

УДК 621.384.63

М. И. Брызгунов¹, А. В. Бублей¹, В. А. Востриков¹,
В. М. Панасюк¹, В. В. Пархомчук¹, В. Б. Рева^{1,2}

¹ Институт ядерной физики СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия

² Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: M.I.Bryzgunov@inp.nsk.su

КОМПАКТНЫЙ НАКОПИТЕЛЬ ПРОТОНОВ С ПРОДОЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ И ЭЛЕКТРОННЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ

Представлена концепция компактного накопителя протонов на низкую энергию (1,75 МэВ) для получения фотонов высокой энергии в реакции $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ на внутренней мишени. С помощью полученных фотонов можно реализовать схему обнаружения веществ с повышенным содержанием азота методом резонансного поглощения γ -квантов. Отличительной особенностью предлагаемой конструкции является использование метода электронного охлаждения для компенсации нагрева пучка, а также сильное продольное магнитное поле по всему периметру накопителя. Для оптимальной работы электронного охлаждения необходима компенсация пространственного заряда циркулирующего в накопителе пучка. Приведены результаты моделирования основных эффектов в накопителе. Полученные результаты позволяют рассчитывать, что в данной системе возможно накопление тока протонов до 100 мА и достижение высокой светимости до $3 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Ключевые слова: фокусировка продольным магнитным полем, электронное охлаждение, генерация резонансных γ -квантов, обнаружение взрывчатки.

Введение

Практически любой тип взрывчатых веществ и наркотических средств характеризуется повышенным содержанием азота. Это дает возможность контролировать различные объекты на содержание этих веществ, производя мониторинг продуктов специфических ядерных реакций. Например, фотоны с энергией 9,17 МэВ имеют достаточно большое (~ 2 барн) сечение поглощения азотом ^{14}N . Сканируя объект фотонным пучком с данной энергией и измеряя распределение коэффициента поглощения, можно контролировать концентрацию азота в образце. Достаточно простой способ получения фотонов с такой энергией основан на применении реакции $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$. Протон с энергией 1,75 МэВ, взаимодействуя с мишенью (ядром изотопа углерода ^{13}C) образует ядро азота с выделением фотона.

В настоящее время для получения ионных пучков с низкой энергией обычно используются циклотроны либо линейные ускорители (электростатические, СВЧ и др.). Если сечение реакции относительно мало, т. е. в ней участвует только малая часть частиц пучка, то остальные частицы не используются и просто погибают. Как правило, в таком случае «обходятся» той светимостью, которую позволяют достичь интенсивность и качество пучка на имеющихся машинах. Однако низкая светимость приводит к очень малому числу полезных ядерных реакций (а значит, к большому времени набора статистики), что может быть неприемлемо при использовании системы в прикладных целях. Одним из вариантов повышения светимости является увеличение тока пучка, но в линейных ускорителях он ограничивается мощностью системы питания. Поэтому самым очевидным способом является повтор-

ное использование частиц, не прореагировавших с мишенью, т. е. использование циклических машин.

В этой статье приводятся основные результаты разработки компактного накопительного кольца (периметр 10,5 м) для протонов с энергией 1,75 МэВ и током до 100 мА. Накопление протонов позволяет увеличить светимость установки за счет увеличения числа частиц в пучке. Реакция происходит на тонкой внутренней мишени, при этом не прореагировавшие частицы через оборот снова попадают на мишень. Использование тонкой внутренней мишени значительно повышает светимость, которая достигает величины $10^{32}-10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

Для компенсации процессов взаимодействия протонного пучка с мишенью (ионизационные потери, флуктуации ионизационных потерь, поперечное рассеяние на малые углы на мишени) используется метод электронного охлаждения [1]. Это позволяет достичь высокого качества циркулирующего протонного пучка и обеспечить более продолжительное время жизни.

Наличие сильного продольного магнитного поля, может существенно поднять жесткость машины, обеспечивая сильную поперечную фокусировку, что необходимо для получения высоких параметров протонного пучка низкой энергии.

Параметры реакции $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$

При поглощении налетающего γ -кванта с энергией E , ядра N^{14} переходят в возбужденное состояние ΔE . Сечение перехода имеет резонансный характер:

$$\sigma_{\text{abs}}(E) \sim \frac{\Gamma_{\gamma} \Gamma_{\text{total}}}{(E - \Delta E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\text{total}}^2},$$

где Γ_{total} – полная ширина уровня; Γ_{γ} – парциальная ширина перехода в основное состояние при испускании γ -кванта. При энергии возбужденного состояния $Q > 7,551$ МэВ возможен распад с испусканием протона $^{13}\text{C} + p$. Сечения таких реакций

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \sigma_{\text{abs}}(E) \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma_{\text{total}}},$$

$$\sigma_{\gamma p} = \sigma_{\text{abs}}(E) \frac{\Gamma_p}{\Gamma_{\text{total}}},$$

где Γ_p – парциальная ширина распада с испусканием протона.

Полная ширина уровня ядра N^{14} с энергией 9,17 МэВ была определена в различных экспериментах [2–5] и составляет 122 ± 8 эВ. Сечение поглощения ядром N^{14} γ -кванта с энергией 9,17 МэВ достаточно велико ($\sigma \sim 2$ барн). Наиболее очевидным источником таких γ -квантов является обратная реакция захвата ядром ^{13}C протона с энергией 1,75 МэВ $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$.

