

P9-2009-34

О. В. Савченко

**ВЫБОР ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ
УСКОРИТЕЛЯ ПРОТОНОВ С РАЗРЕЗНЫМ
МАГНИТОМ ДЛЯ МЕДИКО-ТЕХНИЧЕСКОГО
КОМПЛЕКСА ЛЯП ОИЯИ**

Савченко О. В

P9-2009-34

Выбор основных параметров ускорителя протонов
с разрезным магнитом для Медико-технического комплекса ЛЯП ОИЯИ

Рассмотрен вариант ускорителя протонов с разрезным магнитом для Медико-технического комплекса ЛЯП ОИЯИ с уменьшенным (до 5 м) расстоянием между магнитными зеркалами. На основании проведенных оценок и расчетов сделан выбор всех основных параметров продольного и поперечного движения протонов, магнитной системы ускорителя и систем для инжекции, ускорения и вывода протонного пучка. Показана возможность практической реализации ускорителя и его перспективность для дальнейших исследований в области протонной терапии онкологических больных.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В.П. Дзелепова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2009

Savchenko O. V.

P9-2009-34

Selection of the Basic Parameters of the Proton Accelerator
with a Divided Magnet for the Medico-Technical Complex of the LNP, JINR

A variant of the proton accelerator with a divided magnet for Medico-Technical complex of the LNP, JINR, with decreased (to 5 m) space between magnetic mirrors is considered. Selection of the whole basic parameters of the longitudinal and transversal particle motion, magnetic system and systems for injection, acceleration and extraction of the proton beam is made on the basis of the performed estimations and calculations. The possibility of the practical realization of the accelerator and its prospect for a subsequent investigation in the field of proton therapy of cancer patients is shown.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2009

ВВЕДЕНИЕ

В работах [1, 2] автором этой статьи были предложены и рассмотрены два варианта ускорителя протонов нового типа: фазотрона с разрезным магнитом или рециркуляционного фазотрона, в котором магнитные поля всех отклоняющих магнитов являются постоянными, а частота ускоряющего напряжения и градиенты магнитных полей в фокусирующих линзах изменяются во времени по заданным программам. Сделан вывод о принципиальной осуществимости этих вариантов ускорителя.

Такие особенности предложенного ускорителя, как быстроцикличность (50–100 Гц), возможность изменения энергии выведенного протонного пучка (70–230 МэВ) и интенсивности протонов (10^7 – 10^9) в каждом цикле ускорения, приближают его к идеальному медицинскому ускорителю протонов, удовлетворяющему всем рекомендованным клиническим требованиям [3] и обеспечивающему в режиме трехмерного сканирования пучка доведение без потерь каждой группы ускоренных протонов до заданного места в опухолевом объеме пациента.

Кроме того, перечисленные особенности выгодно отличают предложенный ускоритель как от изохронного циклотрона [4, 5], имеющего фиксированную энергию ускоренных протонов и требующего дополнительных устройств для торможения и последующего анализа выведенного протонного пучка, что приводит к необходимости повышения (примерно на два порядка) интенсивности внутреннего пучка протонов и к значительному ухудшению радиационной обстановки внутри и снаружи изохронного циклотрона, так и от протонного синхротрона [6] с низкой (порядка 1 Гц) частотой циклов ускорения и сложностью в настройке и управлении из-за переменного во времени магнитного поля.

Все эти преимущества определяют перспективность и значимость предложенного ускорителя для реализации прецизионной трехмерной конформной протонной терапии онкологических больных с использованием наиболее прогрессивных методов активного формирования дозных полей путем трехмерного сканирования протонного пучка по объему опухоли.

Целью настоящей работы является выбор, обоснование и оптимизация всех основных параметров варианта ускорителя протонов с разрезным магни-

том, предложенного в [2], а также обоснование и конкретизация возможности его практической реализации.

1. ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА ТЕХНИЧЕСКОЙ РЕАЛИЗАЦИИ УСКОРИТЕЛЯ

Выбранная схема технической реализации ускорителя протонов с разрезным магнитом представлена на рис. 1. Имеется несколько отличий этой схемы от схемы, рассмотренной в [2]. Так, расстояние между магнитными зеркалами за счет использования более компактных элементов сокращено с 7 до 5 м, а радиус полукруглых полюсных наконечников при межполюсном зазоре 4 см и с учетом эффективной границы магнитного поля на прямолинейной части магнитного зеркала выбран равным 124 см.

Это позволяет довести максимальную энергию протонов на конечном радиусе 117 см в однородном магнитном поле с индукцией $B_0 = 2$ Тл до значения $T_{\max} = 235$ МэВ, которое соответствует пробегу протонов в мягкой ткани 34 г/см². В систему инжекции пучка введен септум-магнит с постоянным магнитным полем и ударный одновитковый магнит с разрезными ферритовыми кольцами. Для фокусировки частиц вместо четырех квадрупольных линз используется триплет, расположенный точно посередине обособленного прямолинейного промежутка. Апертура триплета выбрана равной 6 см. Система ускорения содержит три ферритовых резонатора, позволяющих увеличить суммарную величину высокочастотного напряжения в ускоряющих зазорах до $V_0 = 10$ кВ. Система вывода пучка на основе ударного магнита с разрезными ферритовыми кольцами дополнена септум-магнитом с импульсным питанием.

Каждое магнитное зеркало имеет две токовых обмотки с поперечным сечением 200×250 мм каждая, которые с коэффициентом заполнения 0,85 обеспечивают размещение 126 изолированных витков медной трубки сечением 26×26 мм и диаметром внутреннего отверстия для водяного охлаждения 16 мм. Магнитное поле $B_0 = 2$ Тл в зазоре 4 см может быть достигнуто примерно при 120 килоампервитках (токе 950 А), что основывается на экспериментально полученном магнитном поле в магните СП-37 с диаметром полюсов 1 м и межполюсным зазором 8 см, где поле $B_0 = 2$ Тл было достигнуто при 235 килоампервитках. Для одного магнитного зеркала сопротивление медной обмотки составляет $3,7 \cdot 10^{-2}$ Ом, падение напряжения при токе 950 А будет 35 В и потребляемая мощность составит 33,5 кВт.

Стальное ярмо магнитного зеркала, как и в варианте [2], собирается из готовых деталей демонтированной установки АРЕС весом 50 т и дополняется полюсными наконечниками и боковыми вставками общим весом 12 т, так что полный вес стали одного магнитного зеркала составит 62 т. При этом вес

