



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2013–20  
ОУК

А.В. Максимов, Н.Е. Тюрин, Ю.С. Федотов

**Оптическая система протонной облучательной  
установки на ускорителе У-70 ГНЦ ИФВЭ**

Направлено в *ЖТФ*

Протвино 2013

**Аннотация**

Максимов А.В., Тюрин Н.Е., Федотов Ю.С. Оптическая система протонной облучательной установки на ускорителе У-70 ГНЦ ИФВЭ: Препринт ИФВЭ 2013-20. – Протвино, 2013. – 16 с., 6 рис., библиогр.: 10.

Представлены результаты физического обоснования и схема магнитной оптики протонной радиографической установки с энергией 50–70 ГэВ и полем обзора диаметром не менее 200 мм.

**Abstract**

Maximov A.V., Tyurin N.E., Fedotov Y.S. The magnetic optics configuration for Proton Radiography Facility on U-70 IHEP accelerator: IHEP Preprint 2013-20. – Protvino, 2013. – p. 16, figs 6, refs.: 10.

The investigations on magnetic optics configuration for Proton Radiography Facility on U-70 IHEP accelerator are presented. It was shown that field-of-view about 200 mm may be achieved.

## Введение

Пучки протонов высокой энергии могут быть использованы для протонной радиографии плотных объектов [1-8]. В ГНЦ ИФВЭ в 2005–2011 г.г. на ускорителе У-70 проводились работы по исследованию быстропротекающих процессов в плотных средах. Установка, созданная совместно ГНЦ ИФВЭ и РФЯЦ-ВНИИЭФ [5,6], позволяла проводить протонную радиографию динамических объектов оптической толщиной до  $400 \text{ г/см}^2$  и полем обзора диаметром 60 мм при энергии облучающего протонного пучка 50 ГэВ и получением до 17 изображений. В настоящей работе приводится физическое обоснование, схема и структура построения магнитной оптики радиографической установки с энергией пучка 50–70 ГэВ и полем обзора диаметром не менее 200 мм.

Проходя через вещество объекта, протоны испытывают многократное кулоновское рассеяние, потерю числа частиц в результате ядерных взаимодействий с веществом объекта и ионизационные потери энергии (они не приводят к потерям пучка). Эти процессы в разных материалах действуют на проходящие через объект протоны различным образом. Сечение рассеяния пропорционально  $Z^2 / A$ , где  $A$  – его атомный вес,  $Z$  – заряд ядра. Убыль пучка за счет ядерных взаимодействий пропорционально  $A^{2/3}$ . Поэтому, анализируя протонный пучок, прошедший через объект, можно сделать заключение о плотности и заряде вещества объекта и о его внутренней структуре.

Пучок, облучающий объект, из-за ненулевого эмиттанса имеет угловой разброс. Этот разброс ещё более увеличивается на выходе из объекта за счет кулоновского рассеяния. Чтобы получить радиографическое изображение объекта, необходимо сфокусировать пучок протонов после объекта в плоскости изображения с передачей «точки в точку» независимо от угла выхода рассеянного протона. Преобразование источника в изображение в случае использования квадрупольных линз производится линейно и независимо (в горизонтальной и вертикальной плоскостях движения):

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_{\text{изоб}} = \hat{M} \cdot \begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_{\text{ист}} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_{\text{ист}}.$$

Здесь  $x$  – координата,  $x'$  – угол траектории частицы,  $m_{ik}$  – элементы матрицы передачи.

Преобразование из точки в точку может быть осуществлено системой, имеющей матрицу передачи  $\hat{M} = \pm \hat{1}$ . Простейшая магнитооптическая система получается для матрицы  $\hat{M} = -\hat{1}$ , у которой  $m_{11} = m_{22} = -1$ , а  $m_{12} = m_{21} = 0$ . Такую матрицу передачи имеет квартет квадрупольных линз, образованный парой идентичных симметричных дублетов [9,10].

