

Д-405

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

16 - 3491



В.П. Джелепов, В.И. Комаров, О.В. Савченко

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

СОЗДАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ  
НА СИНХРОЦИКЛОТРОНЕ  
ЛАБОРАТОРИИ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ ОИЯИ  
ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ И ДРУГИМ  
МЕДИКО-БИОЛОГИЧЕСКИМ ПРОБЛЕМАМ.

1. ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКА  
ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 100– 200 МЭВ

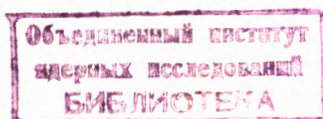
1967.

16 - 3491

В.П. Джелепов, В.И. Комаров, О.В. Савченко

СОЗДАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ  
НА СИНХРОЦИКЛОТРОНЕ  
ЛАБОРАТОРИИ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ ОИЯИ  
ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ И ДРУГИМ  
МЕДИКО-БИОЛОГИЧЕСКИМ ПРОБЛЕМАМ.

1. ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКА  
ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 100- 200 МЭВ



5347/3 пр.

В 1946 году Вильсоном <sup>/1/</sup> впервые было указано на возможность применения тяжелых заряженных частиц высоких энергий для облучения глубоко расположенных опухолей и было отмечено, что такие пучки обладают рядом особенностей, выгодно отличающих их от  $\gamma$ -квантов и электронов. Эти особенности монохроматических пучков заряженных частиц, таких как протоны, дейтоны,  $\alpha$  - частицы и др. кратко могут быть суммированы следующим образом:

- 1) такие пучки гораздо слабее рассеиваются в тканях по мере проникновения в глубь тела;
- 2) они имеют хорошо локализованный пробег, позволяющий эффективно сосредоточить дозу облучения на заданной глубине;
- 3) линейная передача энергии таких пучков возрастает с глубиной проникновения, образуя на конце пробега так называемый "пик Брэгга", причем относительная биологическая эффективность частиц в этом пике может превышать единицу.

Тобиаш, Ангер и Лоуренс <sup>/2/</sup> первыми в 1952 году использовали пучки тяжелых заряженных частиц от синхроциклотрона в Беркли для радиобиологических исследований. Подобные работы начали проводиться в Швеции с 1956 года Ларсоном <sup>/3/</sup> и в США с 1959 года Кильбергом и др. <sup>/4/</sup>.

Если в корпускулярной терапии использовать в качестве заряженных частиц протоны, то наиболее подходящими для этих целей будут протоны с энергией от 100 до 200 Мэв, имеющие пробег в ткани от 10 до 25 см. В связи с тем, что в Советском Союзе в настоящее время нет протонного ускорителя с энергией около 200 Мэв, в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ в конце 1965 года и в начале 1966 года были проведены предварительные эксперименты <sup>/5/</sup> по

выяснению возможности получения протонных пучков с энергией от 100 до 200 Мэв путем торможения в подходящем веществе выведенного из ускорителя протонного пучка с энергией 670 Мэв. Результаты этих экспериментов оказались обнадеживающими, и в дальнейшем с целью создания наиболее благоприятных условий для проведения в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ медико-биологических исследований было предложено<sup>/8/</sup> вывести заторможенный пучок протонов в изолированное экспериментально-клиническое помещение, расположенное на расстоянии около 35 метров от камеры ускорителя за надежной бетонной защитой, а для увеличения интенсивности протонного пучка в месте расположения объекта облучения установить фокусирующий канал из ряда квадрупольных линз совместно с вакуумпроводом.

В настоящее время все необходимые строительные и монтажные работы закончены и общая схема формирования и транспортировки протонного пучка с энергией от 100 до 200 Мэв выглядит так, как это показано на рис. 1. Выведенный из вакуумной камеры ускорителя протонный пучок с энергией 670 Мэв фокусируется парой магнитных квадрупольных линз на тормозящий фильтр из воды толщиной около  $160 \text{ г/см}^2$ . Заторможенные протоны отклоняются магнитом на вход фокусирующего канала, очищаясь при этом от примесей посторонних частиц, и затем транспортируются на расстояние около 30 метров в экспериментально-клиническое помещение. Для получения необходимой интенсивности протонного пучка в месте расположения облучаемого объекта на всем пути транспортировки пучка установлены семь магнитных фокусирующих линз с апертурой 12 см, а для исключения рассеяния протонного пучка в воздухе смонтирован вакуумпровод с полной длиной 26 метров, откачиваемый до давления ниже 1 мм рт.ст.

Экспериментально-клиническое помещение включает в себя несколько отдельных комнат. Комната "1" - процедурная, площадью  $18 \text{ м}^2$  предназначена для размещения облучаемого объекта и необходимого дозиметрического оборудования. Из комнаты "2" - пультной, площадью  $10 \text{ м}^2$ , осуществляется дозировка протонного пучка. Комната "3" выделена для медицинского контроля за пациентами. Экспериментально-клиническое помещение имеет отдельный выход из здания ускорителя и может быть полностью изолировано во время сеанса облучения от остальной части корпуса синхротрона.



Для обеспечения радиационной безопасности обслуживающего персонала комната "2" отделяется от комнаты "1" бетонной защитой толщиной около 1 метра, а проход между этими комнатами на время сеанса облучения перекрывается подвижной защитой из бетона толщиной около 60 см. Помещения нижнего этажа, расположенные под комнатами "1" и "2", имеют аналогичную планировку и оснащены рентгеновским оборудованием для сравнительного изучения радиобиологического воздействия  $\gamma$ -квантов и протонов.

На выходе вакуумной камеры синхротрона протонный пучок с энергией 670 Мэв имеет поперечные размеры около 1 см и угловую расходимость  $\pm 0,5^\circ$ . Энергетический разброс протонного пучка составляет  $\sigma_E = 3 \text{ Мэв}^{1/7}$ , а его средний пробег в воде достигает величины  $180 \text{ г/см}^2$ . Временная структура выведенного пучка протонов<sup>/8/</sup> характеризуется наличием сгустков частиц, имеющих среднюю длительность 160 микросекунд и периодически следующих друг за другом через каждые 8 миллисекунд. Каждый такой сгусток, в свою очередь, разбивается на микросгустки длительностью около 15 наносекунд и расстоянием между последовательными микросгустками 71 наносекунда.

Выведенный из вакуумной камеры ускорителя протонный пучок развивает при своем торможении в веществе заметный тепловой эффект, и это обстоятельство было использовано для измерения абсолютного значения интенсивности пучка калориметрическим методом. Рабочее тело калориметра представляло собой свинцовую пластину весом около 400 г и толщиной  $11,2 \text{ г/см}^2$ . Пластина устанавливается в термостате перпендикулярно протонному пучку и соприкасается с чувствительным термометром. Калибровка калориметра в зависимости от времени нагревания и мощности источника тепла производилась с помощью встроенного в свинцовую пластину электронагревательного элемента, через который пропусклся ток определенной мощности. Результаты этих измерений приведены на рис. 2. Время релаксации температуры в таком термостате за счет теплопроводности стенок составляет около 1,3 часа и поэтому при временах измерения свыше 5 минут необходимо учитывать нелинейный характер увеличения температуры в зависимости от времени действия протонного пучка. Первичный протонный пучок с энергией 670 Мэв рассеивает в свинцовой пластине среднюю тепловую мощность около 1,2 ватта и увеличение температуры в калориметре составляет, примерно,  $5^\circ$  за время прохождения пучка равное 5 минутам. При

определении интенсивности протонного пучка таким методом следует учитывать, что измеряемый тепловой эффект обусловлен не только ионизационными потерями первичных протонов, известными с точностью около 1-2 процентов <sup>/17/</sup>, но также поглощенной дозой от вторичных частиц, возникающих в неупругих ядерных взаимодействиях первичных протонов. Эта поправка может быть рассчитана методом Монте-Карло <sup>/9/</sup> или получена из экспериментальных кривых Брэгга при торможении протонов в свинце <sup>/10,11/</sup>. Для рассматриваемого случая она составляет  $(20 \pm 10)\%$  и ее неопределенность ограничивает точность данного калориметрического метода в пределах 10%. С учетом этой поправки энергетические потери одного протона в свинцовой пластине составляют величину  $\Delta E = (18,1 \pm 1,8)$  Мэв или  $(2,91 \pm 0,29) \cdot 10^{-12}$  дж, и полная интенсивность протонного пучка связана с приращением температуры  $\Delta T$  в градусах Цельсия за время измерения  $t$  минут простым соотношением

$$I_p = \frac{\Delta T}{t(1 - 1,1 \cdot 10^{-2} t)} (4,0 \pm 0,4) \cdot 10^{11} \text{ протонов/сек.} \quad (1)$$

Полная интенсивность выведенного протонного пучка, измеренная калориметрическим методом в нескольких сеансах работы ускорителя, колеблется в пределах 15-20 процентов и составляет в среднем  $4 \cdot 10^{11}$  протонов/сек при максимальном значении  $4,5 \cdot 10^{11}$  протонов/сек.

Торможение первичного пучка протонов в толстом замедлителе сопровождается рядом побочных процессов, которые необходимо учитывать и по возможности свести к минимуму, если требуется получить заторможенный протонный пучок с удовлетворительными параметрами.

Среди этих процессов особенно важны следующие.

Во-первых, первичные протоны испытывают взаимодействия с атомными ядрами вещества замедлителя. При каждом акте такого взаимодействия энергия и направление движения первичного протона резко меняются и можно считать такой протон практически вышедшим из пучка. Как следствие этого возникает загрязненность заторможенного пучка нейтронами и  $\gamma$ -квантами.

Во-вторых, первичные протоны в процессе замедления испытывают многократное кулоновское рассеяние, в результате чего первоначально параллельный пучок протонов после выхода из замедлителя расширяется по диаметру и становится расходящимся.

В-третьих, вследствие статистических флуктуаций потерь энергии, а также искривления траекторий заряженных частиц энергетическая дисперсия заторможенного протонного пучка значительно возрастает, и пик Брэгга в конце пробега такого пучка становится менее выраженным. Можно сделать приближенную количественную оценку влияния рассмотренных выше процессов на параметры пучка с тем, чтобы выбрать наиболее подходящее вещество замедлителя.