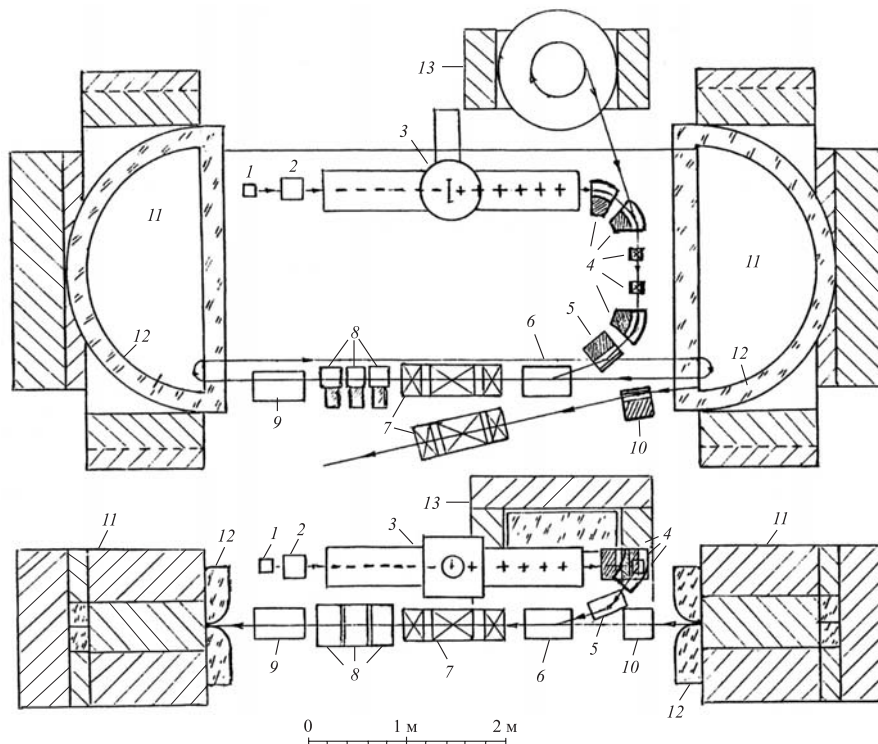


Рис. 1. Принципиальная схема технической реализации ускорителя протонов с разрезным магнитом: *а*) вид в плане; *б*) вид сбоку. 1 — источник H^- -ионов; 2 — магнитная соленоидальная линза; 3 — инжектор с перезарядной (H^- в H^+) фольгой; 4 — канал транспортировки протонного пучка из отклоняющих магнитов и квадрупольных линз; 5 — септум-магнит с постоянным магнитным полем; 6 — ударный магнит для ижекции протонного пучка; 7 — магнитные квадрупольные линзы (триплеты) с переменными во времени градиентами магнитных полей; 8 — ускоряющее устройство на основе ферритовых резонаторов; 9 — ударный магнит для вывода протонного пучка; 10 — септум-магнит с переменным магнитным полем; 11 — магнитные зеркала с постоянным магнитным полем; 12 — обмотки возбуждения магнитных зеркал; 13 — циклотрон-инжектор на энергию протонов 2–2,5 МэВ и ток пучка протонов ≈ 500 мкА

медной трубки обмотки возбуждения будет равным 3,7 т, и медной трубки в одной катушке демонтированной установки АРЕС, вес меди в которой достигает 10 т, с запасом хватит на изготовление обмоток возбуждения двух магнитных зеркал.

Таким образом, полный вес стали в рассматриваемом ускорителе составит около 125 т, вес меди — 7,4 т, а суммарная потребляемая мощность с учетом всех остальных электросистем ускорителя не превысит 90 кВт. Детальный расчет магнитных полей на ЭВМ позволит уточнить эти параметры.

2. СИСТЕМА ИНЖЕКЦИИ УСКОРИТЕЛЯ

Схема одного из вариантов инжекции рассматриваемого ускорителя аналогична схеме инжекции, описанной в работе [2].

В качестве источника отрицательных ионов водорода (H^- -ионов) может быть выбран один из объемных источников, рассмотренных в обзорной работе [7], как, например, источник лаборатории TRIUMF с параметрами: нормализованный эмиттанс $\varepsilon_N = \pi \cdot 0,6$ мм · мрад; ток пучка — 25 мА; напряжение — 25 кВ. При однооборотной инжекции за время около 200 нс величина импульсного тока источника для обеспечения 10^9 протонов за цикл ускорения не будет превышать 1 мА, и такой источник можно будет использовать при существенно сниженных токах H^- -ионов. Следует, однако, отметить, что такой источник необходимо будет дополнить управляющими электродами для срабатывания источника в заданный момент времени, а также формирования требуемой длительности сгустка H^- -ионов и его интенсивности. Энергия инжектируемых протонов выбрана равной 2 МэВ, что вместе с конфигурацией ускорителя определяет изменение частоты ускоряющего напряжения в пределах от 1,84 МГц в момент инжекции до 10,4 МГц при достижении энергии 235 МэВ. При этом периоды обращения протонов в начале и конце цикла ускорения составят соответственно 540 и 96 нс.

В основу конструкции ускорительного элемента инжектора, как и в [2], может быть положена разработка НИИЭФА по тандем-ускорителю протонов УП-2 [8], в котором сначала ускоряются H^- -ионы до энергии 1 МэВ, а затем H^- -ионы перезаряжаются в H^+ на тонкой (10 мкг/м²) углеродной пленке и во второй половине тандем-ускорителя H^+ увеличивают энергию до 2 МэВ.

Напряжение 1 МэВ с возможной нестабильностью $\pm 1\%$ предполагается подавать на высоковольтный электрод тандем-ускорителя с помощью малоомощного импульсного трансформатора с длительностью импульса около 1 мкс, что обеспечивает ускорение заряженных частиц из источника с длительностью сгустка H^- -ионов ≈ 180 нс и временем пролета сгустка около 200 нс через две секционированные ускорительные трубки длиной 2 м и средней напряженностью электрического поля в них около 10 кВ/см. При этом благодаря импульсному режиму работы источника H^- -ионов отпадает необходимость обеспечивать малую длительность переднего и заднего фронта высоковольтного импульса. Для альтернативного варианта инжекции протонного пучка в качестве ускорителя-инжектора предлагается использовать ма-

логабаритный циклотрон с энергией 2–2,5 МэВ, током выведенного пучка $\approx 0,5$ мА, который можно будет собрать на базе имеющегося в наличии серийного магнита СП-10 с диаметром полюсов 45 см, индукцией магнитного поля в зазоре 10 см, равной 1,2 Тл, и который будет работать в импульсном режиме с частотой циклов ускорения основного ускорителя с разрезным магнитом.

Преимуществом этого варианта инжекции является возможность его изготовления собственными силами ЛЯП ОИЯИ на основе использования большого опыта, накопленного в ОНУ ЛЯП по разработке и созданию циклотронов, а также исключение из схемы инжекции отдельного источника H^- -ионов и высоковольтной ускорительной трубки с перезарядной фольгой.

Протоны с энергией 2 МэВ далее транспортируются каналом из отклоняющих магнитов, квадрупольных линз и септум-магнита с постоянным магнитным полем и затем с помощью ударного магнита с ферритовыми разрезными кольцами, аналогичного разработанному в Протвино для быстрого вывода протонов из ускорителя с энергией 70 ГэВ [9], направляются в обособленный прямолинейный участок между двумя магнитными зеркалами. При выбранной энергии инжекции 2 МэВ расстояние от оси обособленного прямолинейного участка до первой обратной траектории составляет $2R_{нач} = 20,4$ см, и это позволяет разместить в образовавшемся воздушном промежутке ≈ 15 см все необходимое оборудование для ввода и вывода пучка протонов, его ускорения и поперечной фокусировки с учетом апертуры вакуумных камер 6 см.

В рассматриваемом ускорителе протонов для коммутации тока в ударном магните вместо искровых разрядников (как в Протвино) можно будет использовать водородные тиратроны ТГИ1-5000/50 с током до 5000 А, напряжением 50 кВ, частотой импульсов до 1000 Гц, длительностью фронта около 100 нс и нестабильностью времени задержки от импульса к импульсу ≈ 1 нс [10], а длину ударного магнита сократить до 0,5 м.

Индуктивность одновиткового ударного магнита с ферритовыми разрезными кольцами определяется выражением

$$L = \mu_0 \cdot l \cdot b/h \text{ Гн},$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, l — длина магнита (м), b и h — ширина апертуры и ее высота (м). Для выбранных параметров ударного магнита: $l = 0,5$ м; $b = h = 6 \cdot 10^{-2}$ м — индуктивность $L = 6,3 \cdot 10^{-7}$ Гн и скорость изменения тока $\Delta I/\Delta t$, определенная из выражения $V = L \cdot \Delta I/\Delta t$, где $V = 50$ кВ — напряжение тиратрона, составит $\Delta I/\Delta t = 8 \cdot 10^{10}$ А/с. Значение тока $5 \cdot 10^3$ А будет достигнуто за время $\Delta t = 63$ нс и с учетом длительности фронта самого тиратрона (≈ 100 нс) время установления и спада тока в ударном магните не превысит 200 нс, что при начальном периоде обращения протонов в ускорителе 540 нс и длительности сгустка протонов ≈ 180 нс полностью обес-

печивает беспрепятственное прохождение сгустка протонов уже при втором обороте вращения ускоряемых протонов.