Действительно, если матрица дублета  $M_{\text{дуб}} = \begin{pmatrix} q_{11} & q_{12} \\ q_{21} & q_{22} \end{pmatrix}$ , то матрица квартета

будет равна  $M_{\text{квар}} = M_{\text{дуб}} \cdot M_{\text{дуб}} = \begin{pmatrix} q_{11}^2 + q_{12} \cdot q_{21} & q_{11} \cdot q_{12} + q_{12} \cdot q_{22} \\ q_{21} \cdot q_{11} + q_{22} & q_{21} \cdot q_{12} + q_{22}^2 \end{pmatrix}$ . Так как

$\det M_{\text{дуб}} = q_{11} \cdot q_{22} - q_{21} \cdot q_{12} = 1$ , то  $q_{21} \cdot q_{12} = -1 + q_{11} \cdot q_{22}$ , и матрица квартета будет

иметь вид  $M_{\text{квар}} = \begin{pmatrix} -1 + q_{11}(q_{11} + q_{22}) & q_{12}(q_{11} + q_{22}) \\ q_{21}(q_{11} + q_{22}) & -1 + q_{22}(q_{11} + q_{22}) \end{pmatrix}$ . Если след матрицы

$SpM_{\text{дуб}} = q_{11} + q_{22} = 0$ , то матрица квартета приобретает искомый вид  $M_{\text{квар}} = -\hat{1}$ .

### Магнитооптическая структура и свойства квартета с матрицей $-\hat{1}$

На рис. 1 приведена схема дублета в общем виде. В случае симметричного дублета модули сил линз принимаются равными. Матрицы квадрупольной линзы в тонколинзовом приближении для фокусирующей и дефокусирующей плоскостей имеют вид

$$\hat{M}_{q, \text{фок}, \text{дефок}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \mp k & 1 \end{pmatrix}, \text{ где сила линзы равна } k = \frac{G_q l_q}{B_0 R_0}, G_q \text{ – градиент магнитного}$$

поля квадруполья,  $l_q$  – его эффективная длина,  $B_0 R_0$  – магнитная жесткость протонного пучка.

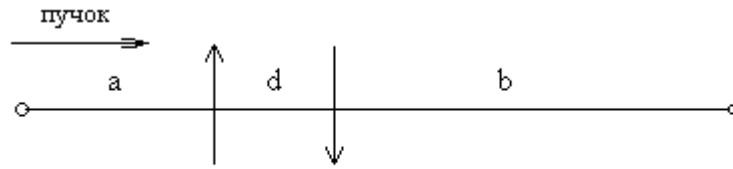


Рис. 1. Оптическая схема дублета квадрупольных линз в приближении тонких линз.

Матрица оптической системы–дублета квадрупольных линз имеет вид:

$$\hat{M}_{\text{дуб}} = \begin{pmatrix} 1 & b \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ k & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -k & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & a \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - kd(1 + kb) & a + b + d + (bd - ad)k - abdk^2 \\ -k^2 d & 1 + kd(1 - ka) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} q_{11} & q_{12} \\ q_{21} & q_{22} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Здесь и далее рассматриваются матрицы движения в горизонтальной плоскости. Матрица движения в вертикальной плоскости имеет другие знаки у силы линзы.

Матрица второй половины квартета, образованного переносной симметрией, также имеет вид (1). Тогда матрица квартета равна  $\hat{M}_{\text{квар}} = \hat{M}_{\text{дуб}} \hat{M}_{\text{дуб}} =$

$$\begin{pmatrix} -1 + q_{11}(q_{11} + q_{22}) & q_{12}(q_{11} + q_{22}) \\ q_{21}(q_{11} + q_{22}) & -1 + q_{22}(q_{11} + q_{22}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 + q_{11} Sp \hat{M}_{\text{дуб}} & q_{12} Sp \hat{M}_{\text{дуб}} \\ q_{21} Sp \hat{M}_{\text{дуб}} & -1 + q_{22} Sp \hat{M}_{\text{дуб}} \end{pmatrix}.$$