Рассмотрим кинематику ядерной реакции $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N} + Q$ ($Q = 7,551$ МэВ) в случае столкновения протона с покоящимся ядром-мишенью. Ядро ^{13}C с массой M_0 захватывает налетающий протон с массой m_p и энергией $E_0 = 1,75$ МэВ и превращается в ядро ^{14}N с массой M_1 , находящееся в возбужденном состоянии $\Delta E = 9,17$ МэВ. Далее ядро переходит в основное состояние, испуская γ -квант с энергией E_{γ} . Экспериментально измеренное значение полной ширины уровня $\Gamma_T = 122 \pm 8$ эВ. После захвата протона вторичное ядро приобретает скорость $\beta_1 c$, где

$$\beta_1 = \frac{\beta_0 m_p}{m_p + M_0}.$$

В системе центра масс энергия γ -кванта меньше, чем ΔE , на величину энергии

$$E_r = \frac{\Delta E^2}{2M_1},$$

уносимой ядром отдачи. В лабораторной системе координат часть этой энергии компенсируется тем, что излучение происходит движущимися со скоростью $\beta \cdot c$ вторичными ядрами. Гамма-кванты, летящие вперед, имеют большую энергию за счет эффекта Доплера. Поэтому энергия γ -кванта зависит от угла θ между направлением вылета γ -кванта и направлением движения вторичного ядра:

$$E_{\gamma}(\theta) = \left(\Delta E - \frac{\Delta E^2}{2M_1} \right) \left(\frac{1}{\gamma_1} + \beta_1 \cos \theta \right).$$

Для резонансной абсорбции излученного γ -кванта его энергия должна быть больше, чем ΔE , на величину энергии отдачи абсорбирующего ядра. Угол, соответствующий энергии γ -кванта $E_{\text{opt}} = \Delta E + E_r$, равен $\theta_0 = 80,7^\circ$. Гамма-кванты с энергиями в диапазоне $E_{\text{opt}} \pm 2\Gamma_t$ сосредоточены в конусе с раствором $0,7^\circ$. Выход «полезных» γ -квантов составляет $Y_a / Y_{\text{total}} \approx 4 \cdot 10^{-3}$.

Пространственный заряд пучка

На низких энергиях наиболее очевидным ограничением накопленного тока является собственный пространственный заряд пучка. Пусть $\Delta\nu_{\max}$ – максимально допустимый сдвиг бетатронной частоты, тогда максимальное число частиц в пучке

$$N = \epsilon_x \Delta\nu_{\max} \frac{4\pi\beta^2\gamma^2}{r_p},$$

где $\Delta\nu_{\max}$ – максимально возможный сдвиг бетатронной частоты в кольце; ϵ_x – эмиттанс пучка; r_p – классический радиус протона.

Для оценки примем, что энергия протонов равна 1,75 МэВ, средний радиус кольца – 140 см, угловой разброс – 10^{-3} , а бета-функция примерно равна среднему радиусу. Для быстро гибнущего пучка максимальный сдвиг частот можно предположить равным 0,25. Тогда получим, что максимальное число частиц в пучке $N_{\max} \approx 10^{10}$, а максимальный ток $J_{\max} = eN_{\max}f_0 \approx 3,5$ мА.

Для решения проблемы пространственного заряда предлагается использовать два метода. Первый – компенсация пространственного заряда пучка за счет накопления ионов ионизации остаточного газа или мишени. Второй – повышение жесткости машины за счет добавления продольного магнитного поля по всему периметру кольца и, возможно, создание специальной конфигурации магнитного поля по аналогии с токамаками и стеллараторами. Подобные кольца с продольным полем называются модифицированными бетатронами или, при наличии специальных стеллараторных обмоток, стелларатонами.

Структура кольца

Проектируемое кольцо представляет собой четыре 90° поворотных магнита, соединенные четырьмя прямолинейными участками (рис. 1). Основные параметры кольца представлены в табл. 1. Магнитная система состоит из коротких сверхпроводящих катушек (рис. 2), расположенных равномерно вдоль всего кольца. Поворотное магнитное поле создается четырьмя специальными длинными катушками, расположенными вдоль всего поворота. Плоскость катушек перпендикулярна плоскости кольца. С помощью данных катушек можно регулировать как величину поля, так и его градиент.

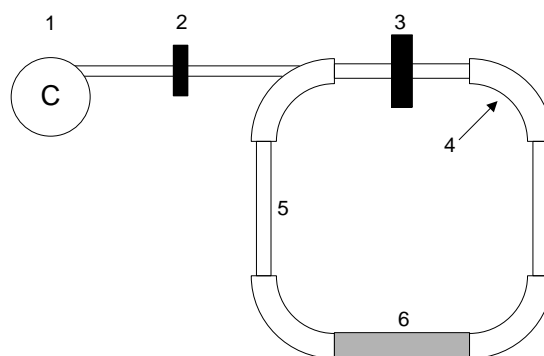


Рис. 1. Схема накопителя с перезарядной инъекцией: 1 – циклотрон для инъекции; 2 – перезарядная мишень; 3 – внутренняя мишень; 4 – поворотные магниты; 5 – прямолинейные участки; 6 – система электронного охлаждения

Таблица 1
Основные параметры кольца

Параметр	Значение
Энергия протонов	1,75 МэВ
Радиус поворота	61 см
Длина прямолинейного промежутка	140 см
Продольное магнитное поле	25 кГс
Показатель спада магнитного поля в поворотах	0,5

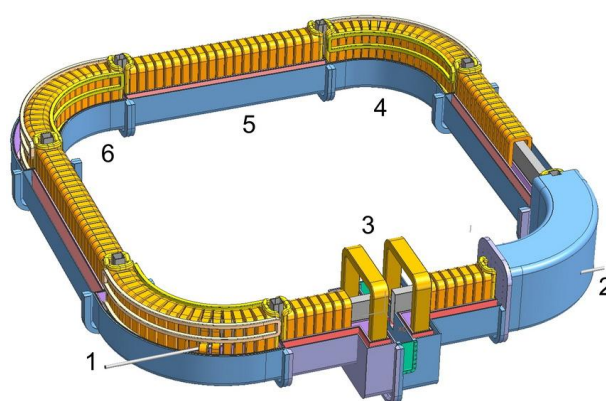
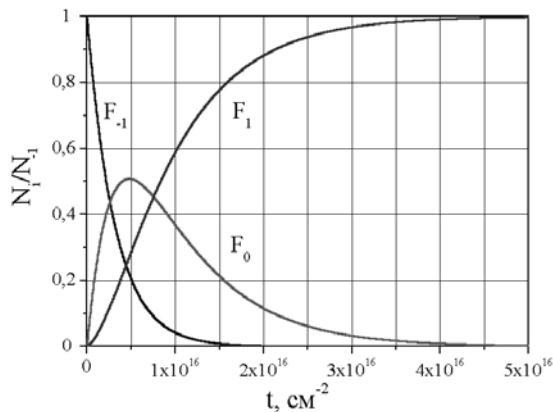


