

Жесткофокусирующая магнитная система со совмещёнными функциями для гантри

Г.И. Клёнов, В.П. Ларионов, В.С. Рыбалко
ФГУП Московский радиотехнический институт РАН, Россия

Система ротационного облучения гантри (gantry) предназначена для многопольного облучения подвижным протонным пучком неподвижно лежащего пациента. Горизонтальный протонный пучок разворачивается магнитными элементами гантри, которые объединены в единую конструкцию и могут вращаться вокруг горизонтальной оси. Таким образом, пучок ротируется в вертикальной плоскости, перпендикулярной первоначальному направлению пучка, что обеспечивает возможность облучения лежащего пациента с любого направления. В работе [1] представлена конструкция ГАНТРИ на основе трёх отклоняющих магнитов с однородным полем.

Целью данной работы является проведение численных исследований жесткофокусирующей схемы гантри, позволяющей предположительно снизить габариты и вес всей конструкции по сравнению с гантри на магнитах с однородным полем. При проведении численных исследований для расчёта огибающих пучка вдоль магнитного канала использовалась программа TRAKT [2], являющаяся модернизацией программы TRANSPORT.

Наиболее распространённый тип отклоняющего магнита с неоднородным полем — это так называемый синхротронный магнит, который широко используется в синхротронных ускорителях высокой энергии [3]. В дальнейших расчётах будем аппроксимировать поле такого магнита прямоугольной моделью, полагая кривизну траектории $1/\rho$ и фокусирующую силу k постоянными вдоль круговой осевой траектории длиной l .

Очевидно, что на составляющую траектории по оси y (вертикальная плоскость) синхротронный магнит действует как квадруполь с силой k . Для составляющей же по оси x (горизонтальная плоскость или плоскость поворота) имеем суперпозицию фокусировки и отклонения. С учётом этого получаем следующие преобразования (пользуясь обозначениями $K = k - 1/\rho^2$; $\sqrt{K} = +\sqrt{|K|}$ и $\varphi = l\sqrt{K} > 0$):

(а) случай фокусировки при $K < 0$, т.е. при $k < 1/\rho^2$:

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_l = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \frac{1}{\sqrt{K}} \sin \varphi \\ -\sqrt{K} \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_0 + \frac{\Delta p}{p_0} \cdot \begin{pmatrix} -\frac{1}{\rho |K|} (1 - \cos \varphi) \\ -\frac{1}{\rho \sqrt{K}} \sin \varphi \end{pmatrix}; \quad (1)$$

(б) случай дефокусировки при $K > 0$, т.е. при $k > 1/\rho^2$:

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_l = \begin{pmatrix} ch \varphi & \frac{1}{\sqrt{K}} sh \varphi \\ \sqrt{K} sh \varphi & ch \varphi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_0 + \frac{\Delta p}{p_0} \cdot \begin{pmatrix} \frac{1}{\rho K} (1 - ch \varphi) \\ -\frac{1}{\rho \sqrt{K}} sh \varphi \end{pmatrix}; \quad (2)$$

Слагаемое k в выражении для K соответствует градиентной фокусировке, а слагаемое $1/\rho^2$ — слабой секторной фокусировке магнита. Вместо этих величин в теории синхротронов используется показатель неоднородности поля $n = \rho^2 k = \rho g / B_0$. Тогда тригонометрические функции в выражении (1) записываются в виде $\cos((l/\rho)\sqrt{1-n})$, $\sin((l/\rho)\sqrt{1-n})$, а гиперболические в выражении (2) — в виде $ch((l/\rho)\sqrt{n-1})$, $sh((l/\rho)\sqrt{n-1})$.

Для вертикального движения синхротронный магнит действует как квадрупольная линза. Линейное преобразование, которое производит квадрупольная линза с эффективной длиной l в фокусирующей плоскости, можно записать в матричной форме:

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_l = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \frac{1}{\sqrt{k}} \sin \varphi \\ -\sqrt{k} \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_0; \quad \text{где } \varphi = l\sqrt{k} > 0. \quad (3)$$

Линейное преобразование, производимое квадрупольной линзой с эффективной длиной l в дефокусирующей плоскости, в матричной форме имеет вид

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_l = \begin{pmatrix} ch\varphi & \frac{1}{\sqrt{k}} sh\varphi \\ \sqrt{k} sh\varphi & ch\varphi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_0; \quad \text{где} \quad \varphi = l\sqrt{k} > 0. \quad (4)$$

