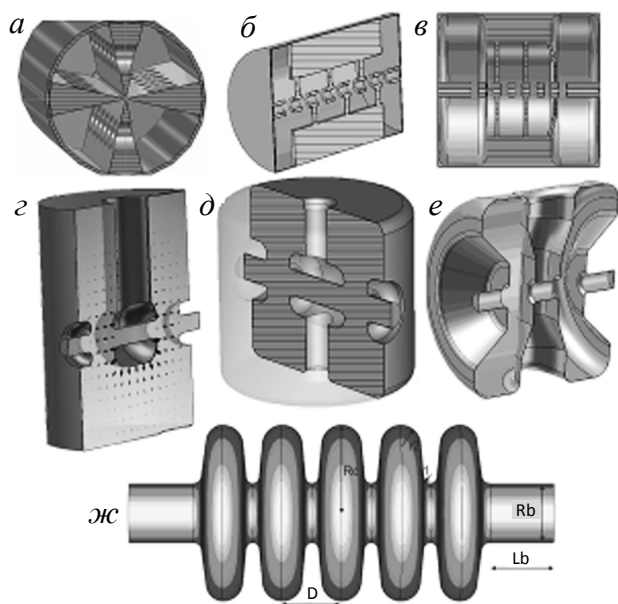
Р и с. 2. Зависимость скольжения частиц по фазе от приведенной скорости в ускорителе, состоящем из последовательности независимо фазированных резонаторов с числом ускоряющих зазоров в первой группе, равным двум или трем, для остальных — пяти, и геометрической скоростью в группах 0,31 (1), 0,36 (2), 0,48 (3), 0,65 (4), 0,875 (5)

ускоряющих и фокусирующих элементов, при которых обеспечивается устойчивое движение пучка (табл. 1). Коэффициент токопрохождения в каждой группе достигает 100%.

Т а б л и ц а 1. Параметры ускорителя при энергии 20—1000 МэВ и коэффициенте токопрохождения 100%

Параметр	Группа резонаторов				
	1	2	3	4	5
Число периодов в группе	20	24	22	40	52
Резонансная частота, МГц	324	648	648	648	648
Фазовая скорость волны	0,31	0,36	0,48	0,65	0,875
Число зазоров резонатора	2	5	5	5	5
Скольжение частиц по фазе, %	20	20	20	20	23
Длина резонатора, м	0,2883	0,414	0,552	0,7475	1,0063
Напряженность поля на оси, МВ/м	5,3	5,3	8,5	10,3	12,5
Длина соленоида, м	0,2	0,2	0,2	0,2	0,2
Магнитное поле соленоида, Тл	1,4	1,8	2,4	2,4	2,6
Длина периода, м	0,69	0,81	0,95	1,15	1,4
Длина группы, м	13,76	19,54	20,94	45,92	72,8
Энергия инжекции, МэВ	20	49	91	184	456
Относительная скорость при инжекции	0,203	0,311	0,411	0,549	0,74
Фаза влета, град	20	20	20	20	24
Конечная энергия, МэВ	49	91	184	456	1000
Конечная относительная скорость	0,311	0,411	0,549	0,740	0,875
Фазовый размер пучка на выходе, град	36	34	40	29	32
Разброс приведенной энергии на выходе	0,0006	0,0015	0,0028	0,01	0,018

Исследование электродинамических характеристик ускоряющих резонаторов. Были разработаны и исследованы модели ускоряющих систем семи типов (рис. 3). Рассмотрены нормально проводящие четырехкамерный резонатор



Р и с. 3. Общий вид электродинамической модели четырехкамерного резонатора с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой (а), двухкамерного Н-типа (б), СН-типа (в), сверхпроводящих коаксиальных четверть- (г) и полуволнового (д), спок-резонатора (е), эллиптического резонатора (жс)

натор с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой и двухкамерный резонатор Н-типа, а также сверхпроводящие коаксиальные четверть- и полуволновые резонаторы, СН-резонатор, спок-резонатор и эллиптический резонатор. Моделирование проводилось с помощью пакета CST Studio Suite (Германия). Поскольку резонаторы предназначены для ускорения пучка в непрерывном режиме, максимальную напряженность поля было решено ограничить примерно 1,5—1,8 по критерию Килпатрика [4]. Предельная допустимая поверхностная напряженность электрического и магнитного поля в сверхпроводящих ниобиевых резонаторах составляет 60 МВ/м и 120 мТл соответственно [18]. При проектировании резонаторов обычно поверхностную напряженность полей ограничивают на уровне 30—35 МВ/м и 60—70 мТл. Рассмотрим результаты моделирования и оптимизации параметров всех семи резонаторов.