Магнитное поле в зазоре ударного магнита $h = 6 \cdot 10^{-2}$ м при установившемся токе $I = 5 \cdot 10^3$ А, определяемое из выражения $B = \mu_0 \cdot I/h \approx 0,1$ Тл, отклоняет на длине $l = 0,5$ м инжектируемые протоны на угол $\alpha_{\text{инж}} = 300Bl/pc = 0,25$ рад или 14° , где $pc = 61,3$ МэВ/с — импульс инжектируемых протонов, что с запасом обеспечивает на длине 20 см после септум-магнита попадание протонного пучка без потерь в апертуру обособленного прямолинейного участка, равную 6 см.

3. ПРОДОЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ

Для ускоряющей системы, которая вместе с конфигурацией самого ускорителя определяет параметры продольного движения, предполагается использование трех ферритовых резонаторов с подмагничиванием, разработанных и опробованных в Институте ядерной физики имени Г. И. Будкера в Новосибирске [11]. Каждый такой резонатор обеспечивает перестройку высокочастотного напряжения с амплитудой до 3300 В в диапазоне частот 2,5–30,8 МГц за время 10 мс при частоте перестройки 50 Гц и максимальной скорости перестройки 5600 МГц/с. Так как в рассматриваемом ускорителе диапазон высокочастотного напряжения составляет 1,84–10,4 МГц, т. е. почти в три раза меньше, то не исключено получение на одном резонаторе более высокого, чем 3300 В, напряжения или уменьшение числа используемых резонаторов при сохранении суммарного напряжения на ускоряющих зазорах.

Частота обращения равновесной частицы (ν_s) и фактор автофазировки $K = -\frac{E_s}{\nu_s} \left(\frac{\partial \nu}{\partial E} \right)_s$ [12] определяются по формулам (2), (10) работы [2]:

$$\nu_s/\nu_0 = \beta/(1 + q\beta\gamma), \quad (1)$$

$$K = -\frac{\nu_0^2}{\nu_s^2} \cdot \gamma \cdot \frac{[\gamma^{-3} - q\beta/1 + \beta\gamma]}{(1 + q\beta\gamma)^2}, \quad (2)$$

где для данной конфигурации ускорителя с расстоянием между магнитными зеркалами $2l = 5$ м, $\nu_0 = c/4l = 30$ МГц, c — скорость света, β — относительная скорость протонов, $\gamma = E_s/M_p = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ — релятивистский фактор, $q = 2\pi \cdot M_p/300B_04l = 0,9823$, $M_p = 938,23$ МэВ — масса протона, $B_0 = 2$ Тл — индукция однородного магнитного поля в межполюсном зазоре магнитных зеркал, а критическая энергия ускоренных протонов, соответствующая $K = 0$, составляет $T_{\text{кр}} = 394$ МэВ. При этом следует отметить, что предельно допустимое минимальное значение критической энергии 235 МэВ получается при уменьшении расстояния между магнитными зеркалами до $2l_{\text{пр}} = 2,07$ м.

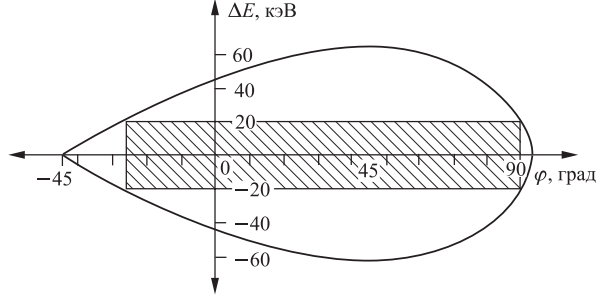


Рис. 2. Начальная сепаратриса фазового движения протонного пучка после инжекции протонов. Фазовая область, занятая инжектируемыми протонами, выделена прямоугольником с косой штриховкой

Инжектируемый ступок протонов с энергией 2 МэВ, длительностью ≈ 200 нс и разбросом по энергии $\pm 1\%$ ($\Delta E = \pm 20$ кэВ) хорошо вписывается в начальную сепаратрису фазового движения протонов, показанную на рис. 2 и определяемую выражениями (4.2), (4.3) работы [12]

$$\Delta E = \pm \left(\frac{eV E_s}{2\pi K} \right)^{1/2} [2(\sin \varphi + \sin \varphi_s - \varphi \cos \varphi_s - \varphi_s \cos \varphi_s)]^{1/2}, \quad (3)$$

где $V = V_0 = 10$ кВ — начальная амплитуда ускоряющего напряжения, E_s — полная энергия равновесной частицы, φ — фаза неравновесной частицы, $\varphi_s = 45^\circ$ — равновесная фаза, K — фактор автофазировки, определяемый формулой (2).

Для этой начальной сепаратрисы ($\Delta E_{\max} = 63,6$ кэВ при $\varphi = \varphi_s$) инжектируемые протоны заполняют только около 40 % ограниченной ею фазовой площади.

При дальнейшем ускорении ступка протонов и адиабатическом изменении параметров инвариантом движения является величина, определяемая выражением (4.12) работы [12]

$$\oint \frac{\Delta E d\varphi}{\nu_s} = 2 \left[\frac{eV E_s}{\pi \nu_s^2 K} \right]^{1/2} \int_{\varphi_{\min}}^{\varphi_{\max}} [(\sin \varphi + \sin \varphi_s) - (\varphi + \varphi_s) \cos \varphi_s] d\varphi = \text{const}, \quad (4)$$

где в нашем случае $\varphi_{\min} = -\varphi_s$, а φ_{\max} находится из выражения

$$\sin \varphi_{\max} + \sin \varphi_s = (\varphi_{\max} + \varphi_s) \cos \varphi_s,$$

и для $\varphi_s = 45^\circ$ $\varphi_{\max} \approx 94^\circ$.

Во избежание потерь протонов при их дальнейшем ускорении необходимо сохранить постоянство интеграла в выражении (4) или постоянство равновесной фазы, что может быть достигнуто при сохранении величины

$$\sqrt{\frac{eVE_s}{2\pi\nu_s^2K}} = \text{const}, \quad (5)$$

стоящей перед знаком интеграла в выражении (4), в течение всего цикла ускорения. При постоянном ускоряющем напряжении $V = V_0$ величина (5) возрастает примерно в четыре раза, что приводит к сокращению в такое же количество раз количества протонов в ускоряемом сгустке. Для устранения потерь протонов в процессе ускорения и сохранения постоянства равновесной фазы $\varphi_s = 45^\circ$ амплитуда ускоряющего напряжения должна изменяться как

$$V = V_0\nu_s^2K/E_s = V_0(\gamma^{-3} - q\beta/1 + q\beta\gamma)/(1 + q\beta\gamma)^2. \quad (6)$$

Аппроксимация этой зависимости простым выражением

$$V = V_0\gamma^{-10} \quad (7)$$

позволяет провести все необходимые вычисления в аналитическом виде и получить примерное представление о характере изменения величин: V ; $[eVE_s/2\pi\nu_s^2K]^{1/2}$, максимального разброса по энергии

$$\Delta E_{\text{max}} = \pm [2eVE_s(\sin\varphi_s - \varphi_s \cos\varphi_s)/\pi K]^{1/2},$$

ν_s и K , равновесных значений кинетической энергии и импульса T_s и P_s в зависимости от времени ускорения t в параметрическом виде. В этом случае согласно формуле (7) работы [2]

$$t = a^{-1} \cdot \int_0^{\beta\gamma} \gamma^{-10} (1 + q\beta\gamma) d(\beta\gamma), \quad (8)$$

где $a^{-1} = (\nu_0 V_0 \cdot \cos\varphi_s / M_p)^{-1} = 4,48$ мс, для $\nu_0 = 30$ МГц, $V_0 = 10$ кВ, $\cos\varphi_s = 1/\sqrt{2}$, $M_p = 938,23$ МэВ, и интеграл (8) вычисляется в виде элементарных функций. Полученные временные зависимости всех перечисленных величин представлены на рис. 3 и 4.