Отсюда видно, что  $\hat{M}_{\text{квар}} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{pmatrix} = -\hat{1}$ , если след матрицы дублета

$Sp \hat{M}_{\text{дуб}} = q_{11} + q_{22} = 1 - kd - k^2 bd + 1 + kd - k^2 ad = 0$ . Сила квадрупольей дублета должна удовлетворять условию  $k^2(a + b)d = 2$  [9]. Для симметричного дублета, у которого  $b = a$ ,

$$q_{11} = -kd, \quad q_{12} = a + d, \quad q_{22} = kd \quad \text{и} \quad k^2 = 1/ad, \quad (2)$$

и его матрица имеет вид

$$M_{\text{дублет}} = \begin{pmatrix} -kd & a + d \\ -k^2 d & kd \end{pmatrix}. \quad (2a)$$

Поскольку след матрицы  $\text{Sp} \hat{M}_{\text{дублет}} = 2 \cos \Delta\Psi_{\text{дублет}} = 0$ , то набег фазы бетатронного колебания в дублете  $\Delta\Psi_{\text{дублет}} = \pi/2$ , а в квартете  $\Delta\Psi_{\text{квартет}} = \pi$ , что соответствует матрице квартета равной  $-\hat{1}$ . Структура квартета состоит из двух периодов, каждый из которых представлен дублетом, при этом для определения структурных функций квартета можно воспользоваться известным матричным представлением Твисса для периодических систем:

$$M(s) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cos(\Delta\Psi_{\text{дублет}}) + \begin{pmatrix} \alpha(s) & \beta(s) \\ -\gamma(s) & -\alpha(s) \end{pmatrix} \sin(\Delta\Psi_{\text{дублет}}). \quad (3)$$

Здесь  $s$  – текущее расстояние от начала периодической структуры,  $\alpha(s), \beta(s), \gamma(s)$  – структурные функции, для которых в периодической структуре выполняется соотношение:

$$\alpha(0) = \alpha(L_{\text{дублет}}) \quad \beta(0) = \beta(L_{\text{дублет}}) \quad \gamma(0) = \gamma(L_{\text{дублет}}), \quad \text{где } L_{\text{дублет}} \text{ – длина дублета.}$$

С учетом (2a) и (3) матрица дублета может быть записана в виде

$$\hat{M}_{\text{дублет}} = \begin{pmatrix} -kd & a + d \\ -k^2 d & kd \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_0 & \beta_0 \\ -\gamma_0 & -\alpha_0 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Уравнение предельного фазового эллипса дублета на входе в дублет записывается в виде  $\gamma_0 x^2 + 2\alpha_0 x x' + \beta_0 x'^2 = A$ , где величина аксептанса  $A$  определяется апертурными ограничениями в линзах дублета.

## Оптимальная структура квартета

При заданной силе квадруполя  $k$  (напомним, здесь и далее по тексту, если не указано отдельно,  $k > 0$ ) существует минимальная (т.е. оптимальная) длина дублета

(квартета). Для силы квадруполья из (2) имеем  $ad = \frac{1}{k^2}$ . Поэтому полная длина дублета

$L_s = 2a + d$ . Подставим в (2)  $d = L_s - 2a$  и получим уравнение для определения  $a$ :

$$a^2 - \frac{L_s}{2}a + \frac{1}{2k^2} = 0 \text{ и его решения } a = \frac{L_s}{4} \pm \sqrt{\frac{L_s^2}{16} - \frac{1}{2k^2}}. \text{ Оптимальная величина } a$$

соответствует значению дискриминанта решения квадратного уравнения равного нулю.