Для секции с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой был выбран вариант четырехкамерного резонатора с несимметричными окнами связи (см. рис. 3, а) [19]. По сравнению с традиционным четырехкамерным такая структура обладает хорошим разделением рабочего и дипольных видов колебаний и проще

в настройке. Из конструктивных соображений и требований к конфигурации электромагнитного поля основного вида колебаний резонатор ускорителя составлен из 13 ячеек периодической структуры резонатора, 11 из них геометрически идентичны, крайние имеют слегка измененные размеры окон связи. Резонансная частота выбрана равной 162 МГц. Получены следующие параметры ускоряюще-фокусирующего канала резонатора при максимальной напряженности поля 1,5 Кр:

Радиус апертуры, мм . . .	6
Диаметр обечайки, мм . . .	421
Длина ускоряющей ячейки, мм . . .	185
Полная длина резонатора, мм . . .	2662

Резонатор имеет следующие электродинамические характеристики:

Мощность потерь при рабочем напряжении, кВт . . .	220
Добротность . . .	12 000
Поперечное шунтовое сопротивление, кОм . . .	77
Частота высших видов колебаний, МГц . . .	Не ниже 164

Для ускорения протонов при промежуточной энергии успешно используются встречно-штыревые ИН-резонаторы (см. рис. 3, б). Такие цилиндрические резонаторы работают на волне Н-типа. Моделирование резонатора Н-типа сначала было проведено с использованием электродинамической модели одной ячейки, в результате чего была выбрана геометрия регулярной части и получены ее электродинамические характеристики. Затем была создана полноразмерная модель, учитывающая влияние торцевых стенок резонатора, размеров конечных трубок дрейфа и пилонов на электродинамические характеристики. Исследование резонатора проводилось для скоростей $\beta = v/c = 0,07—0,11$ и резонансной частоты 324 МГц, радиус резонатора составил 95 мм. Для данного диапазона фазовых скоростей резонатор имеет следующие основные электродинамические характеристики: добротность 10 500—12 000, погонное шунтовое сопротивление 160—190 МОм/м.

Сверхпроводящие четвертьволновые коаксиальные резонаторы (см. рис. 3, в) традиционно используются в диапазоне скоростей $\beta = 0,01—0,2$. Для увеличения фактора пролетного времени необходимо уменьшать длину зазора [20].

Для повышения приращения энергии на одном резонаторе необходимо увеличить фактор пролетного времени. В то же время уменьшение длины зазора ведет к увеличению его емкости и снижению шунтового сопротивления структуры. В качестве компромиссного решения выбрано значение, равное $2/3$ отношения длины зазора к $\beta_g \lambda$, где β_g — фазовая скорость волны в резонаторе; λ — длина волны. Для повышения ускоряющего градиента необходимо минимизировать отношение магнитного поля на поверхности к амплитуде ускоряющего поля на оси B_p/E_a , которое зависит, в основном, от отношения радиусов внутреннего проводника и резонатора [21]. Оптимальное отношение составляет 0,36. Еще одним важным электродинамическим параметром сверхпроводящего резонатора является коэффициент перенапряжения по электрическому полю — отношение напряженности электрического поля на поверхности резонатора к амплитуде ускоряющего поля E_p/E_a . Резонатор с низким значением E_p/E_a работает на максимальных градиентах ускоряющего поля. В результате оптимизации удалось получить следующие основные электродинамические характеристики резонатора на рабочей частоте 324 МГц: $B_p/E_a = 10$ мТл/(МВ/м), коэффициент перенапряжения электрического поля, эффективное шунтовое сопротивление (отношение шунтового сопротивления к добротности) 608 Ом.