Рис. 2. Магнитная система накопителя: 1 – инъекционный канал; 2 – канал для выпуска нейтральных атомов после рекомбинации протонов и электронов; 3 – мишень; 4, 6 – повороты с электронной пушкой и коллектором соответственно; 5 – секция охлаждения

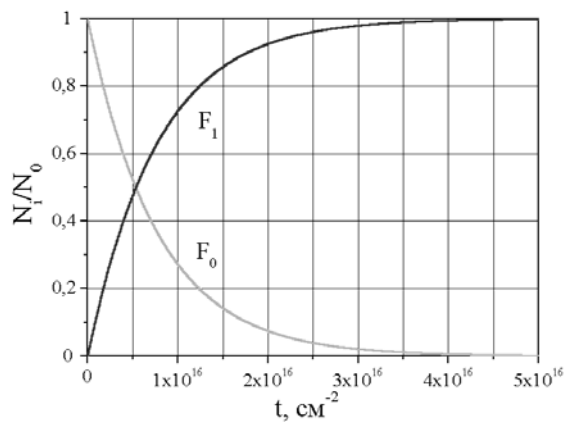
Поскольку силовая линия магнитного поля не совпадает с равновесной орбитой протонов, то на входе в поворот частица получает поперечный удар, сильно возмущающий ее поперечное движение. Поэтому радиус поворотов выбран таким образом, чтобы удар на входе в поворот компенсировался ударом на выходе. Для этого на длине поворота должно укладываться целое количество длин ларморовской спирали (в нашем случае выбрано две длины).

Перезарядная инжекция

Особой проблемой при создании накопителей с продольным магнитным полем является инжекция. При входе в продольное магнитное поле заряженная частица приобретает большой поперечный импульс, что неприемлемо как для реакции на мишени,



а



б

Рис. 3. Зарядовый состав пучка частиц в зависимости от толщины углеродной мишени: а — пучок отрицательных ионов; б — пучок нейтральных ионов

так и для электронного охлаждения. В схеме, предложенной в данной работе, чтобы избежать такого эффекта, используется перезарядная инжекция. Ионы H^- из циклотрона попадают на перезарядную мишень, находящуюся вне кольца. На мишени ионы теряют один электрон, приобретая нулевой заряд. Нейтральные атомы водорода не взаимодействуют с магнитным полем и попадают на орбиту без возбуждения поперечного импульса. В кольце атомы попадают еще на одну перезарядную мишень, где они теряют еще один электрон, превращаясь в протон. Подобная методика инжекции позволяет ввести протоны в сильное продольное магнитное поле.

Зарядовое состояние пучка H^- , проходящего сквозь мишень толщиной t , описывается простой системой дифференциальных уравнений:

$$dF_1/dt = -(\sigma_{10} + \sigma_{1-1})F_1 + \sigma_{01}F_0 + \sigma_{-11}F_{-1},$$

$$dF_0/dt = \sigma_{10}F_1 - (\sigma_{01} + \sigma_{0-1})F_0 + \sigma_{-10}F_{-1},$$

$$dF_{-1}/dt = \sigma_{-11}F_1 + \sigma_{0-1}F_0 - (\sigma_{-11} + \sigma_{-10})F_{-1},$$

$$F_1 + F_0 + F_{-1} = 1,$$

где F_1 , F_0 и F_{-1} обозначают соответственно долю протонов, нейтральных атомов водорода и отрицательных ионов водорода в пучке, σ_{ij} определяет сечение перезарядки из одного зарядового состояния в другое [6]. При интересующей нас энергии частиц $E = 1,75$ МэВ, для сечений перезарядки имеют место соотношения

$$\sigma_{0-1}, \sigma_{10}, \sigma_{1-1} \ll \sigma_{-11} < \sigma_{01}, \sigma_{-10}.$$

И поэтому в дальнейшем мы пренебрежем рассмотрением этих несущественных процессов.

На рис. 3, а представлено изменение зарядового состояния пучка H^- от толщины углеродной мишени при $E = 1,75$ МэВ. Сечения перезарядки имеют следующие значения: $\sigma_{-10} = 30 \cdot 10^{-17}$ см², $\sigma_{01} = 13 \cdot 10^{-17}$ см², $\sigma_{-11} = 1,8 \cdot 10^{-17}$ см² [6; 7]. Видно, что максимально возможный выход атомов нейтрального водорода составляет 50% при оптимальной толщине мишени $t_1 = 4,75 \cdot 10^{15}$ см⁻². Соответственно эффективность инжекции при вводе на равновесную орбиту нейтральных атомов водорода не может быть больше 50%. На рис. 3, б представлено изменение зарядового состояния пучка H^0 от толщины углеродной мишени при $E = 1,75$ МэВ. Для получения выхода протонов близкого к

100 % внутренняя мишень должна иметь толщину около $t_2 = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$.

Особенности электронного охлаждения накладывают ряд ограничений на параметры инжекции. Так как охлаждение наиболее эффективно при малом разбросе относительных скоростей протонов и электронов в сопутствующей системе отсчета, то использование изначально качественного пучка заметно улучшает результирующую светимость.

Электронное охлаждение

Метод электронного охлаждения был предложен Г. И. Будкером в 1966 г. и затем продемонстрирован в экспериментах по охлаждению протонов на установке НАП-М в ИЯФ СО АН СССР [1; 8; 9]. В основе метода лежит теплообмен между «горячими» ионами и «холодными» электронами. На некотором участке ионной орбиты создается электронный пучок,двигающийся вместе с ионным пучком с той же скоростью. В результате ионы охлаждаются более холодными электронами. В настоящее время метод электронного охлаждения широко используется в ионных ускорителях для улучшения качества пучков.