Секторный магнит действует в направлении оси y (вертикальная плоскость) подобно свободному от поля пространству длиной l , тогда как преобразование в направлении оси x (горизонтальная плоскость) записывается следующим образом:

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_l = \begin{pmatrix} \cos\varphi & \rho \sin\varphi \\ -\frac{1}{\rho} \sin\varphi & \cos\varphi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_0 + \frac{\Delta p}{p_0} \cdot \begin{pmatrix} -\rho(1 - \cos\varphi) \\ -\sin\varphi \end{pmatrix}; \quad \text{где} \quad \varphi = l/\rho. \quad (5)$$

Анализ выражений (1÷5) с учётом $k = n/\rho^2$ показывает, что системы со 'знакопеременным градиентом' обладают более 'жесткими' радиальными и вертикальными фокусирующими силами, что даёт возможность увеличить частоты бетатронных колебаний и таким образом уменьшить амплитуды этих колебаний. В результате рабочая апертура и, следовательно, поперечное сечение магнита могут быть сделаны меньшими, чем при использовании поля с постоянным градиентом.

Вторые слагаемые в выражениях (1) и (2) определяют возникающую в системе дисперсию, учёт которой необходим с точки зрения получения ахроматичного пучка на выходе гантри. Видно, что по сравнению с секторным магнитом в синхротронном магните линейная компонента вектора дисперсии меньше в n раз, а угловая компонента меньше в $n^{1/2}$ раз.

Для дальнейших расчётов величина заворачивающего поля синхротронного магнита была выбрана равной $B_0 = 12$ кГс, что с учётом магнитной жесткости протонного пучка при энергии $E-E_0 = 250$ МэВ даёт радиус поворота траектории $\rho = 2,025$ метра. Первый вариант схемы гантри включает магнитный канал, состоящий из трёх 90-градусных поворотов пучка без прямолинейных промежутков между ними. Суммарный угол поворота пучка 270 градусов. Габариты данной схемы являются минимальными: продольный размер системы 6,075 метра; радиальный размер 4,05 метра; длина канала 9,5 метра. Общая протяженность трассы транспортировки пучка (с учётом двухметрового прямолинейного промежутка после канала) составляет около 11,5 метра. Данный вариант рассмотрен исключительно с целью анализа некоторых типов жесткофокусирующей структуры с последующим выбором наиболее подходящего типа структуры.

После анализа структур типа ФД и ФОДО для гантри предлагается структура типа квази-ФОДО, являющаяся комбинированной структурой, период которой состоит из двух синхротронных магнитов с $n \gg 1$ (Ф и Д) и двух секторных магнитов с $n = 0$ (О). Для первого варианта схемы число периодов $N = 15$ (длина магнита 15,9 см; угол поворота 4,5 градуса) значение показателя неоднородности поля в синхротронном магните выбрано равным $n = 100$. Это значение определяется соотношением $n = \rho^2 k = \rho g / B_0$ с учётом того, что при равновесном поле $B_0 = 12$ кГс радиус кривизны траектории равен $\rho \cong 2$ м, а градиент магнитного поля $g = 6$ кГс / см. Для предложенной структуры квази-ФОДО по методике работы [4] определены выражения для μ - набега фазы бетатронных колебаний на периоде структуры и ν — числа бетатронных колебаний в структуре. Точное выражение для μ : $\cos \mu = (\cos^2\theta - \sin^2\theta) ch\varphi \cos\varphi + (n^{1/2} - n^{-1/2}) \sin\theta \cos\theta sh\varphi \cos\varphi - (n^{1/2} + n^{-1/2}) \sin\theta \cos\theta \sin\varphi ch\varphi - 1/2 (n - n^{-1}) \sin^2\theta \sin\varphi sh\varphi$, где θ и φ — фазовые углы секторного и синхротронного магнитов соответственно. Приближенное выражение для μ :

$$\mu \approx \frac{3\pi}{8\sqrt{3}} N \sqrt{\frac{45 n^2 \pi^2}{64 N^2} - \frac{135 \pi^2}{64 N^2} + 24}. \quad (6)$$

С учётом углового поворота в гантри на $3\pi/2$ число бетатронных колебаний ν равно

$$\nu = \frac{2\mu N}{3\pi} \approx \frac{1}{4\sqrt{3}} \sqrt{\frac{45 n^2 \pi^2}{64 N^2} - \frac{135 \pi^2}{64 N^2} + 24}. \quad (7)$$