Из ряда экспериментальных данных<sup>12,13,14/</sup> следует, что полные сечения взаимодействия протонов с ядрами различных элементов слабо меняются в диапазоне энергий налетающих протонов 150–700 Мэв. Фактор ослабления интенсивности первичного пучка протонов в этом случае можно описать простым выражением  $e^{-\sum_i n_i \bar{\sigma}_i}$ , где  $n_i$  – число ядер/см<sup>2</sup>  $i$ -го сорта для используемой толщины замедлителя, а  $\bar{\sigma}_i$  – полное сечение взаимодействия первичных протонов с ядрами  $i$ -ого сорта при энергии протонов около 500 Мэв, соответствующей в рассматриваемом случае значению энергии заторможенных протонов примерно в середине замедляющего вещества. Рассчитанные по этой формуле факторы ослабления интенсивности протонного пучка при торможении первичных протонов в ряде простых и сложных веществ от энергии 670 Мэв до конечной энергии 180 Мэв представлены в 3 строке таблицы 1.

Влияние многократного кулоновского рассеяния протонов в замедлителе можно оценить следующим образом. Для протонов с импульсом  $p$  и скоростью  $\beta$  в случае достаточно тонкого рассеивателя толщиной  $t$  средний квадрат угла многократного кулоновского рассеивания определяется следующим приближенным выражением<sup>15/</sup>

$$\langle \theta^2 \rangle_k = \frac{0,157 \ z(z+1) \ t \ \ln \left[ 1,13 \ 10^4 \ z^{\frac{4}{3}} \ A^{-1} \ t \ \beta^{-2} \right]}{A \ (p \ \beta)^2} \quad (2)$$

В области энергии протонов от 100 до 1000 Мэв зависимость  $(p \ \beta)^2$  от остаточного пробега  $R$  можно аппроксимировать с точностью в несколько процентов функцией вида

$$(p \ \beta)^2 = a \ R^{1+q}, \quad (3)$$

показанной для различных веществ в 4 строке таблицы 1. Полагая в энергетическом интервале 100–1000 Мэв логарифмическую функцию в выражении (2) постоянной и равной 15, можно получить следующую простую формулу для оценки

среднего квадрата угла многократного кулоновского рассеяния с учетом изменения энергии протонов в процессе торможения<sup>/16/</sup>:

$$\langle \theta^2 \rangle_k = \frac{0,157 z(z+1) 15}{h a} \int_{R_1}^{R_0} \frac{dR}{R^{1+q}} = \frac{k}{q} \left( \frac{1}{R_1^q} - \frac{1}{R_0^q} \right). \quad (4)$$

Величина  $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle_k}$  для различных веществ в случае торможения протонов от энергии 670 Мэв до энергии 180 Мэв представлена в 5 строке таблицы. Так как сам первичный пучок имеет угловую расходимость  $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle_0} \approx 0,5^\circ$ , то заторможенный пучок протонов будет характеризоваться полным среднеквадратичным угловым разбросом  $\langle \theta^2 \rangle = \langle \theta^2 \rangle_k + \langle \theta^2 \rangle_0$ , показанным в 6 строке таблицы 1.

Средний квадрат радиуса поперечного расширения пучка, обусловленного многократным кулоновским рассеянием, с учетом изменения энергии протонов в процессе замедления можно оценить из следующей формулы<sup>/16/</sup>:

$$\langle r^2 \rangle_k = \int_{R_1}^{R_0} (R - R_1)^2 d\langle \theta^2 \rangle_k = k \int_{R_1}^{R_0} \frac{(R - R_1)^2 dR}{R^{1+q}}, \quad (5)$$

где все обозначения такие же как в формуле (4). Для случая  $R_1 \ll R_0$

$$\langle r^2 \rangle_k \approx \frac{k}{(2-q) R_0^q} \left[ R_0 - \left( \frac{2-q}{1-q} \right) R_1 \right]^2. \quad (6)$$

Так как первичный пучок протонов имеет диаметр  $2\sqrt{\langle r^2 \rangle_0} = 3$  см, то полный средний квадрат радиуса заторможенного пучка протонов будет характеризоваться величиной  $\langle r^2 \rangle = \langle r^2 \rangle_k + \langle r^2 \rangle_0$ . Расчетные значения  $\sqrt{\langle r^2 \rangle_k}$  и  $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$  для ряда веществ в случае торможения протонов от энергии 670 Мэв до энергии 180 Мэв показаны в 7 и 8 строках таблицы 1.

Энергетическая дисперсия заторможенного пучка протонов определяется выражением

$$\sigma_E^2 = \left[ \sigma_c^2 (T_p = 670 \text{ Мэв}) - \sigma_c^2 (T_p = 180 \text{ Мэв}) + \sigma_k^2 \right] \left( \frac{dE}{dx} \right)^2 + \sigma_{0E}^2. \quad (7)$$



где  $\sigma_{\sigma}^2$  - дисперсия пробега (страгглинг), обусловленная статистическими флуктуациями потерь энергии в процессе торможения,  $\sigma_{\sigma E}^2 = 9 \text{ Мэв}^2$  - энергетическая дисперсия первичного пучка протонов,  $dE/dx$  - ионизационные потери протонов при энергии 180 Мэв, а  $\sigma_k^2$  - дисперсия пробега заторможенных протонов из-за искривления траекторий частиц, испытывающих многократное кулоновское рассеяние в процессе замедления. Для оценки  $\sigma_E^2$  использовались табличные значения  $\sigma_e/17$ , приведенные в 8 строке таблицы, а  $\sigma_k$  определялась из выражения

$$\sigma_k = \frac{1}{2} \int_{R_1}^{R_0} \langle \theta^2 \rangle_k dR, \quad (8)$$

где

$$\langle \theta^2 \rangle_k = \frac{k}{q} \left( \frac{1}{R_1^q} - \frac{1}{R_0^q} \right).$$

Для случая  $R_1 \ll R_0$

$$\frac{\sigma_k}{R_0 - R_1} \approx \frac{k}{2(1-q) R_0^q} \left[ 1 - \frac{R_1}{R_0 - R_1} \ln \frac{R_0}{R_1} \right]. \quad (9)$$

Рассчитанные по этой формуле значения  $\frac{\sigma_k}{R_0 - R_1}$ , а также значения энергетической дисперсии  $\sigma_E^2$ , определенные согласно формуле (7), приведены в 10 и 11 строках таблицы 1.

Магнитное поле, отклоняющее заторможенные протоны на угол  $14^\circ$  вследствие значительного поперечного расширения пучка на выходе замедлителя, практически не уменьшает энергетическую дисперсию пучка, однако полностью очищает пучок от примеси нейтронов,  $\gamma$ -квантов, а также заряженных частиц с импульсом, отличающимся от импульса заторможенных протонов.

Из-за многократного кулоновского рассеяния протонов в процессе торможения плотность потока протонов быстро уменьшается по мере удаления от замедлителя. Так, на выходе замедлителя, если радиальная зависимость плотности потока заторможенных протонов распределена по закону

$$F(r) dr = \frac{2}{\langle r^2 \rangle} e^{-\frac{r^2}{\langle r^2 \rangle}} r dr,$$

то плотность потока на оси пучка ( $r = 0$ ) составляет

$$j(r=0, Z=0) = \frac{I_0 e^{-\sum_i n_i \bar{\sigma}_i}}{\pi \langle r^2 \rangle} \frac{\text{протонов}}{\text{см}^2 \text{сек}}, \quad (10)$$

где  $I_0 = 4 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$  — интенсивность первичного пучка протонов. Для ряда веществ значение  $j(r=0, L=0)$  приведено в 12 строке таблицы 1 и меняется в пределах  $2 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^9$  протонов/см<sup>2</sup> сек.

Если теперь вычислить плотность потока заторможенных протонов на расстоянии  $L=30$  метров от замедлителя, принимая во внимание, что угловое распределение протонов описывается выражением

$$p(\theta) d\theta = \frac{2}{\langle \theta^2 \rangle} e^{-\frac{\theta^2}{\langle \theta^2 \rangle}} \theta d\theta,$$

то имеем

$$j(r=0, L=30 \text{ м}) = \frac{I_0 e^{-\sum_i n_i \bar{\sigma}_i}}{\pi \langle \theta^2 \rangle L^2} \frac{\text{протонов}}{\text{см}^2 \text{сек}}. \quad (11)$$

Значения  $j(r=0, L=30 \text{ м})$  приведены для различных веществ в 13 строке таблицы 1. Исключая водород, эти значения примерно на два порядка меньше плотностей потока протонов, требуемых нормальными условиями проведения медуко-биологических экспериментов.

Как следует из таблицы 1, наиболее подходящим веществом, которое позволило бы свести к минимуму ослабление интенсивности протонного пучка в процессе замедления, обусловленное ядерными взаимодействиями и многократным кулоновским рассеянием, является водород. Однако количество водорода, необходимое для сброса энергии первичного пучка до величины 170 Мэв, составляет около  $80 \text{ г/см}^2$ . При плотности жидкого водорода  $0,07 \text{ г/см}^3$  длина такого замедлителя превысила бы 11 метров и его невозможно было бы разместить в зале синхроциклотрона перед отклоняющим магнитом. Использование для замедлителя веществ, содержащих большое количество химически связанного водорода, таких как вода ( $\text{H}_2\text{O}$ ), насыщенные углеводороды  $(\text{CH}_2)_n$  и др. с одновременным применением методов компенсации многократного кулоновского рассеяния позволяет компромиссно решить этот вопрос. При этом наиболее целесообразно

использовать жидкие вещества, так как в этом случае легко удаляются газообразные продукты радиолиза. В твердых, химически сложных веществах при используемой интенсивности выведенного пучка протонов происходят необратимые физико-химические процессы, постепенно меняющие свойства этих веществ.

Для компенсации расходимости заторможенного пучка протонов, обусловленной многократным кулоновским рассеянием в процессе замедления, с целью получения необходимой интенсивности пучка в месте расположения объекта облучения был спроектирован<sup>/6/</sup>, рассчитан и изготовлен фокусирующий канал дискретного типа. В качестве фокусирующих элементов канала были использованы магнитные квадрупольные линзы, разработанные в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ А.А. Кропиным и др.<sup>/18/</sup>. Магнитные линзы представляют собой симметричные квадрупольные триплеты. Крайние секции триплета имеют длину 20 см, средняя – 40 см, расстояние между секциями равно 15 см и апертура линз составляет 12 см.