Было обнаружено, что если на участке охлаждения создать продольное магнитное поле, то процесс охлаждения происходит на порядок быстрее. Картина взаимодействия ионов с электронами такова, что, двигаясь в продольном поле, ион взаимодействует не с электроном как таковым, а с ларморовским кружком. Поперечная температура такого кружка очень мала, так как определяется в основном прямолинейностью силовых линий магнитного поля и дрейфом на суммарном пространственном заряде пучков. Продольная температура электронного пучка мала вследствие того, что электроны перед этим были ускорены. Поэтому эффективная температура электронного пучка значительно ниже, чем температура катода, с которого эмиттируется пучок.

В данном накопителе электронное охлаждение нужно для компенсации нагрева пучка, возникающего при взаимодействии с мишенью. Поскольку продольное магнитное поле является особенностью кольца, то нет необходимости создавать специальную магнитную систему для электронного охлаждения, как это делается в обычных ускорите-

лях. Однако электронное охлаждение накладывает относительно жесткие требования на качество магнитного поля, а точнее на прямолинейность магнитных силовых линий в прямолинейных промежутках. Отклонение силовых линий от продольной оси должно быть порядка 10^{-3} рад.

Для создания электронного пучка, вакуумная камера в поворотах специально увеличена в вертикальном направлении (рис. 4). На входе в камеру, ниже протонного пучка расположена электронная пушка. Электронный пучок эмиттируется с катода и ускоряется в пушке до напряжения порядка 950 В. Из пушки он попадает в область, где кроме продольного есть еще и поперечное поворотное поле. Поскольку поперечное поле необходимо для поворота протонов, электроны, имеющие другой заряд и другую массу, будут дрейфовать в направлении протонного пучка. В конце поворота электронный пучок достигнет орбиты протонного пучка, и в прямолинейном промежутке они будут двигаться вместе. При этом происходит охлаждение протонов электронами. В следующем повороте электронный пучок опять дрейфует в том же направлении и расходится с протонным пучком. В конце поворота, когда электронный пучок отошел от протонного на достаточное расстояние, он попадает в коллектор и погибает. В данном повороте, так же как и в предыдущем, можно установить электронную пушку, чтобы охлаждение происходило и в следующем прямом промежутке. Таким образом, электронное охлаждение можно организовать в каждом свободном прямолинейном участке кольца (т. е. можно создать до трех независимых систем электронного охлаждения).

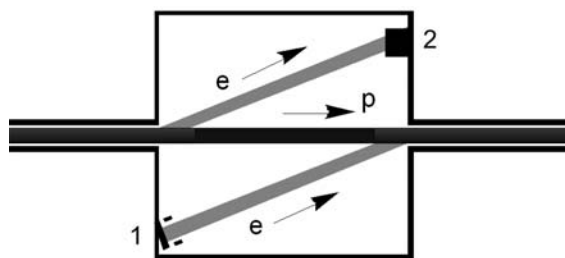


Рис. 4. Электронная пушка (1) и коллектор (2) в повороте накопителя

Компенсация пространственного заряда

Как уже было сказано, поперечная температура электронов слабо влияет на охлаждение в сильном магнитном поле. Поэтому в поперечном направлении важную роль играют прямолинейность силовых линий и скорость дрейфа в скрещенных полях (продольном внешнем магнитном поле и радиальном электрическом поле электронного пучка). Разброс продольных скоростей определяется продольной температурой и разностью потенциалов между краем и центром пучка, связанной с его собственным пространственным зарядом. Например, для пучка током 1 А и радиусом 1 см эта разница составляет 500 В, что сравнимо с энергией электронов (950 В).

Для увеличения декремента охлаждения предлагается использовать нейтрализацию пространственного заряда электронного пучка вторичными ионами. Это не только уменьшает действие собственного поля пучка на динамику электронов, но и позволяет получить электронные пучки с большей интенсивностью.

На рис. 5 показаны потери энергии на мишени и набор энергии от электронного пучка как функция отклонения от равновесной энергии при разной степени компенсации полей. Цифрами на рисунке обозначены кривые для различных величин остаточного электрического поля $\alpha = \delta E_{\text{res}} / E_{\text{max}}$, где δE_{res} – величина остаточного поля, E_{max} – величина поля без компенсации.

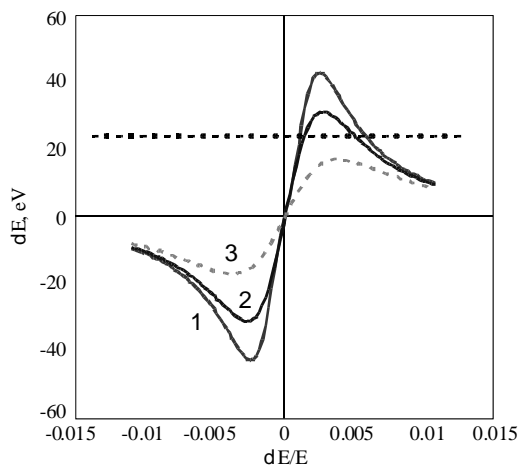


Рис. 5. Потери энергии на мишени и набор энергии от электронного пучка: 1 – $\alpha = 0$; 2 – $\alpha = 0,001$; 3 – $\alpha = 0,002$

Из рис. 5 видно, что электронное охлаждение может восполнить потери на мишени при хорошей степени компенсации пространственного заряда. Но если остаточное электрическое поле составляет всего 0,2 % от максимального уровня, то возникают существенные проблемы при достижении максимальных параметров.

Устойчивость компенсации определяется когерентными процессами. Опыт работы с компенсированными протонными и электронными пучками в ИЯФ [10–12] показал, что достижение устойчивых состояний возможно, но этот вопрос окончательно может быть решен только экспериментально. В работах описаны результаты экспериментов по компенсации протонного пучка облаком электронов, рождающихся за счет ионизации остаточного газа. Энергия протонов составляет 1 МэВ, периметр – 7,4 м.