Отсюда получаем оптимальные величины:

$$L_{s.onm} = \frac{2\sqrt{2}}{|k|}, \quad d_{onm} = \frac{L_s}{2}, \quad a_{onm} = \frac{L_s}{4} = \frac{d_{onm}}{2} \quad (5)$$

(см. также [10]). Используя (5), из (4) получим структурные функции Твисса оптимального квартета

$$\beta_0 = a + d = \frac{3\sqrt{2}}{2k}, \quad \alpha_0 = -kd = -\sqrt{2}, \quad \gamma_0 = k^2d = \sqrt{2}k \quad (6)$$

и величину наклона фазового эллипса аксептанса квартета  $W = -\frac{\alpha_0}{\beta_0} = \frac{2}{3}k$ .

### Облучение объекта и поле обзора квартета

Объект для радиографического облучения протонным пучком помещается в начале квартета. Характеристики облучающего пучка на поперечной фазовой плоскости формируются системой предварительной фокусировки. Она расширяет пучок до необходимых размеров, чтобы осветить весь объект, и согласует пучок с аксептансом квартета. Максимально возможные размеры облучаемого объекта и получение его изображения без потерь информации определяются величиной аксептанса квартета. Для определения величины аксептанса надо найти точку в магнитной структуре квартета с максимальным ограничением линейных размеров проходящего пучка. В первом

приближении (для горизонтальной плоскости) такой точкой является середина второй фокусирующей квадрупольной линзы. Матрица участка от начала квартета до этой точки равна

$$\hat{M}_{акс} = \begin{pmatrix} -1 - kd & a + d + adk \\ \frac{k}{2}(1 - kd) & -\frac{k}{2}(a - d) - 0.5 \end{pmatrix}.$$

Величина  $\beta$ -функции в этой точке определяется, с учетом (6), соотношением

$$\beta_{л} = m_{12}^2 \gamma_0 - 2m_{11}m_{12}\alpha_0 + m_{11}^2 \beta_0 = 2(\sqrt{2} + 1) \cdot \frac{1}{k}.$$

Радиус вписанной в апертуру линзы окружности  $R_{лин}$  определяет величину акцептанса как  $A = R_{лин}^2 / \beta_{л}$ . При прохождении через объект частицы испытывают многократное кулоновское рассеяние, и эмиттанс облучающего пучка на выходе из объекта значительно увеличивается. Допустимое увеличение проходящего без потерь через квартет пучка определяется акцептансом квартета. Величина рассеяния облучающего пучка в объекте зависит от радиационной длины вещества объекта и его геометрической толщины. Максимальный поперечный размер объекта, наблюдаемый в изображении без потерь пучка, называется полем обзора. Для получения максимальной величины поля обзора эмиттанс облучающего пучка необходимо согласовать на входе в квартет с акцептансом квартета. Формально, такое согласование может быть обеспечено разными способами. Оптимальное согласование достигается получением наклона фазового эллипса облучающего пучка равным наклону предельного фазового эллипса квартета

$$W_0 = -\frac{\alpha_0}{\beta_0} = \frac{x'_{макс}}{x_{макс}} = \frac{kd}{a + d}, \quad (7)$$

где угол  $x'_{макс}$  соответствует частице, имеющей максимальное отклонение  $x_{макс}$ . Так как эмиттанс облучающего пучка гораздо меньше акцептанса квартета, то угол частицы пучка, согласованного с входным акцептансом квартета, имеющей отклонение  $X$  можно записать как  $X'_{пучка} = X_{пучка} \cdot W_x$ . Угол траектории частицы, получившей дополнительное отклонение  $\Theta_{рас}$  за счет рассеяния в веществе объекта, будет равен



$X' = X_n \cdot W_x + \Theta_{pac}$ . Таким образом, частица, вышедшая из объекта, будет иметь

отклонение и угол траектории  $\vec{X} = \begin{pmatrix} X_n \\ X_n \cdot W_x + \Theta_{pac} \end{pmatrix}$ . Угол рассеяния зависит от опти-

ческой толщины объекта. Поэтому возможное поле обзора также зависит от толщины.