Аналогичным образом анализировались электродинамические характеристики сверхпроводящего коаксиального полуволнового резонатора. Такой тип резонаторов отличается от четвертьволновых тем, что центральный проводник закорочен на обе торцевые стенки резонатора, а трубка дрейфа находится в центре (см. рис. 3, з). Такие резонаторы эффективно применяются при $\beta = 0,15—0,3$. В результате оптимизации получены следующие основные электродинамические характеристики резонатора: рабочая частота 324 МГц, $B_p/E_a = 5$ мТл/(МВ/м), коэффициент перенапряжения электрического поля 2,32, фактор пролетного времени 0,66, эффективное шунтовое сопротивление 130 Ом.

Далее исследовались электродинамические характеристики СН-резонатора, в котором трубки дрейфа крепятся двумя штангами к противоположным сторонам обечайки резонатора, причем штанги каждой следующей трубки повер-

нуты на 90° относительно предыдущих (см. рис. 3, д). Настройка проведена на рабочую частоту 324 МГц для относительной скорости частиц 0,25. В результате оптимизации были получены следующие электродинамические характеристики: мощность потерь 280 кВт, добротность 7680, эффективное погонное шунтовое сопротивление 21 МОм/м, погонное шунтовое сопротивление 46 МОм/м, фактор пролетного времени 0,67, максимальное электрическое поле на поверхности 38 МВ/м, коэффициент неравномерности распределения амплитуды поля в ускоряющих зазорах <5%.

Спок-резонатор — это сверхпроводящая ускоряющая структура с поперечными спицами для частиц с малой и средней скоростью $0,2 < \beta < 0,41$ (см. рис. 3, е). Традиционно такие резонаторы (двух- и многозазорные) используются в диапазоне скоростей частиц $\beta = 0,15—0,5$. По сравнению с ТМ-эллиптическими резонаторами для того же диапазона скоростей спок-резонаторы имеют значительные преимущества [21]. Например, рабочая частота в 2 раза меньше частоты эллиптического резонатора при одинаковых поперечных размерах, что позволяет использовать такие резонаторы при меньших скоростях частиц. При разработке спок-резонаторов главной задачей является повышение ускоряющего градиента, т.е. минимизация поверхностных полей и максимизация эффективного шунтового сопротивления. Отношение B_p/E_a уменьшается с повышением диаметра основания спиц. Это объясняется тем, что с увеличением площади поверхности спиц уменьшается поверхностное магнитное поле. Но увеличение диаметра основания спиц также уменьшает пространство распространения магнитного поля, что с определенного момента обуславливает рост отношения B_p/E_a . С другой стороны, эффективное шунтовое сопротивление падает с ростом диаметра основания спиц. Поэтому отношение диаметра основания к длине резонатора было выбрано равным 0,45.

В результате выбраны следующие параметры резонатора:

Резонансная частота, МГц . . .	324
Геометрическая скорость β_g . . .	0,2
Перенапряжение электрического поля . . .	3,86
Перенапряжение магнитного поля, мТл/(МВ/м) . . .	6,76
Эффективное шунтовое сопротивление, Ом . . .	192

Длина пролетного канала, мм . . .	123,4
Радиус резонатора, мм . . .	225
Длина резонатора, мм . . .	263,4

Для ускорения частиц с относительно большой скоростью примерно с $\beta = 0,5$ широко применяются ускоряющие структуры с геометрией, подобной круглому диафрагмированному волноводу. По своей сути он представляет собой волновод круглого поперечного сечения с волной типа E_{01} , в котором с определенным интервалом размещаются диафрагмы для уменьшения фазовой скорости электромагнитной волны, необходимого для ее синхронизма с ускоряемыми частицами. Подобный выбор обусловлен хорошими электродинамическими и технологическими характеристиками этого типа структур. Однако базовая геометрия круглого диафрагмированного волновода с плоскими диафрагмами и цилиндрической формой ячеек не является оптимальной, а в некоторых случаях оказывается неработоспособной [22], в частности, из-за ее предрасположенности к мультипакторному разряду. Модификации геометрии, позволяющие его адаптировать к работе в условиях сверхпроводимости, получили название омегаобразных или типа TESLA [23]. Они широко известны и с успехом эксплуатируются. От базового круглого диафрагмированного волновода геометрия отличается наличием скругления (чаще всего эллиптического) краев отверстия в диафрагмах, а также выраженного скругления (дуга окружности или эллипсе) профиля ячеек. Диафрагмы между ячейками при этом приобретают в сечении трапецевидную форму со сглаженной вершиной.