В экспериментах было достигнуто $5 \cdot 10^{11}$ – $1,8 \cdot 10^{12}$ протонов в пучке, что соответствует току порядка нескольких сотен миллиампер, поперечные размеры пучка составляли порядка $3,5 \times 4,5$ см. Измеренное время жизни протонов в бетатронном режиме составляло 80–120 оборотов. Время жизни пучка и накопленный ток в режиме за порогом неустойчивости определялись плотностью газа на орбите. Ограничением на ток являлось развитие неустойчивости пучкового типа. Энергетический разброс протонов заметно ослаблял полученную неустойчивость [10]. Более подробно общее поведение пучково-дрейфовых неустойчивостей изучалось в работах [13].

Описанная схема дает принципиальную возможность накопить достаточно большой протонный ток.

Пучково-дрейфовая неустойчивость компенсированного пучка

Пучково-дрейфовая неустойчивость неоднородного по радиусу компенсированного электронного пучка уже рассматривалась (см., например, [13]). Неустойчивость является пороговой по току пучка. Ряд экспериментов, в которых эта неустойчивость возникла, описан в [13], однако приведенное в этой работе выражение для порогового тока не подходит для данной задачи, так как получено в предположениях, которые не выполняются в области параметров накопителя. В отличие от рассматриваемой модели, в

которой замагниченными являются только электроны, магнитное поле накопителя сильное, поэтому замагничены также и ионы.

В работе [14] был проведен анализ с целью найти пороговый ток электронного пучка, т. е. ограничение на скорость охлаждения по пучково-дрейфовой неустойчивости. Для выяснения зависимостей варьировалось значение одного из параметров (ток, радиус и профиль электронного пучка, периметр кольца, радиус вакуумной камеры, ток протонного пучка, плотности электронов и ионов после ионизации остаточного газа) при сохранении значений остальных. Из анализа с варьированием параметров получены следующие выводы.

1. Пороговые значения электронного тока для градиентной и неградиентной неустойчивостей составляют примерно 2–3 А.

2. При заданном радиусе пучка r_b пороговый ток обеих неустойчивостей заметно падает с увеличением радиуса трубы r_t .

3. От длины системы (L), продольного магнитного поля (B_z) и тока протонного пучка (J_{bp}) пороги неградиентной неустойчивости практически не зависят, а у градиентной зависимости слабые: $\sim 1/L^{1/3}$, $\sim B_z^{1/3}$ и несколько сильнее от J_{bp} (порог растет).

4. Избыточная плазма заметно уменьшает пороговые токи обеих неустойчивостей.

В системах электронного охлаждения на низкую энергию ток электронного пучка составляет обычно порядка нескольких сотен миллиампер. Результаты варьирования показывают, что параметры системы далеки от предельных.

Внутренняя мишень

Выбор толщины мишени обусловлен балансом между стремлением увеличить выход резонансных γ -квантов и возможностями компенсации возмущающего влияния мишени на циркулирующий пучок (многократное рассеяние и ионизационные потери частиц).

На рис. 6 показана зависимость поперечного декремента охлаждения от углового разброса в протонном пучке при полной компенсации пространственного заряда. Ток протонного пучка составляет 100 мА. Цифрами на графике обозначены различные значения тока электронного пучка: $J_e = 0,12$; 0,48 и 1,2 А (при радиусе электронного

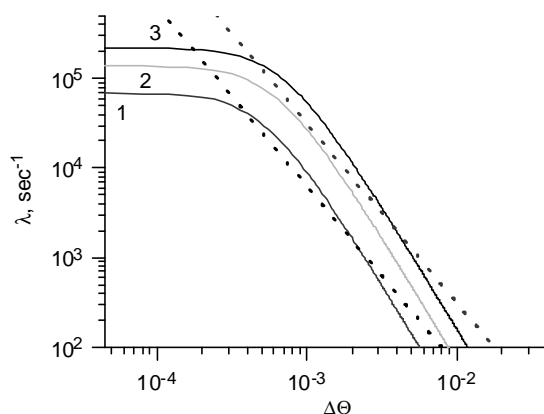


Рис. 6. Поперечный декремент охлаждения от углового разброса в протонном пучке: 1 – $J_e = 0,12$ А; 2 – $J_e = 0,48$ А; 3 – $J_e = 1,2$ А

пучка $a_e = 0,5$ см), что соответствует следующим значениям плотности электронов в пучке: $n_e = 5,2 \cdot 10^8$; $2,1 \cdot 10^9$ и $5,2 \cdot 10^9$ см⁻³. Пунктиром показаны инкременты нарастания эмиттанса из-за рассеяния на ядрах мишени. Для левой линии толщина мишени составляет $n_a \cdot l = 1 \cdot 10^{15}$ см⁻², для правой – $5 \cdot 10^{15}$ см⁻².

Для того чтобы электронное охлаждение полностью компенсировало все эффекты, увеличивающие температуру пучка, декремент охлаждения должен быть больше, чем инкремент нарастания эмиттанса. Из рисунка следует, что при компенсации пространственного заряда электронного пучка возможна работа с мишенью до $5 \cdot 10^{15}$ см⁻² при плотности электронов на участке охлаждения $5,2 \cdot 10^9$ см⁻³. При этом разброс по углам в протонном пучке не должен превышать $4 \cdot 10^{-3}$ рад.

Использование внутренней мишени также и для перезарядной инжекции отрицательных ионов водорода в накопительное кольцо накладывает дополнительные требования на ее толщину. При толщине мишени $1 \cdot 10^{16}$ – $2 \cdot 10^{16}$ см⁻² достигается максимальная эффективность перезарядной инжекции. Одновременное удовлетворение этих требований возможно при использовании двухкомпонентной внутренней мишени, так как сечения перезарядки слабо зависят от ее атомного номера. Углеродная C¹³ компонента отвечает за генерацию γ -квантов и вносит основные возмущения в пучок, вторая – водородная – компонента вносит малую часть

возмущений и, дополняя толщину мишени, увеличивает эффективность инжекции.

Выбор конструкции мишени в первую очередь зависит от агрегатного состояния исходного углеродосодержащего вещества, его характеристик и процентного содержания изотопа C^{13} . По типу мишени можно условно разделить на газовые, паровые, капельные и фольги.