Электрическое сопротивление токонесущей обмотки одного такого триплета равно 0,3 ома, максимально допустимый ток возбуждения – 400 ам и максимально рассеиваемая мощность – 50 кВт.

Фотография части фокусирующего канала с линзами от № 3 до № 6 и вставленными в них трубами вакуумпровода показана на рис. 3.

На рис. 4 изображена определенная экспериментально зависимость градиента магнитного поля от тока возбуждения для средней и крайних секций используемых линз. При токе возбуждения свыше 200 ампер начинает сказываться насыщение магнитного потока, несколько большее в крайних секциях триплета. Максимальный градиент магнитного поля в средней секции линзы достигает значения около 1000 эрст/см при токе возбуждения 400 ампер.

Изменение градиента магнитного поля вдоль оси линзы при токе возбуждения 200 ампер показано на рис. 5. Аналогичные измерения были сделаны при других значениях тока возбуждения. Из полученных данных были вычислены эффективные длины средней и крайних секций триплета, а также эффективное расстояние между секциями. Эти величины равны соответственно:  $l_{2\text{эф}} = 44,2$  см,  $l_{1\text{эф}} = 24,8$  см и  $d_{\text{эф}} = 10,6$  см и с точностью около 1% не зависят от тока возбуждения линзы.

Найденные значения эффективных длин и зависимость градиента магнитного поля в секциях триплета от тока возбуждения были использованы для расчета на электронно-вычислительной машине оптимальных параметров фокусирующего канала. Хотя квадрупольные триплеты и являются менее экономичными по расходу электроэнергии по сравнению с квадрупольными дублетами с той же самой суммарной длиной полюсов<sup>/19,20/</sup>, однако такие свойства квадрупольных триплетов как равные коэффициенты увеличения в двух взаимно-перпендикулярных плоскостях фокусировки (рис. 6), а также заметно большая эффективная апертура определяют их явное преимущество по отношению к квадрупольным дублетам, имеющим резко отличные увеличения в двух плоскостях фокусировки. Квадрупольные триплеты обычно применяются при транспортировке заряженных частиц на большие расстояния и работают по схеме переноса частиц от предмета к изображению<sup>/21/</sup>. Если, кроме того, источник частиц имеет конечные размеры (как в рассматриваемом случае из-за поперечного расширения пучка, обусловленного многократным кулоновским рассеиванием в процессе замедления), то в местах образования промежуточного изображения устанавливаются дополнительные линзы, называемые полевыми<sup>/22/</sup>.

Две возможные эквивалентные оптические схемы фокусирующего канала показаны на рис. 7 а) и б). В такой эквивалентной схеме магнитные квадрупольные триплеты заменяются тонкими собирающими линзами, расположенными на равных расстояниях друг от друга. В схеме а) линзы размещены на однократном фокусном расстоянии друг от друга, причем линзы №№ 1, 2, 4, 5, 7 являются фокусирующими, а линзы №№ 3 и 6 – полевыми. В схеме б) линзы располагаются на двойном фокусном расстоянии. В этом случае линзы №№ 1, 3, 5, 7 являются фокусирующими, а линзы №№ 2, 4 и 6 – полевыми.

Схема б), хотя и обладает большим коэффициентом захвата для внеосевых пучков, требует для своего осуществления строгой компенсации астигматизма в каждой отдельной линзе и большего (примерно в  $\sqrt{2}$  раз) тока возбуждения, чем в схеме а). Численные расчеты, выполненные на электронно-вычислительной машине, показали (рис. 8), что для отдельной линзы в случае схемы б) остаточные аберрации приводят к несовпадению изображений в пределах  $\pm 10\%$  в двух взаимно-перпендикулярных плоскостях фокусировки при одинаковом значении градиента магнитного поля в средней и крайних секциях рассматриваемых



линз. Учет реальной зависимости градиента магнитного поля в средней и крайних секциях линзы в области больших токов возбуждения сильно увеличивает это расхождение (рис. 8). Указанный астигматизм квадрупольных триплетов можно полностью устранить, если запитать отдельно среднюю и крайние секции линзы. Однако конструктивные особенности используемых квадрупольных триплетов делают такую операцию весьма сложной и трудновыполнимой.

В случае же эквивалентной оптической схемы а) в качестве фокусирующего элемента используется пара линз, и если включить эти линзы так, чтобы плоскости фокусировок в них последовательно чередовались, то остаточный астигматизм в каждой паре линз, включенных указанным образом, полностью компенсируется, и пучок протонов, захваченный на входе системы, транспортируется по всему фокусирующему каналу до облучаемого объекта почти без потерь.

Коэффициент захвата заторможенных протонов при выбранном расположении линз фокусирующего канала и внутреннем диаметре вакуумпровода  $2r_0 = 11$  см определяется приближенным выражением

$$\kappa = \epsilon \int_0^{\theta_0} \frac{2}{\langle \theta^2 \rangle} e^{-\frac{\theta^2}{\langle \theta^2 \rangle}} d\theta \int_0^{r_0} \frac{2}{\langle r^2 \rangle} e^{-\frac{r^2}{\langle r^2 \rangle}} r dr, \quad (12)$$

где  $\theta_0 = \frac{r_0}{f} = 1,5 \cdot 10^{-2}$  и  $\epsilon \approx 0,8$  соответственно угловая и эффективная апертура одиночного квадрупольного триплета. Значения  $\theta_k$  для ряда веществ показаны в 14 строке таблицы 1.

Если транспортировка заряженных частиц фокусирующим каналом происходит последовательно от предмета к изображению по схеме а) без аберраций и потерь, то в фокальной плоскости последней линзы можно было бы ожидать следующей величины плотности потока протонов на оси пучка:

$$j(r=0, L=30) = \frac{I_0 e^{-\sum n_i \bar{\sigma}_i}}{\pi \langle r^2 \rangle} \epsilon \int_0^{\theta_0} \frac{2}{\langle \theta^2 \rangle} e^{-\frac{\theta^2}{\langle \theta^2 \rangle}} d\theta \frac{\text{протонов}}{\text{см}^2 \text{ сек}} \quad (13)$$

а полная величина интенсивности протонного пучка в этой плоскости определится выражением

$$I_{\text{вых.}} (L=30 \text{ м}) = I_0 e^{-\sum n_i \bar{\sigma}_i} \kappa \text{ протонов/сек.} \quad (14)$$

Ожидаемые значения этих величин показаны в 15 и 16 строках таблицы 1.

В середине марта 1967 года были полностью завершены все работы по изготовлению и монтажу фокусирующего канала, и в течение последующего месяца канал был испытан на пучках протонов различной энергии, получаемых путем торможения в водном замедлителе. На рис. 9 приведены результаты проведенных испытаний при различных способах включения фокусирующих линз. При увеличении тока возбуждения, одинакового во всех линзах фокусирующего канала, полная интенсивность протонов с энергией 185 Мэв на выходе канала возрастает, примерно, в 10 раз, достигая максимального значения при токе 300–400 ампер в зависимости от способа включения линз фокусирующего канала. Наилучшие результаты, как и ожидалось, были получены при включении линз по способу, когда плоскости фокусировок в них последовательно чередуются. При этом прежде всего реализуется эквивалентная оптическая схема а) рис. 7, так как максимальная интенсивность достигается при заметно меньшем токе возбуждения. Относительные измерения плотности потока протонов на выходе фокусирующего канала, выполненные с помощью профилирующего сцинтилляционного счетчика с размером сцинтиллятора около 1 см, показали увеличение плотности потока протонов до 40–50 раз при токах возбуждения 300–400 ампер по отношению к плотности потока при нулевом токе в линзах.

Диаметр пучка протонов, определенный по фотографии пучка на рентгеновской пленке, экспонированной в фокальной плоскости последней линзы, составляет 4–5 см. В этих условиях угловая расходимость пучка приближается к  $\pm 1^\circ$ . Проведенные испытания вакуумпровода показали, что полная интенсивность протонного пучка с энергией 120 Мэв, измеренная на выходе фокусирующего канала, уменьшается примерно в 3 раза при заполнении вакуумпровода воздухом до давления 760 мм рт.ст.

Абсолютная интенсивность потока протонов на выходе фокусирующего канала была измерена с помощью нескольких методов. В одном методе на пути пучка устанавливалась плоскопараллельная ионизационная камера с фиксированным расстоянием между электродами, установленными перпендикулярно пучку. Камера наполнялась чистым аргоном до давления 1,06 атм. и ионизационный ток камеры в условиях насыщения точно измерялся электрометрической схемой. Так как для чистого аргона величина энергии, затрачиваемой на образование пары ионы,

определена с точностью, близкой к 1%/<sup>23/</sup>, а ионизационные потери протонов вычислены в настоящее время с точностью в несколько процентов<sup>/17/</sup>, то величина полного потока протонов, проходящего через камеру, определяется с помощью следующего выражения

$$I_{1 \text{ вых.эксп.}} (L = 30 \text{ м}) = \frac{i_k \omega}{1,6 \cdot 10^{-19} dE/dx \Delta x} = 6,7 \cdot 10^8, \text{ протонов/сек,} \quad (15)$$

где  $i_k = 2,4 \cdot 10^{-7} \text{ а}$  - измеренный ток насыщения ионизационной камеры;  $\omega = 26,4 \text{ эв}$  - энергия, затрачиваемая протоном на образование одной пары ионов в аргоне;  $dE/dx = 3,36 \cdot 10^6 \text{ эв/г/см}^2$  - ионизационные потери протонов с энергией 185 Мэв в аргоне;  $\Delta x = 1,753 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^2$  - толщина слоя газа аргона между электродами камеры.