Желательно иметь возможность просвечивать достаточно толстые объекты с оптиче-

ской толщиной порядка 400–450 г/см<sup>2</sup>, что эквивалентно ~40 см геометрической тол-

щины объекта для свинца. Если задан радиус апертуры квадруполья  $R_l$  и поле на его

полюсе  $B_l$ , то силу линзы можно записать как  $k = \frac{G_l l_l}{B_0 R_0} = \frac{B_l}{R_l} \frac{l_l}{B_0 R_0}$ . Тогда аксептанс

оптимального квартета будет равен  $A = \frac{R_l^2}{\beta_l} = \frac{B_l R_l l_l}{2(\sqrt{2} + 1) B_0 R_0}$ . Уравнение предельного

фазового эллипса можно записать в параметрическом виде как

$$X_A = \sqrt{\beta_{x0} \cdot A} \cos \Phi_x,$$

$$X'_A = -\alpha_{x0} \sqrt{\frac{A}{\beta_{x0}}} \cos \Phi_x - \sqrt{\frac{A}{\beta_{x0}}} \sin \Phi_x = W_0 X_A - \sqrt{\frac{A}{\beta_{x0}}} \sin \Phi_x.$$

Допустимый угол рас-  
сеяния частицы облучающего пучка, проходящей через магнитную систему без потерь,  
равен

$$\Theta_{pac} = X'_A - X'_{пучка} = W_0 X_A - \sqrt{\frac{A}{\beta_{x0}}} \sin \Phi_x - W_0 X_A = -\sqrt{\frac{A}{\beta_{x0}}} \sin \Phi_x.$$

Зависимость величины поля обзора  $X_{n.o.} = X_A$  от угла рассеяния  $\Theta_{pac}$  записы-  
вается в виде

$$\frac{X_{n.o.}^2}{A \beta_{x0}} + \frac{\Theta_{pac}^2 \beta_{x0}}{A} = 1. \quad (8)$$

Для оптимального квартета максимальная величина поля обзора при угле рассеяния  $\Theta_{рас} = 0$  равна  $X_{н.о.макс} = \sqrt{A\beta_{x0}} = R_l \sqrt{\frac{3\sqrt{2}}{4(\sqrt{2}+1)}} \approx 0.663R_l$  и зависит только от радиуса линзы. Максимальный угол рассеяния при  $X_{н.о.} = 0$  равен

$$|\Theta_{рас.макс}| = \sqrt{\frac{A}{\beta_{x0}}} = \frac{R_l k}{\sqrt{3\sqrt{2}(\sqrt{2}+1)}} = \frac{B_l l_l}{3.2B_0 R_0} \text{ и зависит от радиуса и силы}$$

линзы.

Акцептанс в виде эллипса характерен для периодических систем (например, для кольцевой магнитной структуры синхротрона). Для коротких систем, состоящих из нескольких квадрупольей, акцептанс представляет собой область, ограниченную двумя парами параллельных прямых, полученных путем обратного линейного преобразования в начало системы апертурных ограничений, вносимых фокусирующими квадрупольными линзами. Используя матрицы участков от начала квартета до фокусирующих линз, получим выражения для двух прямых, ограничивающих поле обзора, (рис. 3):

$$X_{н.о.} = 0.68R_{кам} - \frac{0.48}{k}\Theta_{рас}, \quad (9.1)$$

$$X_{н.о.} = 3R_{кам} - \frac{10.22}{k}\Theta_{рас}. \quad (9.2)$$

Здесь, вместо радиуса вписанной в апертуру квадруполья окружности, приведен размер вакуумной камеры в фокусирующей плоскости линзы. Он может быть больше радиуса, что позволяет получить большие величины поля обзора. Характерной точкой в картине зависимости поля обзора от угла рассеяния является точка пересечения этих прямых, имеющая координаты

$$X^* = 0.5656R_{кам},$$

$$\Theta^* = 0.2382R_{кам}k.$$

При гауссовском угловом распределении вышедшего из объекта рассеянного пучка 95% будет содержаться в пределах  $\pm 2\sigma_{рас}$ , где среднеквадратичный угол