Пробег протона в углероде при энергии 1,75 МэВ составляет $6,75 \text{ мг/см}^2$. Для характерных плотностей порошкообразной фракции или материалов, спеченных из чистого углерода C^{13} , пробег будет составлять 70–130 мк. Рыхлость и низкие механические свойства таких материалов не позволяют создавать из них устойчивые к внешним воздействиям конструктивные элементы, в том числе тонкие фольги. Эти же проблемы значительно затрудняют реализацию паровой мишени, основанной на получении паров углерода из твердой фракции. Дополнительные технические проблемы возникают из-за больших температур, требуемых для получения насыщенных паров углерода. Кроме того, мишень такой конструкции имеет достаточно большой расход углерода $\sim 0,02 \text{ г/с}$, большая часть которого осядет на прилегающие холодные поверхности. Учитывая высокую стоимость исходного материала, необходимо предусмотреть систему сбора и вторичной переработки расходного вещества. Достижимый минимальный размер зерна порошкообразной фракции $\sim 100 \text{ мк}$, что примерно совпадает с максимальным пробегом протона при этой энергии. Это не позволяет использовать их в качестве кластерной мишени.

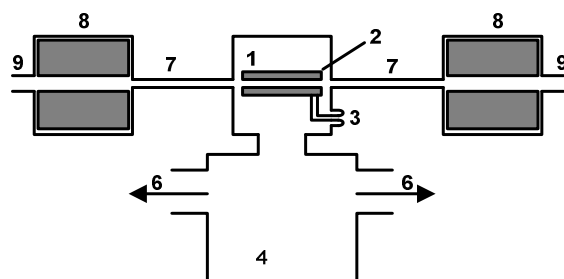


Рис. 7. Схема паровой мишени: 1 – контейнер с твердым метаном при температуре 30–60 К; 2 – рабочее тело (метан); 3 – подача хладагента; 4 – объем откачки турбомолекулярных насосов; 6 – откачка (турбомолекулярные насосы); 7 – трубопровод дифференциальной откачки; 8 – модули криооткачки; 9 – вакуумный объем накопительного кольца (ускорителя)

Газовая мишень может быть реализована в виде сверхзвуковой газовой струи, формируемой соплом Лавалля и, после пересечения равновесной орбиты, поглощаемой коллектором. Такая конструкция хорошо известна и успешно применялась. Недостатками ее является большая газовая нагрузка и большой расход рабочего газа $\sim 0,02 \text{ г/с}$. Поэтому здесь требуется сложная система регенерации отработанного газа.

Использование газовой мишени на основе смеси окиси углерода и водорода приводит либо к уменьшению светимости, либо к увеличению возмущений циркулирующего пучка. Наиболее перспективной является газовая мишень на основе метана.

Оптимальной по расходу рабочего вещества, на наш взгляд, является паровая метановая или другая углеводородная мишень. Конструкция представляет собой охлажденный до температуры 30–50 К контейнер с твердым метаном (рис. 7). Плавно изменяя локальный нагрев контейнера, можно регулировать давление паров метана, а вместе с ним и толщину мишени. Поддерживая внешние концы мишени при более низкой температуре, можно добиться малого потока газа из мишени во внешний вакуумный объем.

Моделирование

Как было сказано, время электронного охлаждения сильно зависит от начальных параметров ионного пучка. На рис. 8 показаны зависимости времени охлаждения от параметров инжекции. Начальный разброс по энергии для рис. 8, а составляет $\delta E = 10 \text{ кэВ}$, начальный угловой разброс для рис. 8, б – $\delta\theta = 2,6 \text{ мрад}$. Ток электронного пучка – 1,5 А при радиусе 0,4 см.

Видно, что время охлаждения существенно нарастает при выходе за диапазон значений $\Delta\theta \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$ и $\delta E \approx 40 \text{ кэВ}$. Стоит отметить, что особенностью циклотронов является связь между током и качеством пучка (угловым и энергетическим разбросами). При этом чем больше ток, тем сильнее разброс. Следовательно, существует некоторый оптимум, где инжектируется достаточно большой ток, и при этом качество пучка удовлетворяет требованиям электронного охлаждения. Исходя из результатов расчета, специалистами из ОИЯИ (Дубна, Московская обл.) было предложено

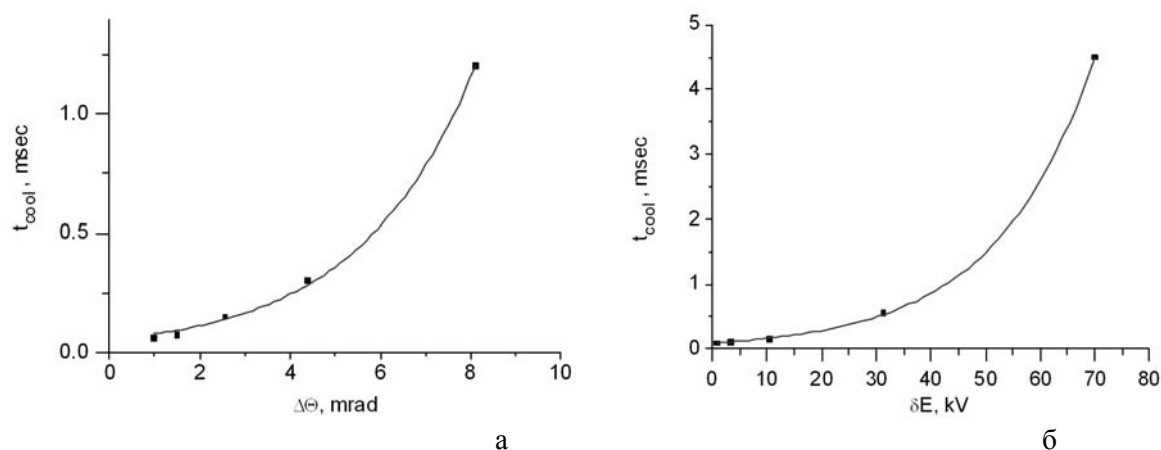


Рис. 8. Зависимость времени охлаждения от параметров инжекции:
 а – от углового разброса; б – от энергетического разброса

Таблица 2

Основные параметры инжекции

Параметр	Значение
Энергия протонов	1,75 МэВ
Разброс энергии	$\pm 3,2\% = \pm 56$ кВ (2σ)
Ток частиц (DC)	100 мкА
Поперечные размеры в точке инжекции	± 10 мм (2σ)
Угловая расходимость в точке инжекции	± 12 мрад (2σ)

использовать для инжекции циклотрон со следующими параметрами (табл. 2) [15].