Полученная величина полной интенсивности протонного пучка должна быть исправлена на эффект ионизации от вторичных частиц, возникающих в результате неупругих столкновений протонов с ядрами Ar и веществом электродов камеры. Оценка по методу Монте-Карло<sup>/24/</sup> дает для этого эффекта величину - (10±5)%, и исправленное на этот эффект значение полного потока протонов составит

$$I_{1 \text{ вых.эксп.}} (L=30 \text{ м}) = (6,0 \pm 0,3) \cdot 10^8 \text{ протонов/сек.} \quad (16)$$

Величина полного потока протонов была также определена по измерению числа протонов, рассеянных в реакции  $p + p \rightarrow p + p$  на угол  $43^\circ 20'$  в лабораторной системе, соответствующий углу  $90^\circ$  в системе центра масс сталкивающихся частиц. Дифференциальное сечение этой реакции известно в настоящее время с точностью, близкой к 5%/<sup>25/</sup>. В измерениях были использованы мишени из полиэтилена и углерода толщиной около  $1 \text{ г/см}^2$  и телескоп из трех сцинтилляционных счетчиков с размером определяющего телесный угол сцинтиллятора  $12 \times 12 \times 0,2 \text{ см}^3$ . Разностный эффект счета от мишеней  $\text{CH}_2$ -С составлял около 30%. Полный поток в этих измерениях определялся по формуле

$$I_{2 \text{ вых.эксп.}} (L = 30 \text{ м}) = \frac{N(1 + \eta)}{(1 - \xi) n d\sigma/d\Omega \Delta\Omega} = (5,6 \pm 0,3) \cdot 10^8 \frac{\text{протонов}}{\text{сек}},$$

где  $N = 1020 \text{ сек}^{-1}$  - разностный счет телескопа от мишеней  $\text{CH}_2\text{-C}$ ;  $\eta = 0,04$  - поправка на ядерное поглощение рассеянных протонов;  $1 - \xi = 0,79$  - доля полного потока протонов, падающих на мишень;  $n = 7,92 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$  - число протонов на  $\text{см}^2$  поверхности мишени;  $d\sigma/d\Omega = 10,7 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад}$  - дифференциальное сечение упругого  $p + p$  -рассеяния в лабораторной системе для угла  $\theta = 43^\circ 20'$  и энергии налетающих протонов 185 Мэв,  $\Delta\Omega = 2,86 \cdot 10^{-3}$  - телесный угол, стягиваемый телескопом.

В третьем методе определения полной интенсивности протонного пучка ионизационная камера и телескоп из трех сцинтилляционных счетчиков устанавливались на выходе фокусирующего канала. Интенсивность пучка была уменьшена более чем в  $10^4$  раз до значения, когда пересчетная схема может считать без просчетов, и были проведены одновременные измерения тока ионизационной камеры и количества протонов, проходящих через камеру и телескоп. Это позволило независимым способом определить количество пар ионов, которое образует в камере один протон. Величина полной интенсивности протонного пучка, определенная этим методом в предположении, что ток насыщения камеры точно пропорционален интенсивности протонного пучка, составляет:

$$I_{\text{вых.экс.}}(L = 30 \text{ м}) = 6,2 \cdot 10^8 \text{ протонов/сек.} \quad (18)$$

Таким образом, все три метода привели к результатам, совпадающим в пределах 10%, и эту точность, по-видимому, можно будет улучшить, если для измерений абсолютной интенсивности протонного пучка использовать цилиндр Фарадея.

Плотность потока протонов была определена путем измерения радиальной зависимости интенсивности пучка на выходе фокусирующего канала с помощью подвижного сцинтилляционного счетчика, размером около 1 см. Если считать, что распределение интенсивности не отличается от гауссовской кривой со среднеквадратичным радиусом  $\langle r^2 \rangle = 6,25 \text{ см}^2$ , то тогда плотность потока на оси пучка составляет

$$j_{\text{1 вых.экс.}}(r = 0, L = 30 \text{ м}) = \frac{5,9 \cdot 10^8}{\pi \langle r^2 \rangle} = 3,0 \cdot 10^7 \frac{\text{протонов}}{\text{см}^2 \text{ сек}}. \quad (19)$$

Плотность потока протонов была также измерена другим способом, путем счета треков отдельных протонов в ядерной эмульсии, экспонированной перпендикулярно пучку. По данным В.И. Баранова плотность потока протонов на оси пучка составляет



$$j_{2 \text{ вых.экс.}} (r=0, L=30 \text{ м}) = 2,6 \cdot 10^7 \frac{\text{протонов}}{\text{см}^2 \text{ сек}} \quad (20)$$

с точностью около 10%.

Эти экспериментально-полученные величины следует сравнить с расчетной величиной для водного замедлителя

$$j_{\text{вых}} (r=0, L=30 \text{ м}) = 3,3 \cdot 10^7 \frac{\text{протонов}}{\text{см}^2 \text{ сек}} \quad (21)$$

приведенной в 15 строке таблицы 1.

Экспериментальные значения всего на 10–20% меньше расчетных, и, хотя точность самих расчетов вряд ли лучше 20–30%, это свидетельствует о том, что описанный способ получения заторможенных протонов можно рассчитать с достаточной для практических целей точностью. Полная интенсивность протонного пучка и плотность потока протонов были также измерены при меньших значениях энергии заторможенных протонов и полученные результаты приведены на рис. 10. Заметно меньшая величина полной интенсивности потока протонов при энергии 185 Мэв по сравнению с расчетным значением качественно объясняется уменьшением коэффициента захвата протонов для внеосевых пучков в случае, когда реализуется эквивалентная оптическая схема а), рис. 7.

При оптимальном режиме питания линз фокусирующего канала с помощью двух плоскопараллельных ионизационных камер были проведены измерения кривых Брэгга в фантоме из плексигласа, который по своей тормозной способности менее чем на 3% отличается от мягкой ткани<sup>/17/</sup>. Брэгговские кривые, снятые в таких условиях при энергиях заторможенных протонов 185 и 88 Мэв, показаны на рис. 11 и 12. Скорость накопления дозы в брэгговском максимуме составляет около 200 рад/мин при энергии протонов 185 Мэв и около 90 рад/мин – при энергии протонов 88 Мэв.

Отношение дозы в брэгговском пике к входной дозе при энергии протонов 185 Мэв составляет в использованном методе формирования пучка всего  $D_{\text{макс}}/D_{\text{вх}} = 1,63$  и обусловлено большой энергетической дисперсией заторможенного пучка, накапливаемой в процессе замедления первичных протонов.

Как уже отмечалось выше, магнитное поле, отклоняющее заторможенные протоны на угол  $14^\circ$ , практически не влияет на энергетическую дисперсию пучка

вследствие его больших поперечных размеров. При использовании шелевых коллиматоров, установленных непосредственно после замедлителя и на входе фокусирующего канала, ценой значительного уменьшения интенсивности протонного пучка можно несколько уменьшить энергетическую дисперсию и увеличить отношение дозы в брэгговском пике к входной дозе до значения  $D_{\text{макс}} / D_{\text{вх}} = 1,81$ . Брэгговская кривая, полученная в этих условиях, показана на рис. 13. Следует отметить, что временная структура пучка заторможенных протонов не претерпевает сколь-нибудь существенных изменений по сравнению с временной структурой выведенных из камеры ускорителя первичных протонов. Можно ожидать только незначительного увеличения длительности микросгустков частиц до величины, примерно, 17 наносекунд.

Таким образом, в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ в настоящее время сформирован и выведен в изолированное, специально оборудованное помещение интенсивный протонный пучок с энергией от 90 до 185 Мэв. Параметры этого пучка позволяют приступить к проведению необходимых медико-биологических экспериментов по изучению возможности применения протонов в корпускулярной терапии онкологических больных. Дальнейшее существенное улучшение параметров заторможенного пучка протонов при использовании рассмотренного выше метода формирования может быть достигнуто только в случае значительного увеличения интенсивности выведенного пучка протонов, которое предполагается осуществить либо разработкой новой системы вывода пучка, либо после реконструкции всего ускорителя, рассчитанной на получение гораздо большего внутреннего тока протонов.

В заключение авторы выражают благодарность профессору Л.И. Лапидусу, профессору А.И. Рудерману и М.И. Вайнбергу за постоянную помощь в работе, коллективам сотрудников ЛЯП ОИЯИ и ЦЭМ ОИЯИ, возглавляемых К.А. Байчеровым, А.И. Смирновым, Н.Т. Греховым и М.А. Либерманом, конструкторам КБ ЛЯП И.Х. Ноздрину и В.И. Сидоровой за проектирование, изготовление, монтаж и наладку в сжатые сроки всего комплекса сложного оборудования, необходимого для развертывания исследований по использованию протонов высоких энергий в медицине.

Т а б л и ц а 1<sup>х)</sup>

№№	Вещество замедлителя	H	H <sub>2</sub> O	(CH <sub>2</sub> ) <sub>n</sub>	Be	C	Al	Cu	Pb
1	R <sub>0</sub> (г/см <sup>2</sup> )	88,5	180	172	223	204,6	231	265	353,5
2	R <sub>1</sub> (г/см <sup>2</sup> )	10,3	21,3	20,2	26,3	24,2	27,7	32,4	45
3	$e^{-\sum n_i \bar{\sigma}_i}$	$\frac{1}{4,1}$	$\frac{1}{11,5}$	$\frac{1}{10,5}$	$\frac{1}{27,1}$	$\frac{1}{15}$	$\frac{1}{16,3}$	$\frac{1}{14}$	$\frac{1}{14,9}$
4	(pβ) <sup>2</sup> (Мэв <sup>2</sup> )	9100 R <sup>1,09</sup>	4100 R <sup>1,08</sup>	4400 R <sup>1,08</sup>	3300 R <sup>1,08</sup>	3450 R <sup>1,10</sup>	2800 R <sup>1,11</sup>	2230 R <sup>1,12</sup>	1380 R <sup>1,15</sup>
5	$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle_k}$ (град.)	1,63	3,40	2,93	2,78	3,25	4,95	7,6	13,6
6	$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle}$ (град.)	1,70	3,44	2,98	2,82	3,30	5,00	7,6	13,6
7	$\sqrt{\langle r^2 \rangle_k}$ (см)	13,0	3,8	3,4	2,15	2,53	2,6	1,38	2,44
8	$\sqrt{\langle r^2 \rangle}$ (см)	13,1	4,1	3,7	2,82	2,93	3,0	2,04	2,87
9	100 σ <sub>e</sub> / R <sub>0</sub>				0,90	0,91	0,96	1,0	1,08
10	100 σ <sub>k</sub> / (R <sub>0</sub> - R <sub>1</sub> )				0,04	0,06	0,12	0,30	0,98
11	σ <sub>E</sub> (Мэв)				8,4	8,6	8,5	9,4	12
12	J(r=0, L=0) (см <sup>-2</sup> сек <sup>-1</sup> )	1,8· 10 <sup>8</sup>	6,6· 10 <sup>8</sup>	8,9· 10 <sup>8</sup>	6,9· 10 <sup>8</sup>	9,9· 10 <sup>8</sup>	8,6· 10 <sup>8</sup>	2,2· 10 <sup>9</sup>	1,0· 10 <sup>9</sup>
13	J(r=0, L=30 м) (см <sup>-2</sup> сек <sup>-1</sup> )	3,8· 10 <sup>8</sup>	3,4· 10 <sup>5</sup>	5·10 <sup>5</sup>	2,2· 10 <sup>5</sup>	2,8· 10 <sup>5</sup>	1,2·10 <sup>5</sup>	5,8· 10 <sup>4</sup>	1,7· 10 <sup>4</sup>
14	κ	0,028	0,042	0,060	0,073	0,052	0,023	0,010	0,0032
15	J <sub>вых</sub> (r=0, L=30 м) (см <sup>-2</sup> сек <sup>-1</sup> )	3,2· 10 <sup>7</sup>	3,3· 10 <sup>7</sup>	6,0· 10 <sup>7</sup>	5,1· 10 <sup>7</sup>	5,4· 10 <sup>7</sup>	2,1· 10 <sup>7</sup>	2,2· 10 <sup>7</sup>	3,3· 10 <sup>6</sup>
16	I <sub>вых</sub> (L=30 м) (сек <sup>-1</sup> )	2,8· 10 <sup>9</sup>	1,5· 10 <sup>9</sup>	2,3· 10 <sup>9</sup>	1,1· 10 <sup>9</sup>	1,4· 10 <sup>9</sup>	5,7·10 <sup>8</sup>	2,9· 10 <sup>8</sup>	8,6· 10 <sup>7</sup>