По сравнению со случаем $V = V_0 = \text{const}$ длительность времени одного цикла ускорения увеличивается с 4,3 до 14,4 мс, максимальный разброс энергии в конце цикла ускорения уменьшается с 1,4 до 0,45 МэВ, число оборотов за один цикл ускорения составит $n \approx 1,3 \cdot 10^5$, а изменение величины $[eVE_s/2\pi\nu_s^2K]^{1/2}$ в диапазоне энергий 70–235 МэВ не превысит 4,5 %.

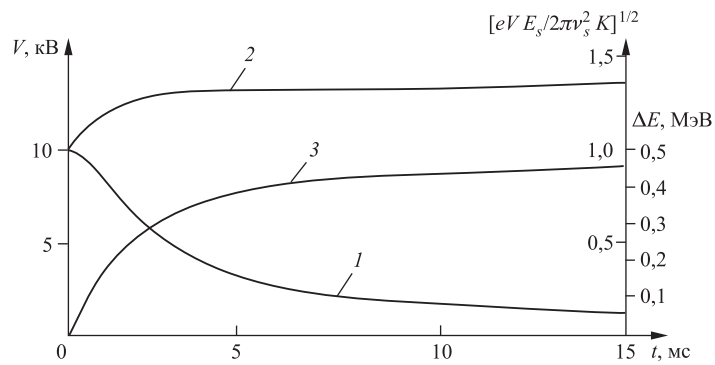


Рис. 3. Зависимость от времени ускорения: 1 — амплитуды ускоряющего напряжения $V = V_0 \gamma^{-10}$; 2 — фактора $[eV E_s / 2\pi \nu_s^2 K]^{1/2}$; 3 — максимального разброса ускоренных протонов по энергии ΔE_{\max}

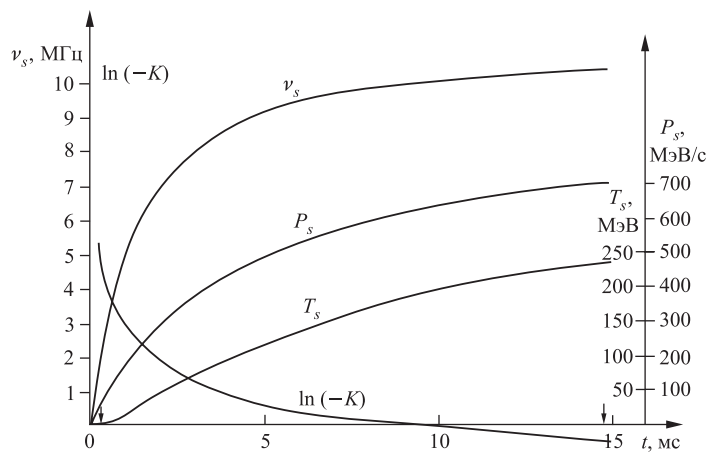


Рис. 4. Равновесные значения параметров продольного движения в зависимости от времени ускорения протонов, обеспечивающих фазовую устойчивость пучка в процессе ускорения: ν_s — частота ускоряющего напряжения в МГц; P_s — импульс протонов в МэВ/с; T_s — энергия протонов в МэВ; K — фактор автофазировки (в логарифмическом масштабе)

При этом полученная максимальная длительность одного цикла ускорения 14,4 мс позволит без особых затруднений осуществить частоту циклов ускорения до 50 Гц.

В рассмотренном частном примере потери интенсивности ускоренных протонов до 30 % происходят только до энергии 50 МэВ. При точном расчете на ЭВМ они могут оказаться существенно меньшими из-за неполного ($\approx 40\%$) заполнения фазовой площади протонным пучком в момент инжекции.

4. ПОПЕРЕЧНОЕ ДВИЖЕНИЕ

Основные особенности устойчивости поперечного движения и резонансной устойчивости бетатронных колебаний для варианта ускорителя протонов с разрезным магнитом были рассмотрены в работе [2].

Для варианта такого ускорителя с расстоянием между магнитными зеркалами, уменьшенным до $2l = 5$ м, поперечная фокусировка осуществляется магнитной квадрупольной линзой, представляющей собой триплет, подобный используемой на фазотроне ОИЯИ линзе типа МЛПК, в котором средняя секция в два раза длиннее каждой крайней секции с эффективной длиной 25 см, а диаметр апертуры выбран равным 6 см. При этом средняя и крайние секции записываются разного значения переменными во времени токами противоположной полярности. Для приемлемого уменьшения вихревых токов детали стального ярма и полюсных наконечников должны быть изготовлены из набора изолированных слоев листовой стали толщиной около 0,5 мм.

Градиенты магнитного поля в таком триплете, рассчитанные по формулам (22)–(27) работы [2], изображены на рис. 5. Выбранные частоты бетатронных колебаний Q_r и Q_z в горизонтальной и вертикальной плоскостях сохраняют свои прежние значения $Q_r = 0,21$ и $Q_z = 0,29$, и для удержания их в пределах

$$Q_r = 0,21 \pm 0,04 \text{ и } Q_z = 0,29 \pm 0,04 \quad (9)$$

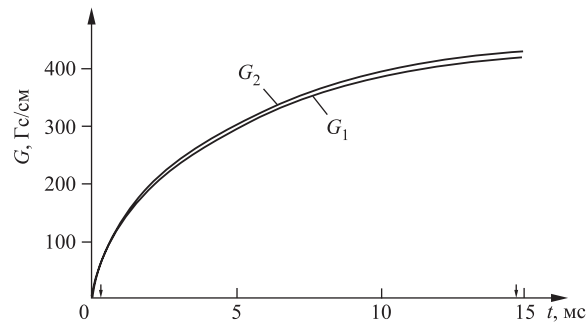


Рис. 5. Зависимость от времени ускорения градиентов магнитного поля в средней (G_1) и крайних (G_2) секциях триплета, обеспечивающих поперечную фокусировку и резонансную устойчивость протонов в процессе ускорения

точность изменяющихся во времени величин градиентов магнитного поля в средней и крайних секциях триплета в каждый момент времени цикла ускорения протонов должна составлять $\pm 2,5\%$, что является вполне выполнимой технической задачей. Максимальное количество протонов $\approx 10^9$ в каждом цикле ускорения значительно меньше величины $3 \cdot 10^{10}$, которая может оказать заметное влияние на сдвиг бетатронной частоты и увеличение эмиттанса пучка [6].

Горизонтальный ε_r и вертикальный ε_z аксептансы рассматриваемого ускорителя, рассчитанные по формулам (13), (19) работы [2], будут составлять для выбранных Q_r и Q_z

$$\varepsilon_r = \pi \cdot 7,8 \text{ см} \cdot \text{мрад}, \quad \varepsilon_z = \pi \cdot 7,4 \text{ см} \cdot \text{мрад}, \quad (10)$$

для начальной траектории ускорения протонов и

$$\varepsilon_r = \pi \cdot 7,8 \text{ см} \cdot \text{мрад}, \quad \varepsilon_z = \pi \cdot 4,5 \text{ см} \cdot \text{мрад}, \quad (11)$$

— для конечной траектории ускорения. Эти значения аксептансов ускорителя следует сравнить с величинами эмиттанса протонного пучка в начале и конце цикла ускорения.

Как уже отмечалось в разделе 2 настоящей работы, выбранный источник H^- -ионов имеет нормализованный эмиттанс $\varepsilon_N = \pi \cdot 0,6 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$. На выходе такого источника с напряжением 20 кВ ($\beta = 0,0065$) эмиттанс пучка ионов будет составлять $\varepsilon_{\text{ист}} = \varepsilon_N / \beta \gamma \approx \pi \cdot 10 \text{ см} \cdot \text{мрад}$, а после прохождения ускорительной трубки инжектора и увеличения энергии до 2 МэВ ($\beta \approx 0,065$) эмиттанс пучка протонов уменьшится до $\varepsilon_{\text{инж}} \approx 1 \text{ см} \cdot \text{мрад}$, что примерно в восемь раз меньше аксептанса ускорителя в начале цикла ускорения.