Если учитывать только первое слагаемое подкоренного выражения, то получаем:

$$\mu \approx \frac{9\sqrt{5}}{64\sqrt{3}} \cdot \frac{n\pi^2}{N^2} = 0,182 \frac{n\pi^2}{N^2}; \quad (8)$$

$$\nu = \frac{2\mu N}{3\pi} \approx \frac{3\sqrt{5}}{32\sqrt{3}} \cdot \frac{n\pi}{N} = 0,121 \frac{n\pi}{N}; \quad (9)$$

численные оценки μ и ν по выражениям (6) и (7) при $N = 15$ и $n = 100$ дают: $\mu = 0,26\pi$ и $\nu = 2,64$. Выражения (8) и (9) дают: $\mu = 2,255\pi$ и $\nu = 2,54$.

На рис. 1 представлена схема магнитной системы гантри (1 – 60-градусный магнит, 2 и 3 – дублет квадрупольных линз, 4 – 150-градусный магнит, 5 – свип-магнит, 6 – линза Пановского). На рис. 2 представлены отклонения пучка вдоль канала гантри.

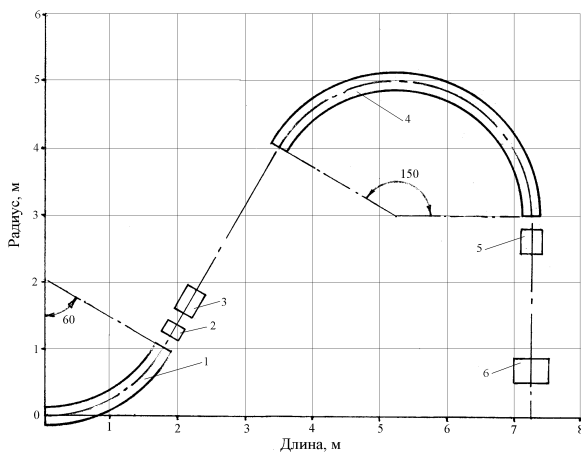


Рис. 1: Магнитная система гантри.

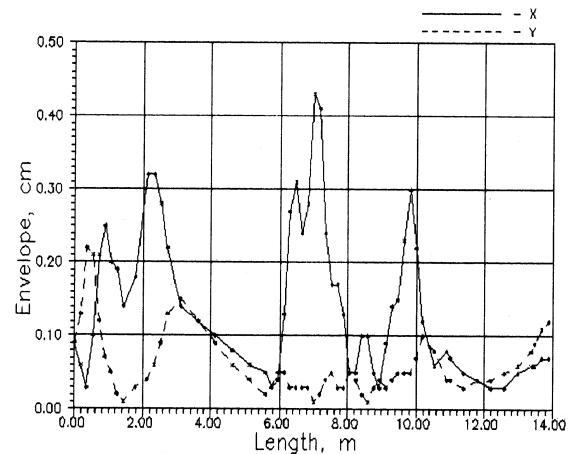


Рис. 2: Отклонения пучка в канале гантри.

Рассмотрены два варианта схемы гантри. Оба имеют угол поворота пучка 210 градусов, но отличаются друг от друга длинами прямолинейных промежутков (в первом расстояние от выхода второго магнита до изоцентра составляет 3 метра, во втором – 2 метра). Магнитный канал обоих вариантов имеет структуру типа квази-ФОДО с длиной одного магнитного элемента 17,67 см; а угол поворота элемента – 5 градусов. Общее число периодов канала $N = 10,5$ (из них 3 периода приходится на первый магнит; а 7,5 периодов – на второй магнит). Показатель неоднородности поля $n = \pm 100$.

Для обеспечения проектных размеров пучка в изоцентре гантри производилось согласование прямолинейных промежутков за счёт подбора параметров линз дублета и окончных элементов обоих магнитов. Так, для первого варианта гантри параметры дублета представлены в табл. 1, параметры окончных элементов первого магнита – в табл. 2, параметры окончных элементов второго магнита – в табл. 3.

Таблица 1. Параметры линз дублета.

Номер линзы	Длина, см	Градиент, кГс / см	Оптическая сила в x-плоскости
1	20	+1,1660	F
2	40	- 0,9850	D

Таблица 2. Параметры окончных элементов первого магнита.