х) Пояснения см. в тексте.

## Л и т е р а т у р а

1. R. R. Wilson. Radiology, 47, 487 (1946).
2. C. A. Tobias, H. P. Anger and J. H. Lawrence. Am. J. Roentgenol., 67, 1 (1952).
3. B. Larsson. The British J. of Radiology, 34, 143 (1961).
4. R. N. Kjellberg and W. H. Preston. Excerpta med. Int. Cong. Series No. 36 (1961).
5. И.М. Василевский, В.И. Комаров, О.В. Савченко. "Формирование пучка протонов с энергией 100-200 Мэв для изучения возможности использования протонов в лучевой терапии онкологических больных и предварительные результаты дозиметрии". Препринт ОИЯИ Б1-2749, Дубна 1966.
6. О.В. Савченко. "Проект экспериментально-клинического помещения и фокусирующего протонного канала в корпусе синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ для проведения медико-биологических исследований по теме: "Изучение возможности использования протонных пучков в лучевой терапии онкологических больных". Препринт ОИЯИ Б1-2748, Дубна 1966.
7. И.М. Василевский, Ю.Д. Прокошкин, АЭ, 7, вып. 3, 225 (1959).
8. В.Г. Зинов, С.В. Медведь, Е.Б. Озеров. Препринт ОИЯИ Р-2657, Дубна 1966.
9. C. D. Zerby and W. E. Kinney. Nucl. Instr. and Meth., 36, 125 (1965).
10. C. A. Sondhaus. Proc. Symp; on the Protect. against Radiation Hazard in Space. Gatlinburg, Tennessee, 312 (Nov. 1962).
11. В.Г. Бобков, В.П. Демин, И.Б. Кеirim-Маркус, Е.Е. Ковалев, А.В. Ларичев, В.А. Сакович, Л.Н. Смиранный, М.А. Сычков. Радиационная безопасность при космических полетах, стр. 220, Атомиздат, Москва, 1964.
12. В.И. Москалев, Б.В. Гавриловский. ДАН СССР, 110, вып. 6, 972 (1956).
13. В.П. Дзепелов, В.И. Москалев, С.В. Медведь. ДАН СССР, 104, № 3, 380 (1955).
14. F. F. Chen, C. P. Leavitt, A. M. Shapiro. Phys. Rev., 99, 857 (1955).
15. Экспериментальная ядерная физика (под ред. Э. Сегре), том. 2, 241 (1955).
16. L. Eyges. Phys. Rev., 74, 1534 (1948).
17. Studies in penetration of charged particles in matter, p. 74. Nucl. Sci. Ser. National Academy of Sci., USA (1964).
18. А.А. Кропня, Б.И. Замолотчиков, В.П. Дмитриевский. "Фокусировка пучков частиц высоких энергий от шестиметрового синхроциклотрона сильнофокусирующими линзами". Дубна, Б1-1613, 1957.
19. H. A. Enge. Rev. Sci. Instr., 32, 662 (1961).
20. В.С. Кладницкий. Препринт ОИЯИ 1477, Дубна 1963.
21. Измерение характеристик ядерных реакций и пучков частиц", стр. 306. Перевод с англ. под редакцией Л.А. Арцимовича, 1965.



22. Д. Ритсон. Экспериментальные методы в физике высоких энергий. Стр. 428. Перевод с англ. под редакцией В.П. Дзелепова, 1964.
23. "Принципы и методы регистрации элементарных частиц", стр. 127. Перевод с англ. под редакцией Л.А. Арцимовича, 1963.
24. W. E. Kinney, R. R. Coveyou and C. D. Zerby. Proc. Symp. on the Protection Against Radiation Hazard in Space, Gatlinburg, 608 (1962).
25. Р. Вильсон. "Нуклон-нуклонные взаимодействия", стр. 232-233. Перевод с англ. под редакцией В.П. Дзелепова, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел  
25 августа 1967 г.

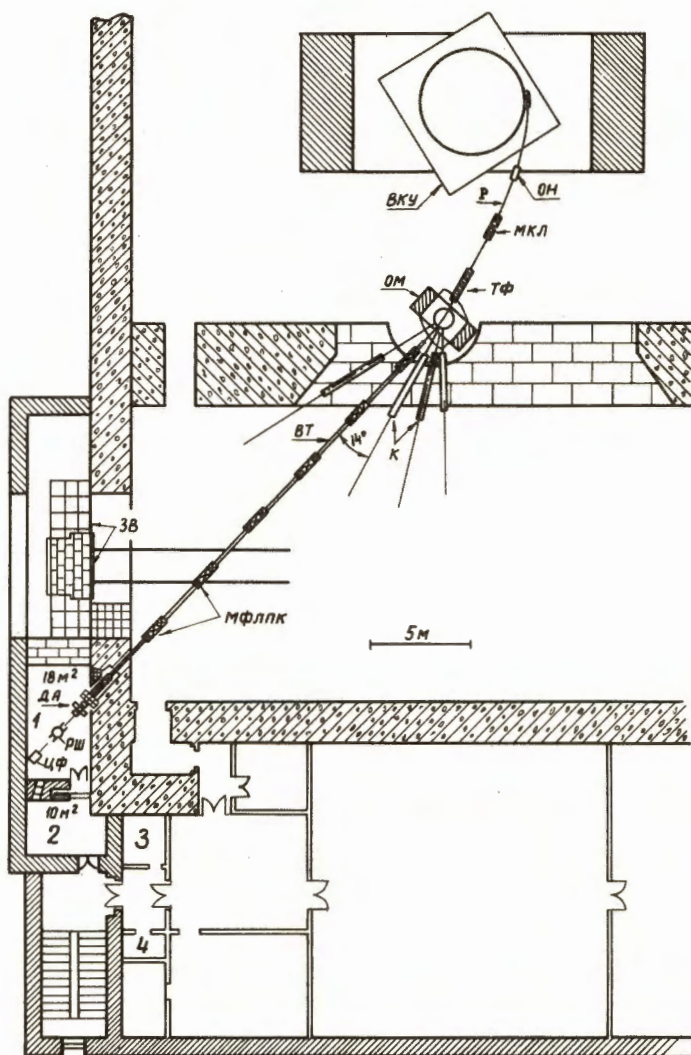


Рис. 1. Общая схема формирования протонного пучка и расположения экспериментально-клинического помещения в корпусе синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. ВКУ - вакуумная камера ускорителя; ОН - отклоняющие насадки; Р - выведенный протонный пучок с энергией 670 Мэв; МКЛ - магнитная квадрупольная линза для фокусировки первичного пучка; ТФ - тормозящий фильтр; ОМ - отклоняющий магнит; К - коллиматоры; ВТ - вакуумный тракт; МФЛПК - магнитные фокусирующие линзы протонного канала; ЗВ - защитные ворота; ДА - дозиметрическая аппаратура; РШ - ротационный штатив; "1" - пропедевтурная; "2" - пультовая; "3" - комната для осмотра; "4" - подсобное помещение.

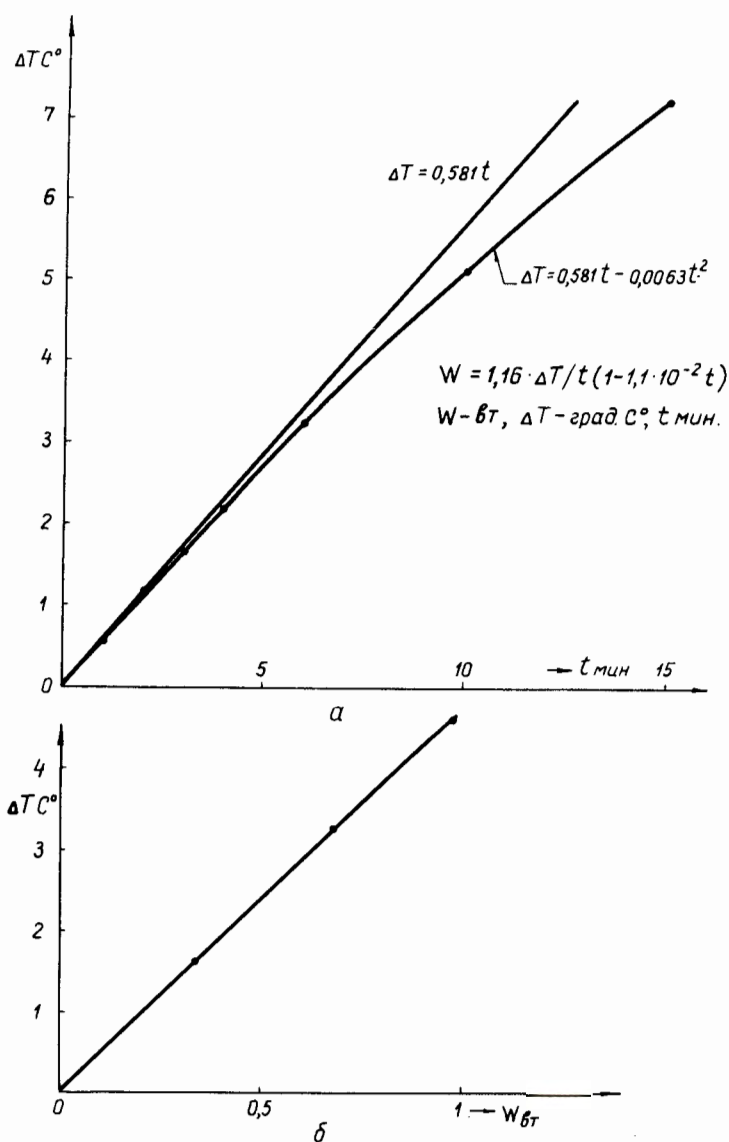


Рис. 2. Калибровка калориметра. а) зависимость приращения температуры от времени нагревания при постоянной мощности  $W = 0,875$  вт. б) Зависимость приращения температуры от мощности при постоянном времени нагревания  $t = 6$  мин.