Важным является выбор числа ячеек в одном резонаторе. При меньшем числе ячеек проще контролировать качество материала и отбраковывать резонаторы с недостаточной максимально достижимой напряженностью ускоряющего поля, настраивать резонаторы и подавлять паразитные волны высших типов. С ростом числа ячеек уменьшается число устройств ввода высокочастотной мощности, что сильно удешевляет ускоряющий тракт. За счет сокращения числа дрейфовых промежутков при той же длине ускорителя увеличивается средний темп ускорения [24]. В проектируемых и работающих ускорителях заряженных частиц с омегаобразными многоячеечными резонаторами число ячеек варьируется от 3 до 9. При моделировании

динамики пучка в высокоэнергетичной части протонного ускорителя-драйвера было показано (см. рис. 2), что целесообразно использовать пятиячеечные резонаторы (см. рис. 3, ж). При исследовании электродинамических характеристик рассматривались три относительные фазовые скорости $\beta = 0,6, 0,7, 0,8$. В структуре возбуждается вид колебаний π , для каждой фазовой скорости была проведена настройка резонатора на требуемую частоту, определенную при выборе рабочих частот всей высокочастотной системы ускорителя. В ускорителе отдельные резонаторы объединяются через дрейфовые (пролетные) трубки с круглыми фланцами. Их добавление к модели приводит к перераспределению электромагнитных полей в структуре, в первую очередь его электрического компонента. Электрическое поле, которое сконцентрировано в приосевой области, частично проникает в пролетные каналы. В результате изменяются собственные частоты концевых ячеек и значительно искажается продольное распределение полей вдоль оси структуры. Частоты концевых ячеек были скорректированы путем изменения их геометрии — подбором радиуса скруглений внешней (ближайшей к пролетной трубке) части каждой концевой ячейки и сопряжения крайней диафрагмы с пролетным каналом. Это позволило получить гладкое распределение поля в ячейках резонатора с допустимым коэффициентом неравномерности 97%. Для настроенных структур, помимо основной (рабочей) волны E_{010} , были определены дисперсионные характеристики и на ближайших к ней пяти волнах высших типов, которые возбуждаются в резонаторах при пролете через них ускоренного пучка, модулированного по плотности. Возбуждение волн высших типов представляет особую опасность при ускорении интенсивных пучков, так как может привести к негативным последствиям для динамики пучка. Оптимизация формы резонатора для достижения приемлемых значений электрического и магнитного компонентов поля на поверхности по отношению к амплитуде ускоряющего поля на оси, а также параметра R/Q_0 позволила подавить волны высших типов во всех трех моделях ускоряющих резонаторов (табл. 2). Для всех моделей изучена возможность возникновения мультипакторного разряда и предложены способы его подавления.

Таблица 2. Электродинамические характеристики пятиячеечных резонаторов

Параметр	Фазовая скорость		
	0,6	0,7	0,8
Рабочая частота, МГц	972,6		
Коэффициент связи, %	3,53	2,35	1,57
Эффективное шунтовое сопротивление, МОм/м	5,39	7,79	10,44
Шунтовое сопротивление, МОм	12,5	16,24	20,84
Времяпролетный фактор	0,66	0,69	0,71
Собственная добротность, 10^{10}	1,17	1,23	1,79
Отношение шунтового сопротивления к добротности, МОм/м	233,12	320,7	405,4
Максимальное электрическое поле на поверхности, МВ/м	8,73	7,2	5,84
Ускоряющее поле, МВ/м	2,22	2,35	2,46
Перенапряжение по электрическому полю	3,92	3,06	2,38
Максимальное магнитное поле, МА/м	0,0027	0,0026	0,0025
Перенапряжение по магнитному полю, (МА/м)/(МВ/м)	1,5	1,38	1,26

Таким образом, для каждого диапазона энергии можно подобрать эффективные ускоряющие структуры, причем при скорости выше 0,01 можно использовать сверхпроводящие системы.