На рис. 9 показана динамика протонного пучка при инжекции в момент времени $t = 0$, с параметрами, близкими к оптимальным. Моделирование процессов проводилось методом Монте-Карло. Движение частиц в кольце описывалось с помощью матрицы оборота с учетом дисперсии. Значение дисперсии таково, что при отклонении энергии частицы на 30 кэВ ее равновесная орбита смещается в горизонтальном направлении (по координате X) на 1 см. Начальные параметры пучка: угловой разброс – $\Delta\theta = 6 \cdot 10^{-3}$ (σ); радиус – 0,5 см (σ); разброс по энергии – 30 кэВ (σ). Показаны распределения в моменты времени 0, 600, 2 300 мкс. Толщина мишени – $5,0 \cdot 10^{15}$ см⁻². Ток электронного пучка – 1 А. Радиус электронного пучка –

0,5 см. Для моделирования бралось 5 000 частиц.

Поскольку чем меньше температура протонов, тем быстрее электронное охлаждение, то в результате в протонном пучке образуется холодное ядро, в котором электронное охлаждение успевает компенсировать рассеяние частиц на мишени и длинные «хвосты», где силы охлаждения не достаточно. Из рис. 9, в видно, что после 2 300 мкс в ядре остаются примерно 500 частиц, т. е. только 10 % всего инжектируемого пучка остается захваченным в области, в которой эффекты, увеличивающие температуру пучка, компенсируются электронным охлаждением. Для остальных частиц эффект от электронного пучка уже слишком мал, и их можно считать потерянными с точки зрения генерации γ -квантов, хотя они могут продолжать циркулировать в кольце.

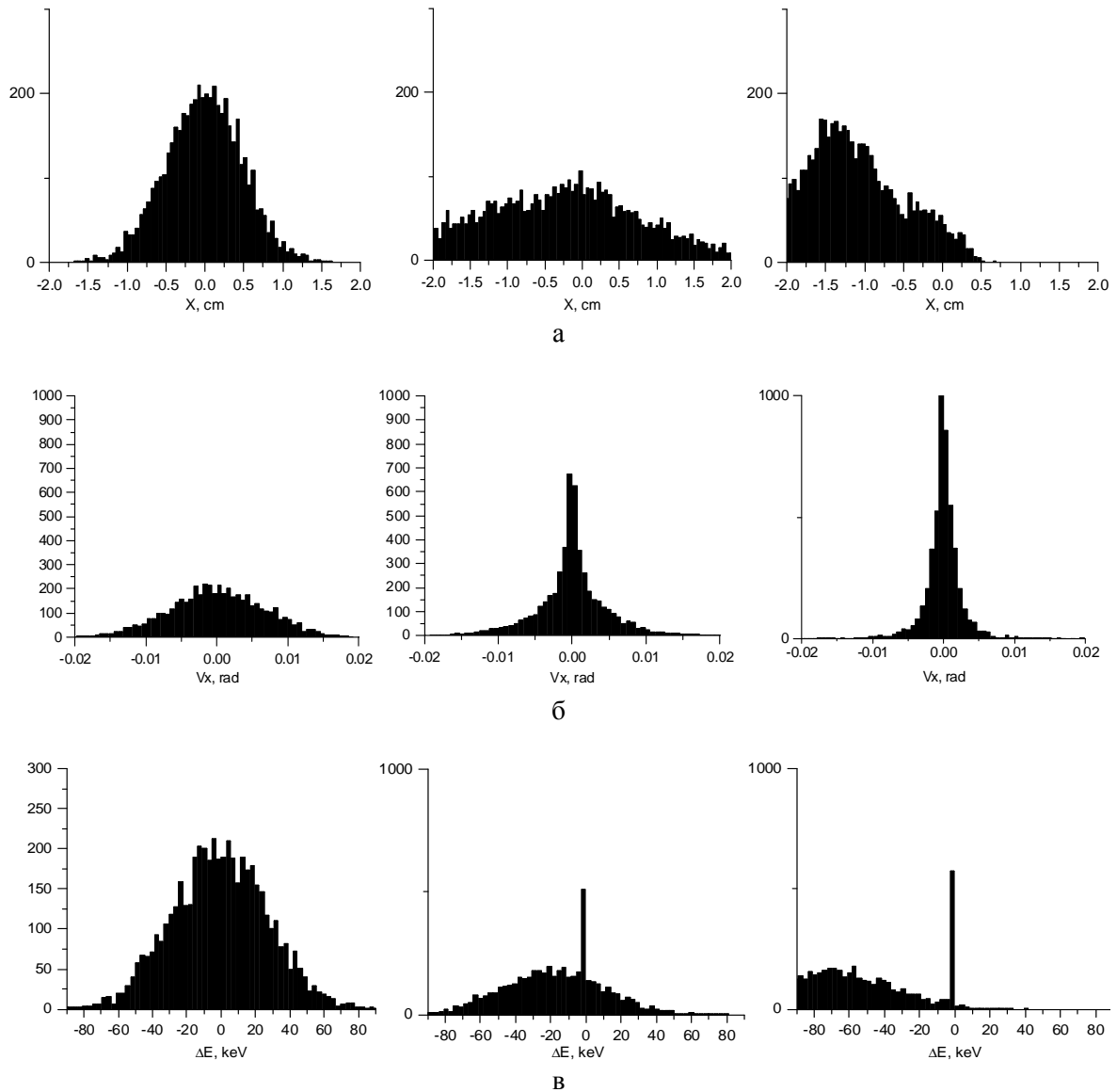


Рис. 9. Изменение основных параметров протонного пучка при электронном охлаждении: *a* – распределение протонов по координате *X*; *б* – распределение протонов по углу к оси *X*; *в* – распределение протонов по отклонению от равновесной энергии в разные моменты времени