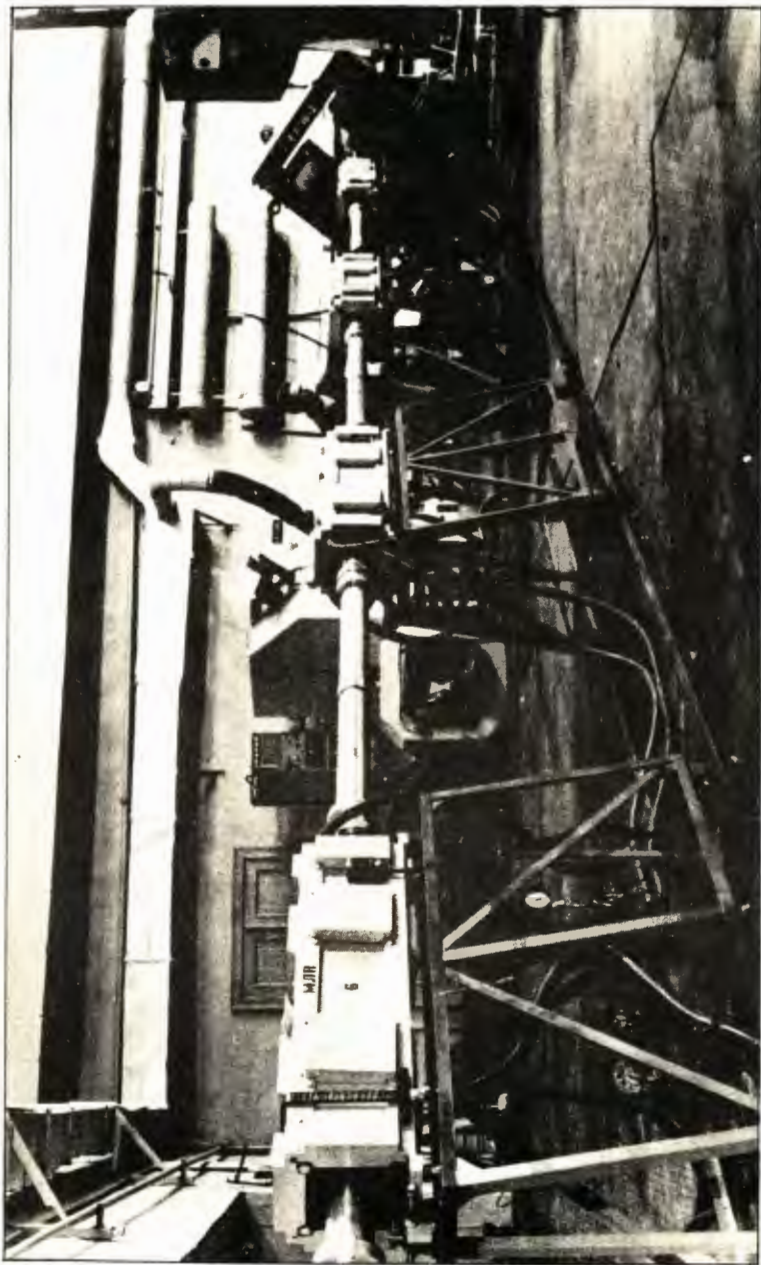


Рис. 3. Фокусирующий канал и вакуумпровод.

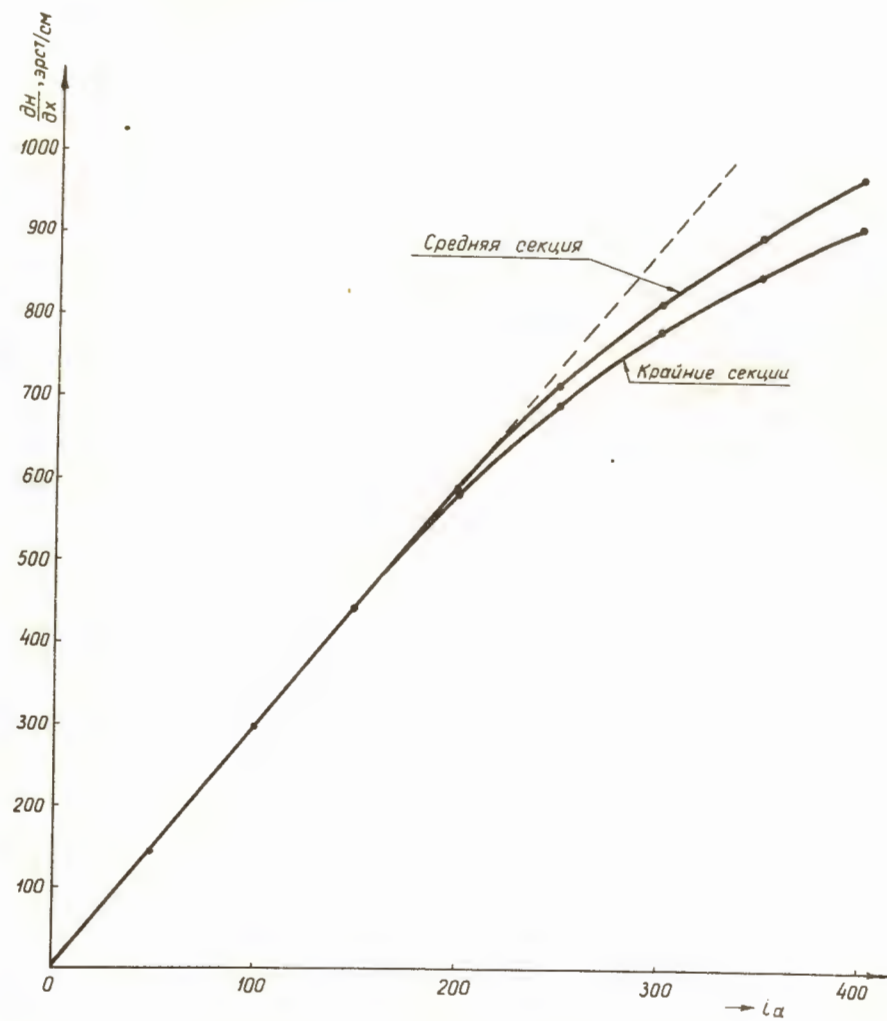


Рис. 4. Зависимость градиента магнитного поля в средней и крайних секциях квадрупольных триплетов от тока возбуждения.



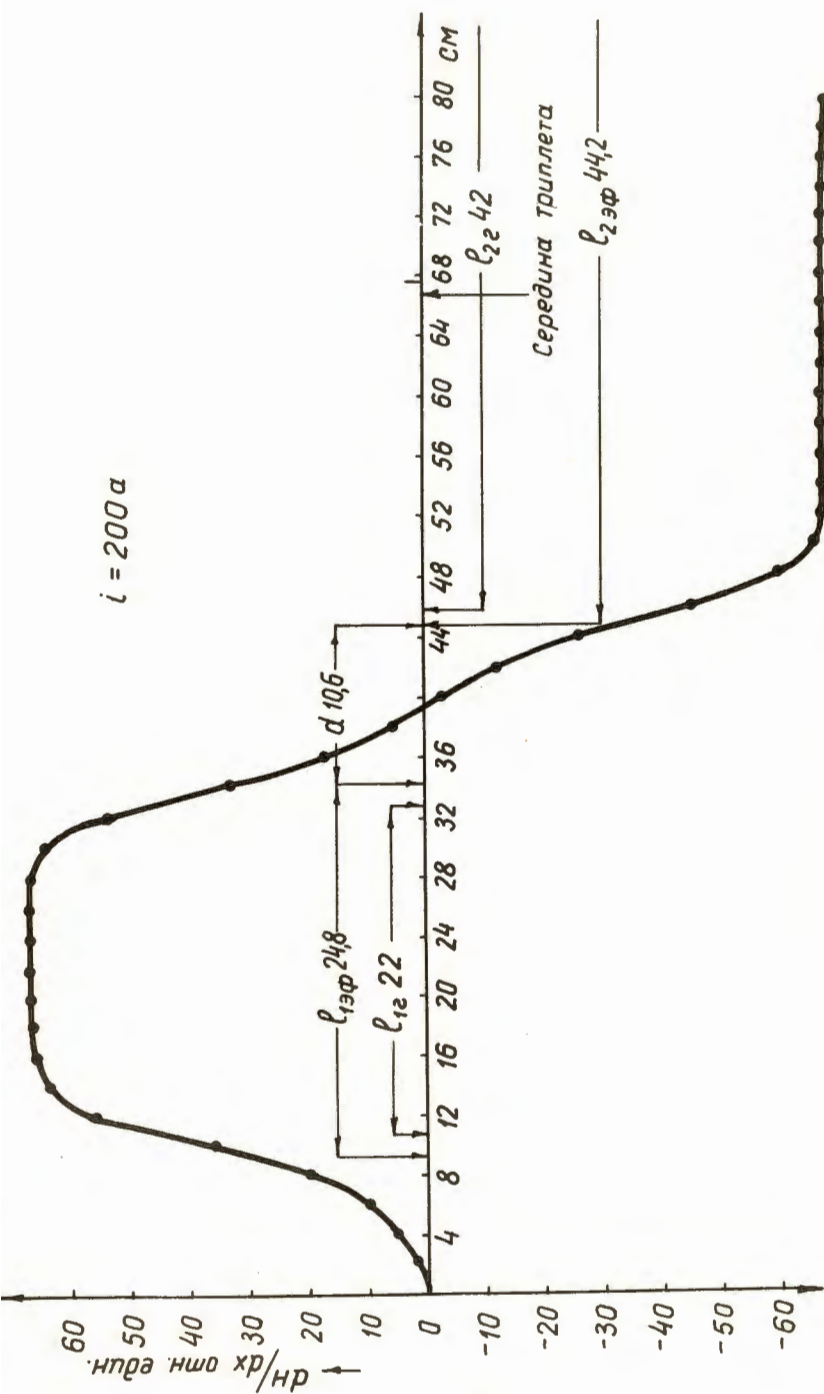


Рис. 5. Зависимость градиента магнитного поля вдоль оси квадрупольного триплета при токе возбуждения 200 а.