В конце цикла ускорения протонов при достижении энергии 235 МэВ ($\beta \approx 0,6$; $\gamma = 1,25$) эмиттанс протонного пучка будет составлять $\varepsilon_{\text{кон}} = \pi \cdot 0,8 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$, что уже во много десятков раз меньше аксептанса ускорителя для конечных траекторий пучка протонов.

Поперечные размеры протонного пучка в процессе ускорения связаны с изменениями эмиттанса пучка и матрицей перехода следующим образом.

Максимальное значение огибающей пучка в горизонтальной плоскости $X_{\text{max}}(S)$ определяется выражением [13, 14]

$$X_{\text{max}}(S) = [\varepsilon_r \cdot \beta_r(S) / \pi]^{\frac{1}{2}} + D(S) \cdot \Delta p / p, \quad (12)$$

где $\beta_r(S)$ — структурная функция, связанная с матрицей перехода из точки S в точку $(S + L)$, отстоящую на длину периода L , соотношением [13]

$$\beta_r(S) = m_{12} / \sin \mu, \quad (13)$$

где m_{12} — элемент матрицы перехода M из точки S в $S + L$, $\mu = \arccos S_p(M/2)$, $D(S) = 2R$ — дисперсионная функция, которая для относительного импульсного разброса пучка $\Delta p/p$ вызывает увеличение амплитуды радиальных колебаний в промежутке между магнитными зеркалами на величину $2R\Delta p/p$ для траектории с радиусом кривизны R в этих зеркалах.

В случае вертикальных колебаний дисперсия отсутствует и максимальное значение огибающей в вертикальной плоскости будет

$$Z(S)_{\max} = [\varepsilon_z \cdot \beta_z(S) / \pi]^{1/2}. \quad (14)$$

Рассчитанные по формулам (12)–(14) структурные функции, дисперсия и огибающие протонного пучка для начала и конца цикла ускорения приведены на рис. 6. Максимальные значения огибающей пучка в середине триплета в начале цикла ускорения составляют $X_{\max \text{ нач}} = Z_{\max \text{ нач}} \approx 10$ мм и в конце цикла ускорения уменьшаются до $X_{\max \text{ кон}} = 2,8$ мм и $Z_{\max \text{ кон}} = 3,7$ мм.

Посредине между магнитными зеркалами максимальные значения огибающих равны соответственно $X_{\max \text{ нач}} = 11,2$ мм и $Z_{\max \text{ нач}} = 6,3$ мм в начале цикла ускорения и $X_{\max \text{ кон}} = 4,7$ мм и $Z_{\max \text{ кон}} = 2,2$ мм в конце цикла ускорения.

Таким образом, размеры протонного пучка на выходе из ускорителя будут составлять в горизонтальной и вертикальной плоскостях $5,6 \times 7,4$ мм при максимальной энергии 235 МэВ и $8,0 \times 10,6$ мм при конечной энергии 70 МэВ. Размеры сфокусированного пучка в кроссовере на расстоянии ≈ 10 м от места выхода при энергии протонов 235 МэВ уменьшатся примерно в $\sqrt{2}$ раз до $4,0 \times 5,2$ мм, что близко к оптимальным размерам пучка в методе трехмерного сканирования.

Все проведенное выше рассмотрение поперечного движения было сделано в предположении тонких линз, отсутствия рассеянных магнитных полей и искажения однородного магнитного поля. Детальные расчеты на ЭВМ позволят учесть изменения градиентов магнитного поля для конечной длины квадрупольных линз и реальной формы рассеянного поля на передней границе магнитного зеркала, а также определить точность к формированию магнитного поля.

Наиболее существенным может оказаться влияние рассеянного магнитного поля на вертикальное движение в начале цикла ускорения протонного пучка. Оценка этого эффекта приводит к следующим результатам.

Можно показать, что при нормальном входе пучка на передней границе магнитного зеркала выходящий пучок также будет направлен по нормали к этой границе при одинаковой зависимости рассеянного магнитного поля вдоль этой нормали для каждой точки границы. Действительно, при отклонении пучка в таком поле его траектория обязательно проходит через точку, в которой производная равна нулю, и далее в силу симметрии магнитного поля

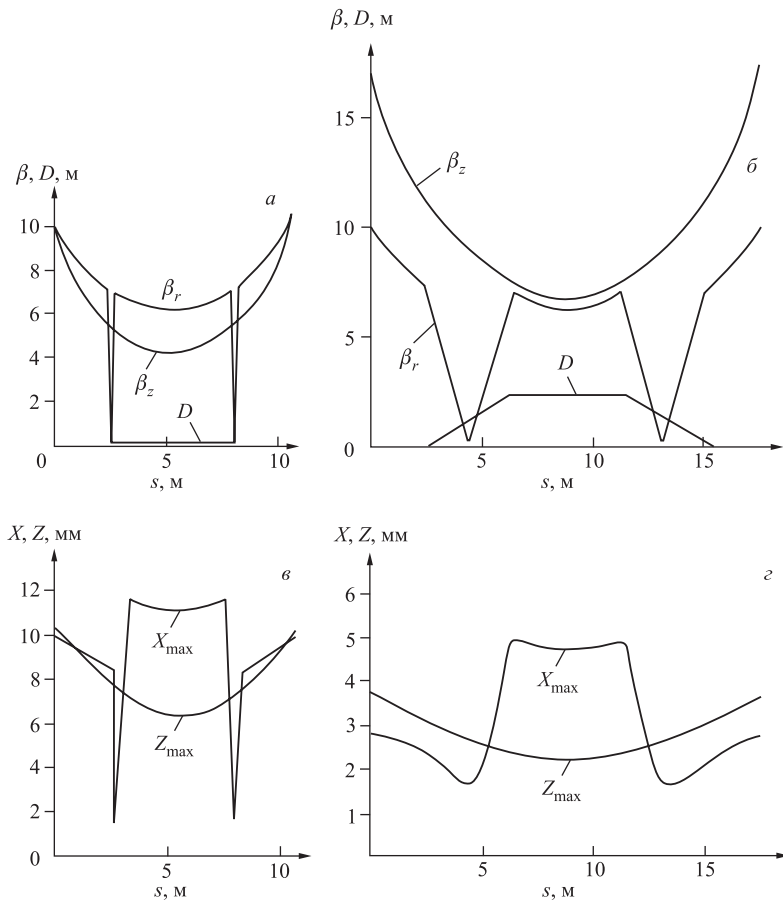


Рис. 6. Структурные функции β_r и β_z в горизонтальной и вертикальной плоскостях, а также дисперсионная функция D_r для начала (а) и конца (б) цикла ускорения протонов. Огибающие пучка $X_{\text{max}}, Z_{\text{max}}$ в горизонтальной и вертикальной плоскостях в начале (в) и в конце (г) цикла ускорения протонов. По горизонтальной оси расстояние S от середины триплета для начальной и конечной траекторий протонного пучка

относительно нормали к передней границе магнитного зеркала, проходящей через эту точку, вторая часть траектории будет зеркально повторять первую.