Заключение

Накопительное кольцо для протонов на низкую энергию, представленное в данной статье, позволяет накопить пучок протонов с током до 100 мА, что превышает предел по пространственному заряду для обычных колец. Это позволит достигнуть относительно большой светимости по сравнению с другими подобными накопителями. Для 100 мА светимость равна

$$L = \frac{I_p}{q} n_t = \frac{0,1 [\text{А}]}{1,6 \cdot 10^{-19} [\text{Кл}]} 5 \cdot 10^{15} [\text{см}^{-2}] \approx 3 \cdot 10^{33} [\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}].$$

К недостаткам данной конструкции можно отнести использование сверхпроводящих магнитов для создания продольного поля. Также слабым местом является использование компенсации пространственного заряда, необходимой для нормальной работы системы.

Данное кольцо может использоваться не только для поиска взрывчатки методом резонансного поглощения γ -квантов. При небольшом изменении конструкции можно использовать его и для других целей, например, для бор-нейтрон-захватной терапии рака. Для этого можно заменить углеродную мишень на литиевую и увеличить энергию

протонов в кольце до 1,889–1,9 МэВ [16]. Полученный нейтронный пучок со средней энергией 30 кэВ может быть прямо использован в бор-нейтрон-захватной терапии. При энергии протонов 2,5 МэВ полученные нейтроны имеют широкий спектр вплоть до энергии 790 кэВ и могут быть использованы для терапии быстрыми нейтронами.

Список литературы

1. Скринский А. Н., Пархомчук В. В. Методы охлаждения пучков заряженных частиц // ЭЧАЯ. 1981. Т. 12, вып. 3. С. 557–613.
2. Marion J. B., Hagedorn F. B. 1.75-MeV Resonance in $C^{13}(p, \gamma)N^{14}$ // Physical Review. 1956. Vol. 104. No. 4. P. 1028–1029.
3. Hanna S. S., Meyer-Schützmeister L. Resonant Absorption by the 9.17-MeV Level in N^{14} // Physical Review. 1959. Vol. 115. No. 4. P. 986–989.
4. Biesiot W., Smith Ph. B. Parameters of the 9.17 MeV Level in ^{14}N // Physical Review. C. 1981. Vol. 24. No 6. P. 2443–2457.
5. Seagrave J. D. Radiative Capture of Protons by C^{13} // Physical Review. 1952. Vol. 59. No. 2. P. 197–203.
6. Будкер Г., Димов Г., Дудников В. Эксперименты по получению интенсивного протонного пучка методом перезарядкой инжекции // Атомная энергия. 1967. Вып. 22. С. 348.
7. Димов Г. И. Перезарядный метод инжекции протонов в ускорителе: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Новосибирск, 1967.
8. Диканский Н. С., Кононов В. И., Куделайнен В. И. и др. Изучение быстрого электронного охлаждения // Тр. VI Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978.
9. Будкер Г. И., Диканский Н. С., Куделайнен В. И. и др. Первые эксперименты по электронному охлаждению // Тр. IV Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц (Москва, 1974). М.: Наука, 1975. Т. 2. С. 309.
10. Димов Г. И., Чуприянов В. Е. Получение компенсированного протонного пучка в ускорительном кольце с током, превышающим предел по пространственному заряду // Препринт ИЯФ СО РАН 82-33. Новосибирск, 1982.
11. Димов Г. И., Шамовский В. Г., Чуприянов В. Е. Исследование устойчивости замкнутого протонного пучка в ионизированном остаточном газе // ЖТФ. 1971. Т. 41. С. 2098.
12. Димов Г. И., Шамовский В. Г., Чуприянов В. Е. Эксперименты с замкнутым протонным пучком в ионизированном остаточном газе // Тр. III Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц (Москва, 1972). М.: Наука, 1973. Т. 1. С. 349.
13. Незлин М. В. Динамика пучков в плазме. М.: Энергоиздат, 1982.
14. Bryzgunov M., Bublej A., Eudelman Yu. et al. Dynamics of the Intensive Proton Beam in Storage Ring and the Generation of Resonance Gamma-Rays // Technical Workshop Explosives Detection Systems Based on Nuclear Resonance Absorption in Nitrogen June 21–22, 2007. St.-Petersburg, Russia, 2007.
15. Vorozhtsov S., Perepelkin E. Cyclotron and Beam Delivery System // Technical Workshop «Explosives Detection Systems Based on Nuclear Resonance Absorption in Nitrogen», June 21–22, 2007. St.-Petersburg, Russia, 2007.
16. Bayanov B. F., Belov V. P., Bender E. D. et al. Accelerator Based Neutron Source for the Neutron-Capture and Fast Neutron Therapy at Hospital // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 1998. Vol. 413. P. 397–426.

Материал поступил в редколлегию 15.07.2010

M. I. Bryzgunov, A. V. Bublej, V. A. Vostrikov, V. M. Panasyuk, V. V. Parkhomchuk, V. B. Reva

COMPACT STORAGE RING WITH LONGITUDINAL MAGNETIC FIELD AND ELECTRON COOLING

Project of compact low energy proton storage ring (1.75 MeV) for production of high energy photons in reaction $^{13}C(p, \gamma)^{14}N$ on internal target is presented. With the help of the photons it is possible to realize the scheme for detection of substances with heightened content of nitrogen using Nuclear Resonance Absorption method. Distinctive features of the construction are use of electron cooling method for beam heating compensation, and strong longitudinal magnetic field along full perimeter of the ring. For optimal work of electron cooling, compensation of space charge of the beam circulating in the ring is necessary. Results of simulation of main effects in the storage ring are shown. The results allow us to expect that proton current up to 100 mA can be stored and luminosity up to $3 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ can be achieved.

Keywords: focusing by longitudinal magnetic field, electron cooling, generation of resonance γ -quant, explosive detection.