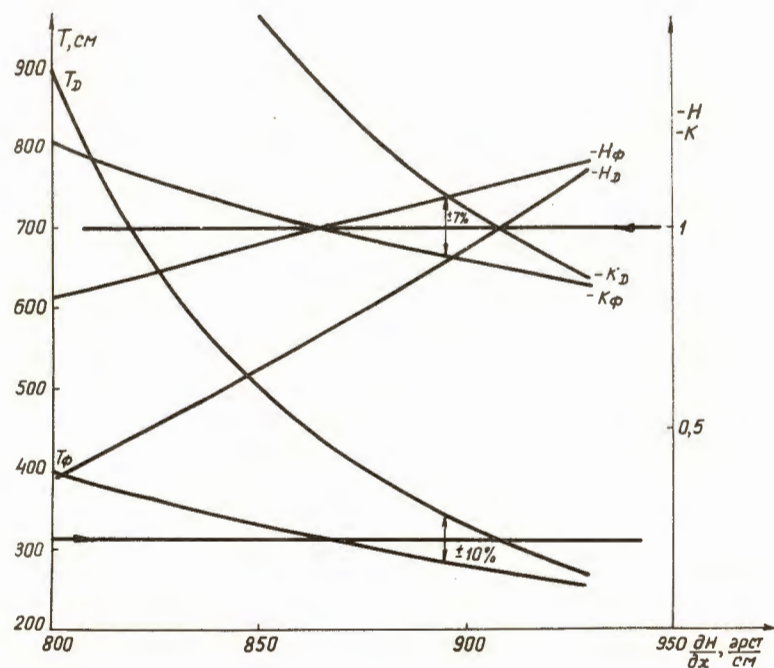


Рис. 6. Расчетные параметры квадрупольного триплета в зависимости от градиента магнитного поля, одинакового в средней и крайних секциях линзы,  $1T$ -расстояние от задней эффективной границы магнитного поля до плоскости изображения;  $K$  - коэффициент поперечного увеличения изображения линзы;  $H$  - коэффициент углового увеличения; индекс  $\phi$  - соответствует случаю, когда первая секция линзы является фокусирующей, индекс  $D$  - соответствует случаю, когда первая секция линзы является дефокусирующей.

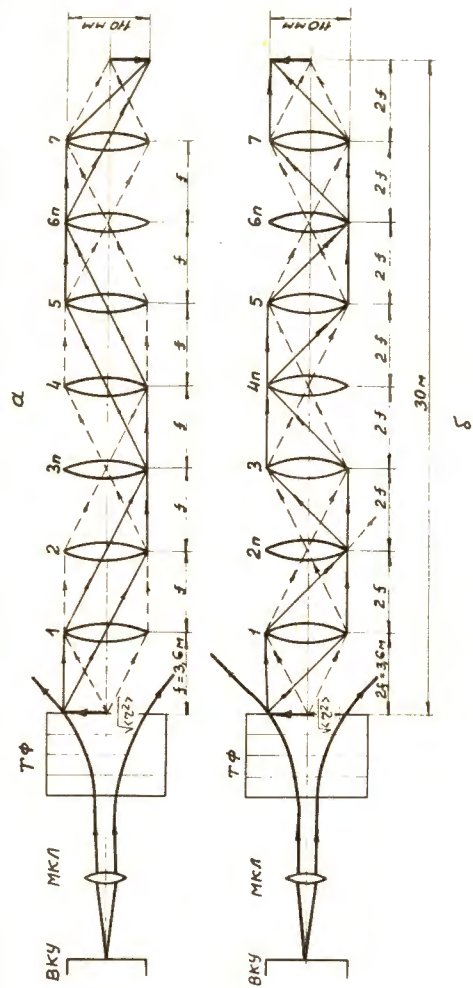


Рис. 7. Эквивалентные оптические схемы фокусирующего протонного канала. ВКУ - вакуумная камера ускорителя; МКЛ - магнитная квадрупольная линза для фокусировки первичного пучка протонов; ТФ - тор-мозящий фильтр;  $f$  - фокусное расстояние отдельной линзы. В случае схемы а) линзы 1, 2, 4, 5 и 7 являются фокусирующими, а линзы 3П и 6П - полевыми. В случае схемы б) линзы 1, 3, 5, 7 являются фокусирующими, а линзы 2П, 4П и 6П - полевыми.

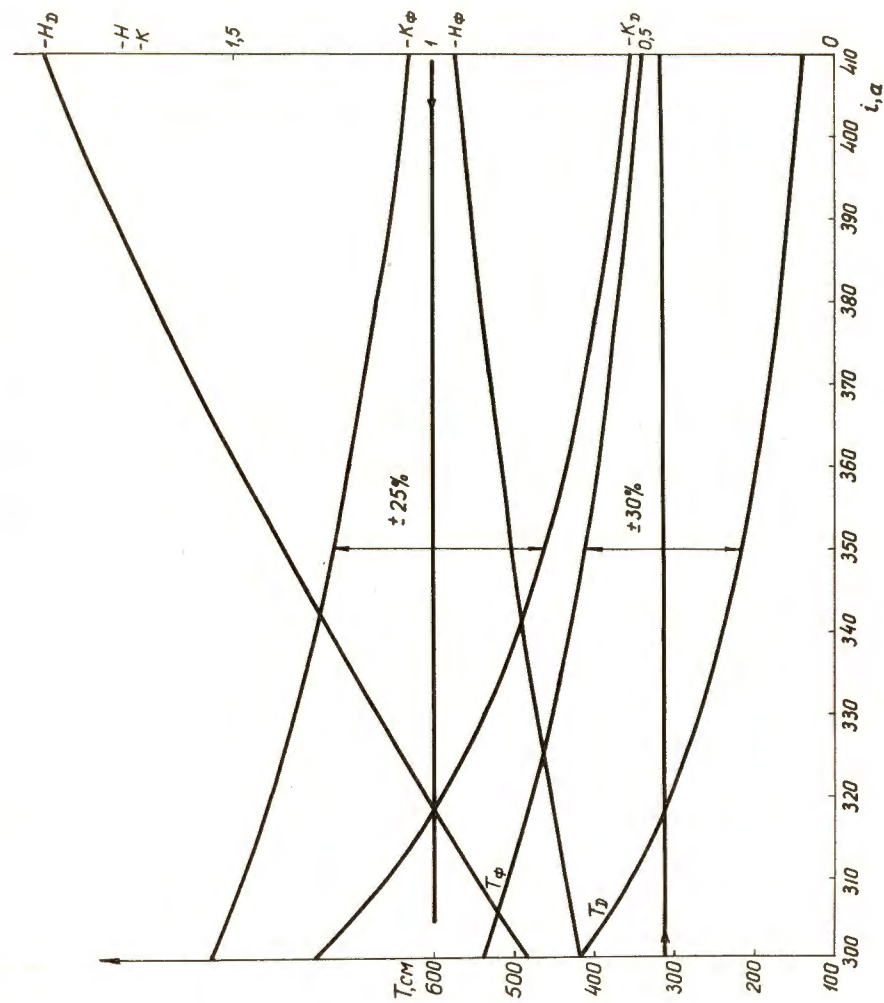


Рис. 8. Расчетные параметры квадрупольного триплета в зависимости от тока возбуждения линзы. Обозначения такие же как и на рис. 6. В этом случае учитывается различный характер зависимости градиента магнитного поля в средней и крайних секциях линзы от тока возбуждения.

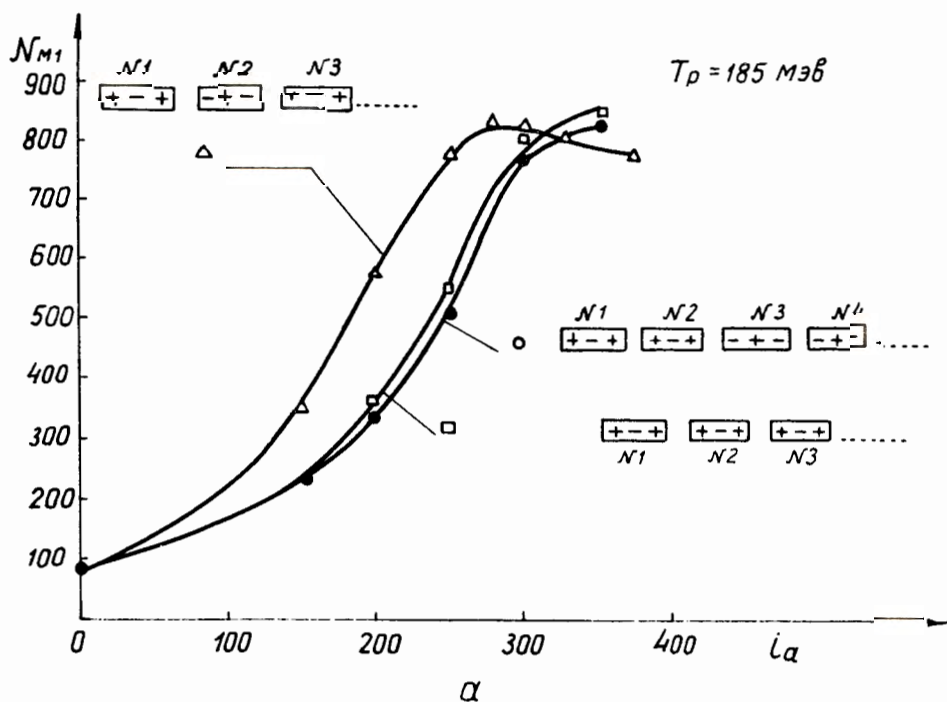


Рис. 9. Относительное увеличение полной интенсивности заторможенного пучка протонов на выходе фокусирующего протонного канала в зависимости от тока возбуждения при различных способах включения линз.