В первом приближении влияние рассеянного магнитного поля на вертикальное движение будет определяться действием тонкой линзы на границе магнитного поля с оптической силой $\text{tg } \beta / \rho$, где β — угол между нормалью к границе и направлением входа пучка, а ρ — радиус кривизны в однород-

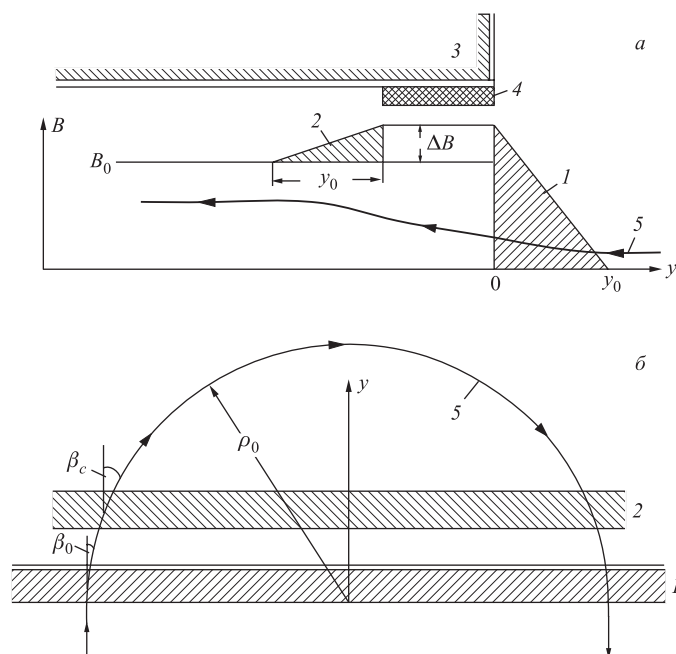


Рис. 7. Поясняющая схема компенсации вертикальной дефокусировки на краю полюса магнитного зеркала: *a* — форма магнитного поля для расчета компенсации вертикальной дефокусировки, аппроксимированная треугольным распределением; *б* — траектория протонного пучка, пересекающая области неоднородного магнитного поля. 1 — область увеличения магнитного поля; 2 — область уменьшения магнитного поля; 3 — край полюса; 4 — шимма; 5 — траектория протона; y_0 — протяженность участков подъема и спада магнитного поля; B_0 — величина однородного магнитного поля; ΔB — величина превышения магнитного поля вблизи края полюса; ρ_0 — радиус кривизны протона в поле B_0 ; β_c — угол поворота пучка в области 2

ном магнитном поле. В нашем случае $\beta = 0$, и такое влияние, казалось бы, полностью отсутствует. Однако протоны, проходя область неоднородного магнитного поля, испытывают конечное отклонение в таком поле, что приводит к отличной от нуля вертикальной дефокусировке.

Величину оптической силы P_0 такой дефокусирующей линзы для инжектируемых протонов можно оценить в предположении треугольной формы рассеянного магнитного поля, простирающегося на расстояние y_0 от края полюса (рис. 7). В этом случае простой расчет приводит к углу отклонения β в таком поле в горизонтальной плоскости, равному $\sin \beta_0 \approx \beta_0 = 1/2 \cdot y_0/\rho_0 \approx 0,1$ для $y_0 = 2$ см и $\rho_0 = 10$ см, и вертикальная дефокусировка характеризуется линзой с оптической силой $P_0 = 1/f_0 = 1/\rho_0 \cdot y_0/6\rho_0 =$

$1/300 \text{ см}^{-1}$ или фокусным рассеянием $f_0 = 300 \text{ см}$. В горизонтальной плоскости влияние рассеянного магнитного поля приведет к дополнительной фокусировке такой же величины.

Появление вертикальной дефокусировки на передней границе магнитного зеркала может быть, в принципе, скомпенсировано изменением (увеличением) величины вертикальной фокусировки в триплете.

Однако для протонов в начале цикла ускорения это изменение может быть весьма значительным и приведет к сужению допустимого интервала изменения градиентов магнитного поля в области устойчивости вертикального движения в несколько раз. Поэтому представляет интерес рассмотреть способы компенсации вертикальной дефокусировки на границе магнитного поля.

Так, например, если на границе полюса (рис. 7) образовать с помощью шиммирования область увеличения магнитного поля с последующим спадом в области углов поворота β_c , то при росте поля на 10% и такой же протяженности области спада полная компенсация наступит при условии $0,1\beta_c/\rho_0 = 1/\rho_0 \cdot \beta_0/3$, или $\beta_c = 10/3 \cdot \beta_0 \approx 0,3 \approx 20^\circ$.

При этом следует отметить, что такой способ компенсации будет иметь место и для дополнительной горизонтальной фокусировки, и он не зависит от энергии протонов во время цикла ускорения.

Конечно, достаточно точно изменение формы магнитного поля у края полюса можно будет рассчитать на ЭВМ только для реально измеренной формы рассеянного магнитного поля на входной границе магнитного зеркала и тем самым уменьшить эффект вертикальной дефокусировки до приемлемого уровня.

Дополнительное повышение устойчивости вертикального движения может быть достигнуто небольшим расширением межполюсного зазора от передней границы магнитного зеркала к противоположному краю, как это уже было рассмотрено в [1], что позволит создать слабую вертикальную фокусировку во всем диапазоне изменения импульсов ускоряемых протонов.

Оценка влияния пространственного заряда на устойчивость поперечного движения (сдвиг бетатронной частоты ΔQ), сделанная по формуле (6) работы [14], приводит к значению

$$\Delta Q = \frac{3r_0NR_0}{4\pi\eta Q_0\beta^2\gamma^3a^2} \approx 2 \cdot 10^{-2},$$

где $r_0 = 1,54 \cdot 10^{-16} \text{ см}$; $N \approx 10^9$ — максимальное число протонов в цикле ускорения; $R_0 \approx 1,6 \cdot 10^2 \text{ см}$ — средний радиус орбиты; $\eta \approx 1/3$ — фактор продольной группировки частиц; $Q_0 \approx 0,25$; $\beta^2 \approx 4 \cdot 10^{-3}$; $\gamma \approx 1$ для энергии инжекции $\approx 2 \text{ МэВ}$; $a \approx 1 \text{ см}$ — радиус пучка при инжекции. Такой сдвиг, максимальный при энергии инжекции, значительно меньше допустимых интервалов изменения Q : $Q_r = 0,21 + 0,04$; $Q_z = 0,29 + 0,04$, определенных в [2].

Возмущение идеальной орбиты в рассматриваемом ускорителе, вызванное искажениями однородного магнитного поля B_0 в магнитных зеркалах, можно оценить из выражения (70) работы [14]:

$$\overline{\Delta x^2} = \frac{\pi^2 \beta_r \overline{\beta_r}}{n \sin^2(\pi Qx)} \left(\frac{\Delta B}{B_0} \right)^2, \quad (15)$$

где β_r — структурная функция, определяемая согласно соотношению (13), а n — число отклоняющих магнитов.

В нашем случае $\beta_r \approx 10^3$ см, $Q_x = 0,21$, $n = 2$ и допустимое отклонение идеальной орбиты на $\Delta x = \pm 1$ см возникает при среднеквадратичном разбросе $\sqrt{\left(\frac{\Delta B}{B_0} \right)^2} = 2,7 \cdot 10^{-4}$, или при $B_0 = 2$ Тл, $\Delta B = \pm 5,4$ Гс, что реально достижимо, если учесть опыт формирования магнитного поля фазотрона ОИЯИ с точностью до 2–3 Гс [15, 16].

Такое же отклонение в вертикальной плоскости ($\Delta z = \pm 1$ см) будет вызывать неточность горизонтальной юстировки плоскости магнитных зеркал в пределах $\Delta \Theta = \pm 0,3$ мрад, соответствующая разнице высот краев полюса $\Delta h = 0,4$ мм, вполне регистрируемой стандартными геодезическими приборами.

5. ВЫВОД ПРОТОННОГО ПУЧКА

Схема вывода протонного пучка показана на рис. 8.

Необходимое для однооборотного вывода отклонение пучка от идеальной орбиты осуществляется ударным магнитом с разрезными ферритовыми кольцами, расположенными в конце обособленного прямолинейного участка вплотную к обмотке возбуждения магнитного зеркала. При этом величина тока возбуждения в одновитковом ударном магните и связанного с ним значения импульсного магнитного поля устанавливаются в каждом цикле ускорения в строгом соответствии с заданной величиной конечной энергии протонного пучка в диапазоне 70–235 МэВ.