Заключение. В ходе разработки концепции ускорителя-драйвера было проведено аналитическое и численное исследование динамики протонного пучка в ускоряющих секциях, которые предполагается использовать при его различной энергии. В результате разработана начальная нормально проводящая часть ускорителя на ток 10 мА с коэффициентом токопрохождения выше 95%. Для сверхпроводящей части ускорителя разработан канал с коэффициентом токопрохождения 100%.

Проведено моделирование ускоряющих резонаторов для всех диапазонов скоростей, в результате оптимизации достигнуты высокие электродинамические характеристики.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007—2013 годы», государственный контракт № 14.516.11.0084.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аксентьев А.Е., Алексеев П.Н., Алиев К.А. и др. Разработка концепции ускорителя-драйвера протонного пучка на энергию 600—1000 МэВ при средней мощности пучка более 1 МВт. — Атомная энергия, 2014, т. 117, вып. 4, с. 270—280.
2. Капчинский И.М., Тепляков В.А. Линейный ускоритель ионов с пространственно-однородной жесткой фокусировкой. — Приборы и техника эксперимента, 1970, № 2, с. 19—22.
3. Henderson S. DOE study report. — In: Proc. of Intern. Workshop on Accelerator-Driven Sub-Critical Systems & Th Utilization, 2010, p. 1—72.
4. Kilpatrick W. Criterion for vacuum sparking designed to include both RF and DC. — Rev. Sci. Instrum., 1957, v. 28, № 10, p. 824—826.
5. Lysenko W.P. Understanding Scaling Laws: Preprint LA-UR—86-1150, 1986.
6. Kropachev G.N., Kulevoy T.V., Polozov S.M. et al. Reconstruction of light and polarized ion beam injection system of JINR Nuclotron-NICA accelerator complex. — Problems of Atomic Sci. Technol., Ser. Nucl. Phys. Invest., 2013, № 6(88), p. 8—12.
7. Masunov E.S., Polozov S.M. BEAMDULAC code for numerical simulation of 3D beam dynamics in a high-intensity undulator linac. — Nucl. Instrum. Meth. A, 2006, v. 558, p. 184—187.
8. Masunov E.S., Polozov S.M. High intensity ion beams in RF undulator linac. — Phys. Rev. ST AB, 2008, v. 11, 074201, p. 1—9.
9. Balabin A.I., Kropachev G.N. 6D-high current beam matching at RFQ entrance. — In: Proc. of EPAC'94, 1994, p. 1180—1182.
10. Balabin A.I., Kropachev G.N. Beam focusing by decelerating RF fields in a drift tube linac. — Nucl. Instrum. Meth. A, 2001, v. 459, p. 87—92.
11. Balabin A.I., Kropachev G.N. Application of RF grossed lenses for beam focusing in linac. — In: Proc. of LINAC'96, 1996, p. 417—419.
12. Plastun A.S., Kolomiets A.A. RFQ with improved energy gain. — In: Proc. of LINAC'12, 2012, p. 41—43.
13. Plastun A.S. RFQ as a second section of front end of ion linac. — Problems of Atomic Sci. Technol., Ser. Nucl. Phys. Invest., 2013, № 6(88), p. 109—113.
14. Ostroumov P.N., Nolen J.A., Pardo R.C. et al. Design of a post accelerator for the rare isotope accelerator facility. — In: Proc. of PAC'2001, 2001, p. 4080—4082.
15. Масунов Э.С., Самошин А.В. Фокусировка пучка в линейном ионном ускорителе, состоящем из периодической последовательности независимо фазированных сверхпроводящих резонаторов. — ЖТФ, 2010, т. 80, вып. 7, с. 115—121.
16. Samoshin A.V. Complex approach of beam dynamic investigation in SC linac. — Problems of Atomic Sci Technol., Ser. Nucl. Phys. Invest., 2012, № 4(80), p. 78—82.
17. Polozov S.M., Samoshin A.V. Beam dynamics simulation in high power driver linac using BEAMDULAC-SCL code. — Ibid., 2014, № 3(91), p. 143—146.
18. Padamsee H., Knobloch J., Hays T. RF Superconductivity for Accelerators. J. Wiley & Sons, 1998. 537 p.