рассеяния равен  $\sigma_{рас} = \frac{13.6}{p\beta} \sqrt{\frac{L}{L_R}}$ ,  $p$  – импульс протона в единицах МэВ/с,  $\beta = \frac{v}{c}$ ,

где  $v$  – скорость частицы,  $c$  – скорость света,  $L$  – толщина облучаемого объекта,  $L_R$  – радиационная длина вещества объекта. Для свинца толщина в  $450 \text{ г/см}^2$  дает  $\Theta_{pac} = \pm 2\sigma_{pac} = \pm 3.5$  мрад. Для такого угла рассеяния желательно иметь радиус поля обзора не менее  $100 \text{ мм}$ . Тогда радиус квадруполя  $R_L$  должен быть не менее  $150 \text{ мм}$ . Поле на полюсе квадруполя выбираем не выше  $1 \text{ Тл}$ , чтобы линза была не очень напряженной и эффекты насыщения в магнитопроводе не вносили больших искажений в качество магнитного поля. Из уравнения (9.1) получим длину квадруполя  $\sim 3.4 \text{ м}$ .

На рис. 2 приведены фазовые эллипсы аксептансов горизонтального – а) и вертикального – б) движения (1), и фазовые эллипсы облучающего пучка (2) с эмиттансом  $2 \text{ мм}\cdot\text{мрад}$  в обеих плоскостях.

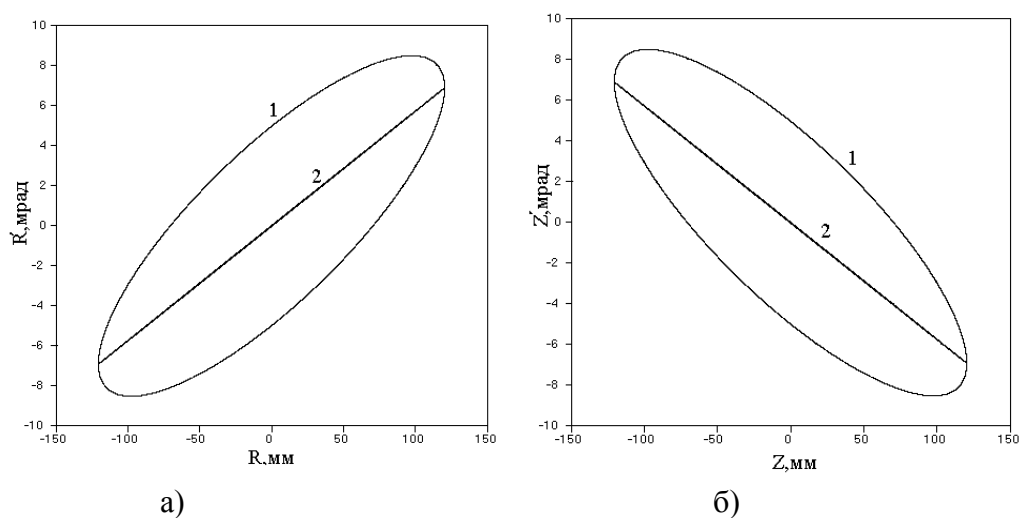


Рис. 2. Фазовые эллипсы горизонтального а) и вертикального б) аксептансов (1) и облучающего пучка (2) на входе в квартет.