Номер элемента от конца	Длина элемента, см	Показатель поля	Оптическая сила в x-плоскости
4	17,67	+30,7	D
3	17,67	-100	F
2	35,34	+81	D
1	35,34	-38	F

Таблица 3. Параметры оконечных элементов второго магнита.

Номер элемента от конца	Длина элемента, см	Показатель поля	Оптическая сила в x-плоскости
5	17,67	- 100	F
4	17,67	- 48,21	F
3	17,67	+19,87	D
2	35,34	+39	D
1	35,34	- 39	F

Приведённые на рис. 2 огибающие получены при энергии протонного пучка 250 МэВ, эмиттансе $\varepsilon = 0,127$ мм·мрад и относительном разбросе продольного импульса $\delta = (0,05 \div 1,0)$ %. Эти параметры пучка гантри предопределены параметрами синхротрона Н⁻ для центра протонной терапии (см. [5]). Этим параметрам пучка соответствуют и параметры линз и оконечных элементов магнитов (табл. 1, 2, 3). Численное моделирование проведено также при эмиттансе $\varepsilon = 0,5$ мм·мрад. При изменённых параметрах линз и оконечных элементов магнитов вид огибающих пучка существенно не меняется.

Оценивалось также влияние на характеристики пучка точности задания параметров элементов магнитной системы. Рассматривалось суммарное влияние следующих параметров: допуск на магнитное поле для всех магнитных элементов и квадрупольных линз $\Delta B/B = 0,05\%$; допуск на показатель неоднородности поля $\Delta n/n = 1$ %; смещение магнитного элемента на 0,01 см относительно оси канала. При всех расчётах относительный разброс импульса пучка $\delta = 1,0$ %. Полученная амплитуда когерентного смещения пучка составляет 0,23 см. Проведённые оценки допусков показали, что размеры пучка по обоим направлениям с учётом когерентного смещения пучка и огибающих пучка позволяют осуществить его уверенную транспортировку по каналу гантри (сечение канала – эллипс с полуосями 8 и 10 мм).

Система сканирования пучка (см. рис. 1) состоит из свип-магнита 5 и линзы Пановского 6 [6]. При поле свип-магнита $B = \pm 2,79$ кГс и градиенте поля квадрупольной линзы $g = + 0,315$ кГс/см обеспечивается параллельный перенос оси пучка в x-направлении на величину $\Delta x = \pm 10$ см. Применение линзы Пановского с прямоугольной апертурой 20 x 240 мм² позволяет использовать для её питания стандартный источник стабилизированного тока (ИСТ-2), используемый также для питания магнитных элементов канала гантри. Расчёт огибающих пучка (рис. 2) проведён с учётом элементов системы сканирования.

Магнитный канал предлагаемой схемы гантри содержит 42 магнитных элемента при весе одного элемента 50 кг. Тогда общий вес этих магнитных элементов составляет $0,050 \times 42 = 2,1$ тонны. В состав магнитного канала входят две квадрупольные линзы: первая – длиной 0,20 м и весом 0,050 т и вторая – длиной 0,40 м и весом 0,100 т. Таким образом, общий вес магнитного канала ГАНТРИ можно оценить равным 2,25 тонны. Общий вес магнитной системы с учётом системы сканирования (0,45 тонны) составляет 2,7 тонны.

Таким образом, предлагаемая схема гантри позволяет существенно снизить вес всей конструкции и обеспечить проводку пучка с большим разбросом импульса.

Список литературы

- [1] М.М. Kats. Study of gantry optics for proton and carbon ion beams. EPAC98. 1998.
- [2] М.И. Капчинский, И.А. Коренев, Л.А. Рогинский. Матрично-операторный метод расчёта динамики интенсивных пучков заряженных частиц. ЖТФ. т.59. в.9. 1989, с.61-66.
- [3] К. Штеффен. Оптика пучков высокой энергии. — М.: Мир, 1969.
- [4] Г. Брук. Циклические ускорители заряженных частиц. — М.: Атомиздат, 1970.
- [5] В.С. Хорошков и др. Московский госпитальный центр протонной лучевой терапии на базе медицинского Н-синхротрона. Труды 16-го Совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино. 1998. т.2, с.209.
- [6] М.Н. Blewett, G.T. Danby. Design and performance of bending and quadrupole magnets for the AGS experimental program. Труды Международной конференции по ускорителям. Дубна, 1963, с.767.