19. Andreev V.A., Parisi G. 90-apart-stem RFQ structure for wide range of frequencies. — In: Proc. of PAC'93, 1993, p. 3124—3126.
20. Звягинцев В.Л. Теоретическое и экспериментальное исследование сверхпроводящих коаксиальных четвертьволновых резонаторов для линейных ускорителей ионов. Дис. на соискание ученой степени канд. техн. наук. М., МИФИ, 2013.
21. Shepard K.W., Ostroumov P.N., Delayen J.R. High-energy ion linacs based on superconducting spoke cavities. — Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams, 2003, v. 6, 080101, p. 1—6.
22. Богданович Б.Ю., Калюжный В.Е., Каминский В.И., Собенин Н.П. Ускоряющие структуры и СВЧ-устройства линейных коллайдеров. М.: Энергоатомиздат, 2004.
23. Aune B., Bandelmann R., Bloess D. e.a. Superconducting TESLA cavities. — Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams, 2000, v. 3, 092001, p. 1—7.
24. Диденко А.Н., Каминский В.И., Лалаян М.В., Собенин Н.П. Сверхпроводящие ускоряющие резонаторы. М., МИФИ, 2008. 364 с.

Поступила в Редакцию 25.03.2014

УДК 621.039.58

ВЫХОД НЕЙТРОНОВ РЕАКЦИИ (α, n) НА ТОЛСТЫХ МИШЕНЯХ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Власкин Г.Н., Хомяков Ю.С. (ИТЦП «Прорыв», г. Москва),
Буланенко В.И. (ГНЦ РФ — ФЭИ им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск)

Для ядерных энерготехнологий, таких, как разработка аналитических средств контроля технологических процессов изготовления и переработки ядерного топлива, радиационная защита персонала, совершенствование системы учета и контроля ядерных материалов и радиоактивных отходов, определение глубины выгорания отработавшего ядерного топлива, калибровка нейтронных радиометров, оценка фоновых составляющих нейтронно-физических экспериментов под землей, производство нейтронных и изотопных источников энергии на основе α -излучающих материалов, требуются точные данные о выходе нейтронов при взаимодействии α -частиц с ядрами легких элементов от лития до калия. Такая информация необходима с погрешностью менее 10% в области энергии α -частиц от 4 до 9 МэВ, испускаемых природными и искусственными радионуклидами [1, 2].

Последние компиляции и оценки выхода нейтронов в широком диапазоне энергии α -частиц и элементов были выполнены в 1977 и 1989 гг. [3, 4]. В библиотеке EXFOR в настоящее время имеются обширные данные об экспериментальных исследованиях ядерных реакций, протекающих под воздействием α -частиц. В 2003 г. были оценены полные и парциальные на отдельные уровни остаточного ядра сечения реакции (α, n) для ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{17}\text{O}$, ${}^{18}\text{O}$, ${}^{19}\text{F}$, ${}^{23}\text{Na}$, полученные с помощью расчетной программы Exifon в расширенном диапа-

зоне энергии α -частиц от порога до 15 МэВ, и проведен R-матричный анализ экспериментальных сечений для нормировки расчетных данных [5]. Позднее были представлены данные о сечениях всех перечисленных изотопов, а также оцененные полные сечения для ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{29}\text{Si}$ и ${}^{30}\text{Si}$ [6].

Выход нейтронов для любой композиции легких элементов и α -излучающих нуклидов можно рассчитать с использованием сечений и тормозных способностей [7]. В настоящее время уделяется повышенное внимание к точности расчета выхода нейтронов различных соединений, содержащих ядерные материалы. Для этого разработаны специальные программы NEDIS2.0 [8] и SOURCE-4C [9], которые позволяют рассчитывать интенсивность и спектр нейтронов, образующихся в результате (α, n)-реакций, а также за счет спонтанного деления актиноидов. Неопределенность расчета выхода нейтронов можно снизить на основе совместного анализа (α, n)-реакций, измеренных как на ускорителях α -частиц с перенастраиваемой энергией, так и на различных соединениях актиноидов с легкими элементами при использовании надежных данных о тормозной способности α -частиц для элементов от водорода до калифорния. В настоящей работе представлены результаты такого анализа на основе экспериментальных и оцененных данных для ядер легких элементов в диапазоне энергии α -частиц 4—9 МэВ.