Ударный магнит, аналогичный ударному магниту в канале инжекции протонного пучка, при тех же геометрических размерах и параметрах тока возбуждения обеспечит отклонение протонного пучка с максимальной энергией 235 МэВ на угол $\alpha_{\text{кон}} = \alpha_{\text{инж}} \cdot P_{\text{инж}}/P_{\text{max}} \approx 22$ мрад = $1,25^\circ$, где $\alpha_{\text{инж}} = 0,25$ рад — угол отклонения инжектируемого пучка, а $P_{\text{инж}} = 61,3$ МэВ/с и $P_{\text{max}} = 704$ МэВ/с — импульсы пучка при инжекции и выводе. При этом отклонение пучка от осевой линии на выходе ударного магнита длиной 0,5 м составит $\Delta x_1 \approx 0,55$ см в сторону от оси симметрии магнитного зеркала, а смещение на эффективной границе поля магнитного зеркала на расстоянии 30 см от ударного магнита достигнет величины $\Delta x_2 = 1,2$ см в ту же

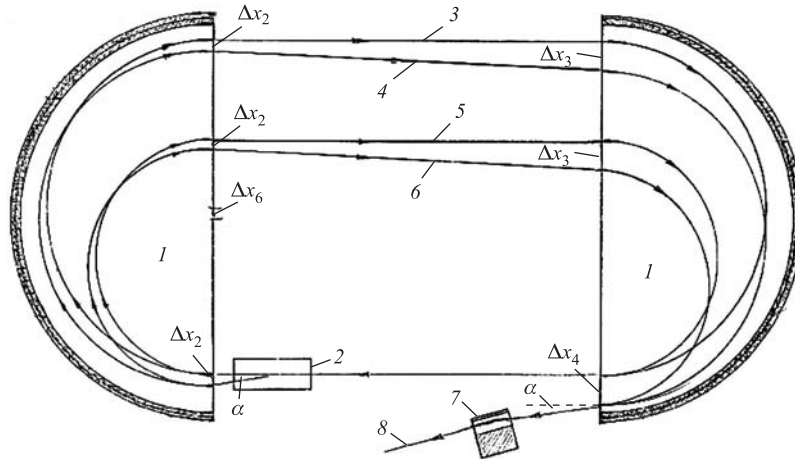


Рис. 8. Поясняющая схема (не в масштабе) вывода протонного пучка для максимальной и промежуточной энергии; 1 — магнитные зеркала; 2 — ударный магнит; 3 — идеальная (не отклоненная) траектория для максимальной энергии; 4 — траектория вывода для максимальной энергии; 5 — идеальная траектория для промежуточной энергии; 6 — траектория вывода для промежуточной энергии; α — угол отклонения пучка в ударном магните; $\Delta x_{2,3,4}$ — смещение пучка в различных точках траектории вывода протонного пучка (пояснение в тексте); Δx_6 — смещение продольной оси магнитных зеркал; 7 — септум-магнит с переменным магнитным полем; 8 — траектория выведенного пучка

сторону. После прохождения однородного магнитного поля смещение траектории на выходе из первого магнитного зеркала по отношению к идеальной траектории будет в силу симметрии также равняться 1,2 см в направлении от оси симметрии магнитного зеркала. При этом угол отклонения от идеальной траектории, но уже вправо по направлению движения протонного пучка останется равным $\alpha_{\text{кон}} = 1,25^\circ$.

На участке $2l = 5$ м между двумя магнитными зеркалами добавится смещение $\Delta x_3 = 2l \cdot \alpha_{\text{кон}} = 10,85$ см, которое вместе с первоначальным отклонением $\Delta x_2 = 1,2$ см приведет к суммарному отклонению во внешнюю сторону от оси обособленного прямолинейного промежутка, равному $\Delta x_4 = 12,05$ см. Такое отклонение, достижимое при максимальном токе тиратрона 5000 А, значительно превосходит величину $\Delta x_5 = 8$ см, которая с запасом обеспечивает беспрепятственное попадание протонного пучка после прохождения второго магнитного зеркала в апертуру септум-магнита с переменным магнитным полем, поворачивающего пучок на угол $\approx 10^\circ$ и направляющего его на вход канала для дальнейшей транспортировки протонного пучка. При этом следует отметить, что полукруговая траектория протонного пучка сме-

щается вглубь от передней границы первого магнитного зеркала на расстояние $\Delta l_{\max} = R_{\max} \cdot \alpha_{\text{кон}} \approx 2,55$ см, что еще находится в области однородного магнитного поля. Во избежание попадания выводимого протонного пучка в рассеянное магнитное поле на краю полукругового полюса второго магнитного зеркала продольная ось симметрии между крайними траекториями с максимальной энергией должна быть смещена в сторону от прямолинейного промежутка на расстояние $\Delta x_6 = 3$ см, которое еще не выводит траектории протонного пучка с максимальной энергией 235 МэВ с $R_{\max} = 117$ см за пределы области однородного магнитного поля, ограниченного $R = 122$ см.

Необходимым требованием к системе импульсного питания ударного и септум-магнита для вывода протонного пучка должно быть строгое соответствие момента включения и величин импульсных токов моменту достижения заданного значения энергии (импульса) выводимых протонов.

Длительность переднего фронта импульсного магнитного поля в ударном магните для выбранного значения $\varphi_s = 45^\circ$ должна быть не больше $2/3$ периода высокочастотного поля, равного для максимальной энергии протонов 235 МэВ $T_{\text{кон}} = 94$ нс, т. е. $\tau_{\text{фронта}} \approx 60$ нс.

С учетом длительности фронта импульса от самого тиратрона примерно 100 нс длительность фронта менее 60 нс может быть получена с помощью обострителей переднего фронта импульса, использующих явление возбуждения ударных электромагнитных волн в линиях передачи с нелинейными свойствами.

Такая низкоимпедансная нелинейная квазикоаксиальная линия с применением ферритовых колец, разработанная в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ [17], имеет волновое сопротивление 3,5–5,0 Ом и при 300 ячейках, уложенных на длине 75 см, уменьшает длительность переднего фронта от 100 до 10 нс. Для использования этой методики в нашем случае потребуется значительно уменьшить волновое сопротивление ударного магнита путем увеличения погонной емкости, как это предложено в [17]. Волновое сопротивление около 10 Ом, обеспечивающее в ударном магните с индуктивностью $L \approx 6,3 \cdot 10^{-7}$ Гн ток 5000 А при напряжении тиратрона 50 кВ, может быть получено при суммарной распределенной емкости $C \approx 6300$ пФ, что возможно осуществить путем секционирования ферритовых колец и размещения дополнительных сосредоточенных емкостей в пространстве между наружным диаметром ферритовых колец и внешним цилиндрическим электродом ударного магнита.

Для септум-магнита, в котором отсутствует влияние рассеянного магнитного поля на движение протонного пучка в обособленном прямолинейном промежутке, столь строгие требования к фронту импульса не являются необходимыми и длительность переднего и заднего фронта импульса тока может быть увеличена примерно до 1 мс.

Основные параметры ускорителя протонов с разрезным магнитом

Энергия инжекции, МэВ	2
Конечная энергия, МэВ	70–235
Энергетический разброс, МэВ, в интервале 70–235 МэВ	0,32–0,45
Эмиттанс пучка при инжекции, мм · мрад	$\pi \cdot 10$
Эмиттанс выведенного пучка, мм · мрад	$\pi \cdot 0,8$
Размер пучка при инжекции, мм	$\phi 20$
Размеры выведенного пучка при энергии 235 МэВ, гор., верт., мм	5,6 · 7,4
Размеры сфокусированного пучка в кроссовере на расстоянии 10 м от места выхода при энергии 235 МэВ, гор., верт., мм	4,0 · 5,2
Акцептанс ускорителя для начальной траектории; гор., верт., мм · мрад	$\pi \cdot 78; \pi \cdot 74$
Акцептанс ускорителя для конечной траектории; гор., верт., мм · мрад	$\pi \cdot 78; \pi \cdot 45$
Максимальные значения структурных функций β_r и β_z , м	10,0–17,4
Максимальная дисперсия, м	2,5
Частоты бетатронных колебаний Q_r и Q_z	0,21; 0,29
Равновесная фаза и фазовая протяженность пучка, град	45; 139
Период фазовых колебаний в начале и конце цикла ускорения, мкс	33,5; 388
Максимальная амплитуда ускоряющего напряжения, кВ	10
Диапазон изменения частоты ускоряющего напряжения, МГц	1,84–10,4
Длительность одного цикла ускорения, мс	15
Число оборотов за цикл ускорения	$1,4 \cdot 10^5$
Частота циклов ускорения, Гц	50
Индукция постоянного магнитного поля, Тл	2,0
Межполюсной зазор, см	4
Максимальный градиент магнитного поля в триплете, Гс/см	430
Апертура триплета, см	6
Габариты ускорителя: длина, ширина, высота, м	8,8 · 4,0 · 1,6
Вес стальных деталей двух магнитных зеркал, т	125
Вес меди в обмотках возбуждения, т	7,5
Мощность, потребляемая магнитными зеркалами, кВт	65
Мощность питания остальных систем, кВт	25
Максимальная интенсивность выведенного протонного пучка, c^{-1}	$5 \cdot 10^{10}$

6. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Все основные выбранные параметры рассматриваемого ускорителя протонов с разрезным магнитом суммированы в таблице. Детальные расчеты на ЭВМ, конечно, могут изменить эти параметры, однако эти уточнения не повлияют на основной вывод о принципиальной осуществимости и практиче-

ской реализуемости рассматриваемого ускорителя. Помимо уже отмеченных во введении таких важных функциональных преимуществ ускорителя протонов с разрезным магнитом, как возможность изменять энергию и интенсивность протонного пучка в каждом цикле ускорения, рассматриваемый ускоритель по сравнению с проектными данными изохронного циклотрона [5] имеет вдвое меньший вес и потребляемую мощность, что значительно снижает стоимость его изготовления и расходы на эксплуатацию. Кроме того, в рассматриваемом ускорителе все элементы системы инжекции, ускорения и вывода протонного пучка вынесены за пределы магнитного поля и не требуют разборки магнитных зеркал при наладочных или ремонтных работах, что существенно облегчает его обслуживание.

Наличие готовых деталей ярма магнитных зеркал весом каждая не более 20 т, не требующих дополнительной обработки, и медной трубки для изготовления обмоток возбуждения, а также возможность использования хорошо

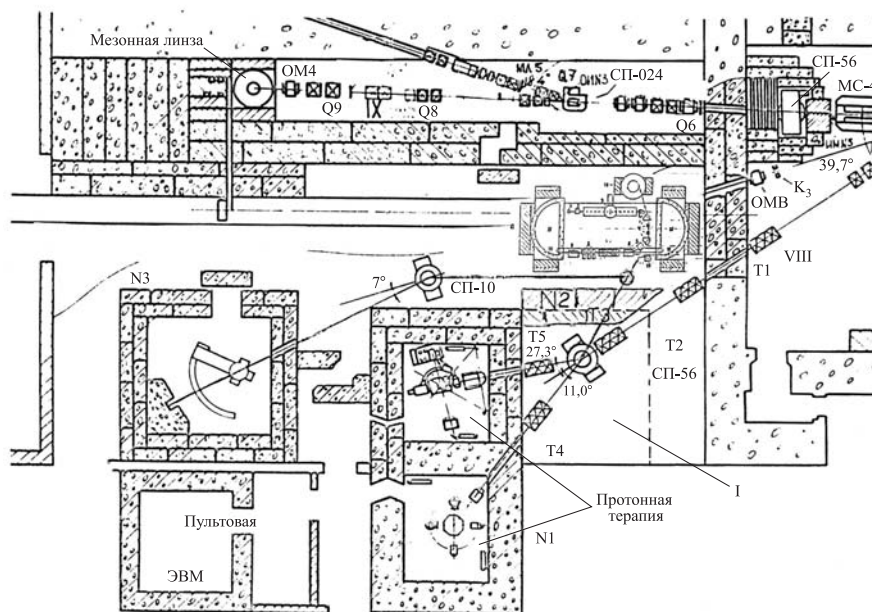


Рис. 9. Возможный вариант расположения ускорителя протонов с разрезным магнитом в здании Медико-технического комплекса Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, обеспечивающий независимость монтажа, наладки и эксплуатации такого ускорителя от работы действующего фазотрона ОИЯИ

известных и апробированных элементов ускорительной техники позволяют существенно сократить затраты на изготовление ускорителя и создают благоприятные условия для практической реализации ускорителя протонов с разрезным магнитом силами Лаборатории ядерных проблем и его последующей установки в здании Медико-технического комплекса ЛЯП ОИЯИ, как это показано на рис. 9, что позволит заменить фазотрон ОИЯИ на ускоритель с существенно меньшим потреблением энергии и осуществить проведение дальнейших исследований по протонной терапии онкологических больных и разработке новых, перспективных методов активного формирования дозных полей и облучения пациентов путем трехмерного сканирования протонного пучка по объему опухоли.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрен вариант ускорителя протонов с разрезным магнитом, в котором расстояние между магнитными зеркалами уменьшено до 5 м. На основании проведенных оценок и расчетов сделаны выбор, обоснование и оптимизация всех основных параметров магнитной системы ускорителя, параметров продольного и поперечного движения протонов, систем инъекции, ускорения и вывода протонного пучка. Проведено сравнение с другими типами ускорителей

Использование хорошо известных и апробированных элементов ускорительной техники, а также наличие готовых деталей и материалов позволяют существенно сократить затраты на изготовление ускорителя и создают благоприятные возможности для практической реализации ускорителя протонов с разрезным магнитом силами Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, его последующей установки в Медико-техническом комплексе ЛЯП ОИЯИ и применения в дальнейших исследованиях по протонной терапии онкологических больных и разработке перспективных методов активного формирования дозных полей и облучения пациентов путем трехмерного сканирования протонного пучка по объему опухоли.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Савченко О. В.* Сообщ. ОИЯИ Р9-2007-60. Дубна, 2007.
2. *Савченко О. В.* Сообщ. ОИЯИ Р9-2008-21. Дубна, 2008.
3. *Хорошков В. С.* // Медицинская физика. 2005. №4. С. 6.
4. *Аленицкий Ю. Г. и др.* Сообщ. ОИЯИ Р-2004-32. Дубна, 2004.

5. *Alenitsky Yu. G. et al.* // Proc. of XIX RUPAC (Russian Particle Accelerator Conference), Dubna, October 4–8, 2004. P. 162.
6. *Мицын Г. В. и др.* Сообщ. ОИЯИ Р9-2003-105. Дубна, 2003.
7. *Новиков Д. Л.* Сообщ. ОИЯИ Р9-2001-138. Дубна, 2001.
8. *Голубев Д. П. и др.* // Труды XII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1992. Т. 1. С. 132.
9. *Асеев А. А. и др.* // Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Т. 2. М.: Наука, 1973. С. 160.
10. *Вахрушин Ю. П., Анацкий А. И.* Линейные индукционные ускорители. М.: Атомиздат, 1978. С. 85, 91 и 94.
11. *Авербух И. И.* // ПТЭ. 1978. №4. С. 19.
12. *Абдульманов В. Г. и др.* // ПТЭ. 1976. №3. С. 24.
13. *Arbuzov V. S. et al.* // Proc. of XIX RUPAC, Dubna, October 4–8, 2004. P. 95.
14. *Коломенский А. А., Лебедев А. Н.* Теория циклических ускорителей. М.: ФМЛ, 1962. С. 149, 154, 158.
15. *Лебедев А. Н., Шальнов А. В.* Основы физики и техники ускорителей. М.: Энергоиздат, 1991. С. 67, 69, 83, 84.
16. *Пашков П. Т.* Основы теории протонного синхротрона. ИФВЭ 99-42. Протвино, 1999. С. 9, 10, 20, 50.
17. *Аленицкий Ю. Г. и др.* Сообщ. ОИЯИ Р9-81-664. Дубна, 1981.
18. *Аленицкий Ю. Г. и др.* Сообщ. ОИЯИ Р9-84-152. Дубна, 1984.
19. *Харьюзов Р. В., Швец В. А.* Сообщ. ОИЯИ 13-8709. Дубна, 1975.

Получено 2 марта 2009 г.

Редактор М. И. Зарубина

Подписано в печать 4.06.2009.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,56. Уч.-изд. л. 1,81. Тираж 270 экз. Заказ № 56618.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/