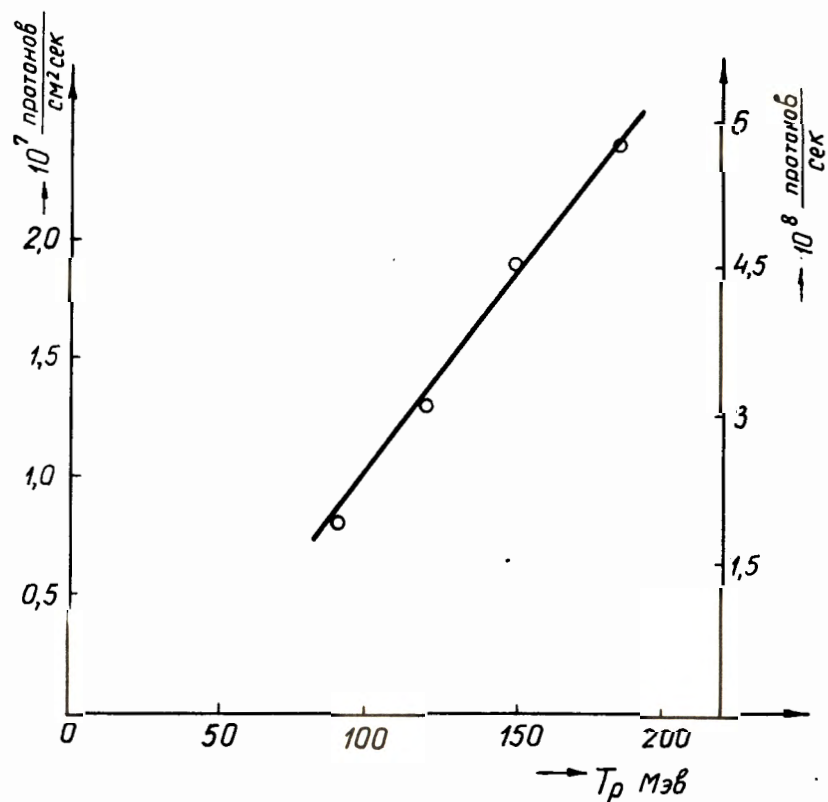


Рис. 10. Зависимость плотности потока и полной интенсивности заторможенного протонного пучка на выходе фокусирующего канала от энергии протонов.

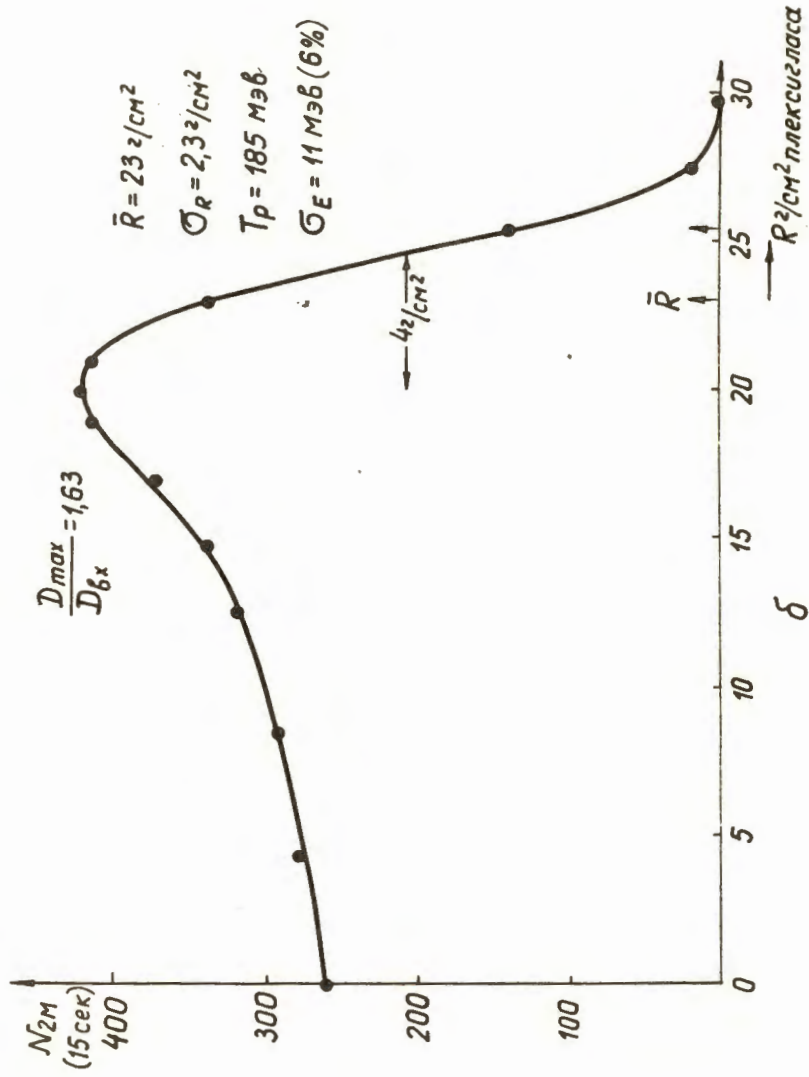


Рис. 11. Брэгговская кривая заторможенного протонного пучка при энергии протонов 185 Мэв, измеренная на выходе фокусирующего канала при оптимальных значениях его параметров.

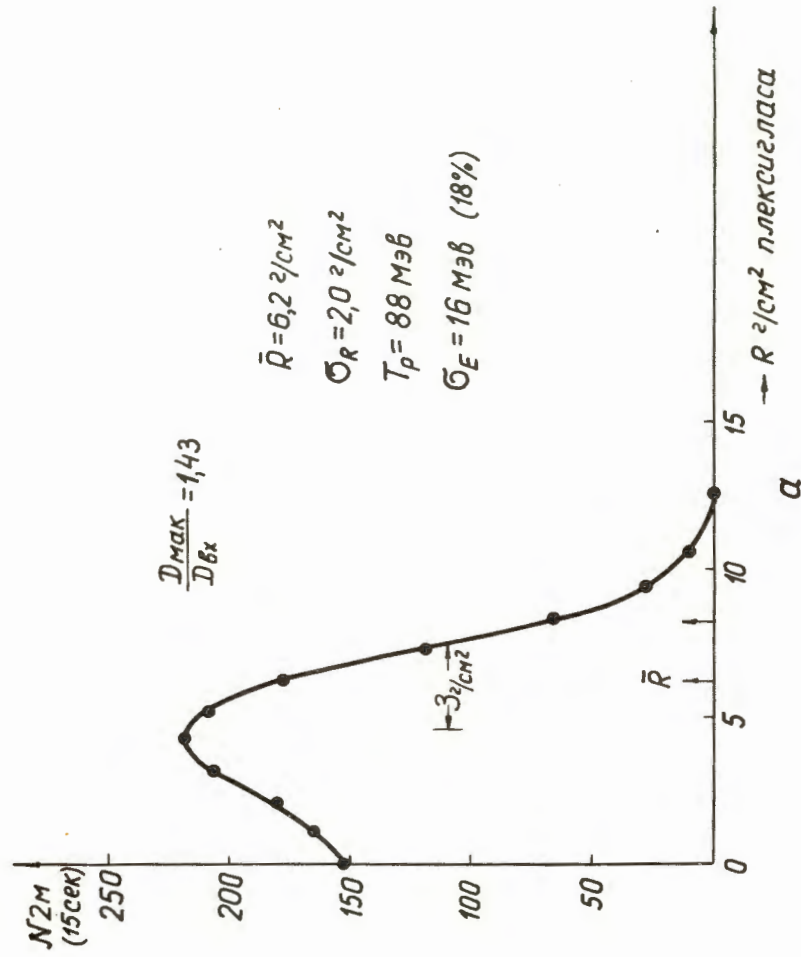


Рис. 12. Брэгговская кривая заторможенного протонного пучка при энергии протонов 88 Мэв, измеренная на выходе фокусирующего канала при оптимальных значениях его параметров.



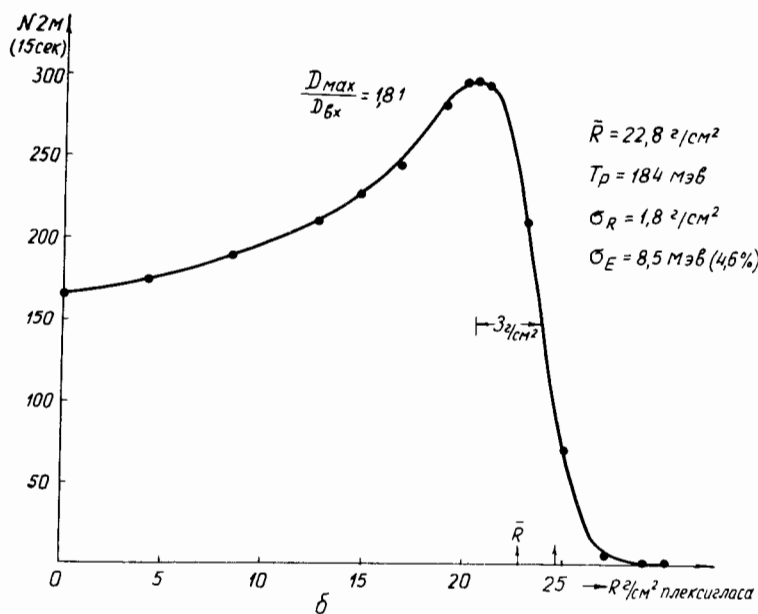


Рис. 13. Брэгговская кривая заторможенного протонного пучка при энергии протонов 184 МэВ, измеренная на выходе фокусирующего канала при использовании щелевых коллиматоров до и после отклоняющего магнита.