Облучающий пучок имеет размер  $\pm 120 \text{ мм}$  и эмиттанс  $\varepsilon_n = 2 \text{ мм}\cdot\text{мрад}$ . Из рис. 2 видно, что угол рассеяния  $\Theta_{pac}$  не должен выходить за пределы границы аксептанса, чтобы протон не был потерян. Увеличить поле обзора можно увеличением апертуры квадрупольных линз квартета.

На рис. 3 приведены примеры поля обзора для квадрупольных линз с радиусом окружности, вписанной в апертуру,  $150 \text{ мм}$  – а) и с увеличением апертуры рабочей области за счет эллиптических вакуумных камер на  $20\%$  – б). В последнем случае

необходимо выполнить требования к качеству магнитного поля в области, большей апертуры, ограниченной радиусом 150 мм до 180 мм.

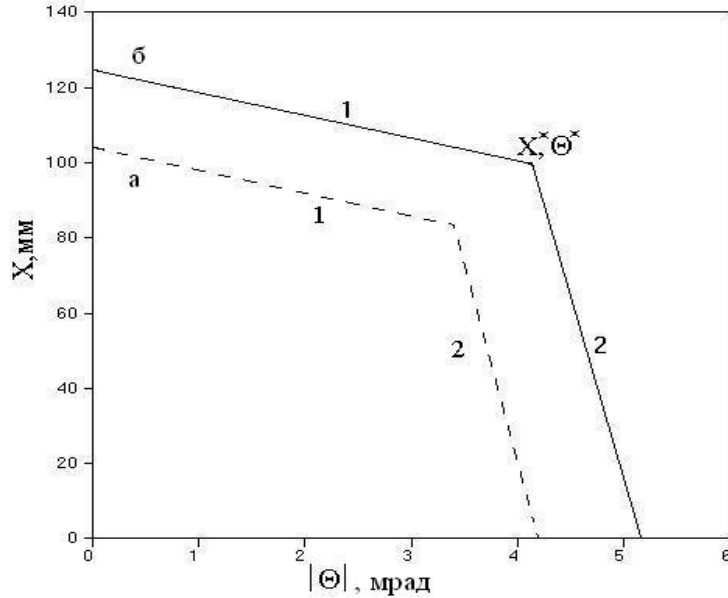


Рис. 3. Поле обзора в квартете с радиусом апертуры квадруполя 150 мм: а – с круглой и б – с эллиптической вакуумной камерой.

### Коллимация пучка при получении изображения

Наклон пучка на входе в квартет выбирается в соответствии с (7). Если эмиттанс пучка равен  $\varepsilon_n = 2$  мм·мрад, то, в предположении четырехугольной формы фазового портрета пучка, углы частиц будут равны  $x'_n = \pm \frac{\varepsilon_n}{x_{\text{макс.п}}}$ . Для положительного угла

входной вектор будет иметь вид  $\vec{X}_n = \begin{pmatrix} x_n \\ W_x x_n + \frac{\varepsilon_n}{x_{\text{макс.п}}} \end{pmatrix}$ . На выходе дублета будем

иметь

$$\vec{X}_{\text{дуб}} = \begin{pmatrix} -kd & a+d \\ -k^2d & kd \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_n \\ W_x x_n + \frac{\varepsilon_n}{x_{\text{макс.п}}} \end{pmatrix}, \text{ или}$$

$$x_{\text{дуб}} = -kd \cdot x_n + (a+d) \left( \frac{kd}{a+d} x_n + \frac{\varepsilon_n}{x_{\text{макс.п}}} \right) = \beta_0 \frac{\varepsilon_n}{x_{\text{макс.п}}}. \quad (10)$$

Из (10) видно, что на выходе из дублета при согласовании будем иметь минимум размера облучающего пучка. При  $x_{\text{макс.н}} = 100$  мм максимальный размер пучка будет не более 0.50 мм. При рассеянии пучка в веществе объекта к углу каждой частицы будет добавлен угол  $\Theta_{\text{рас}}$ , и ее отклонение на выходе из дублета будет равно

$$x_{\text{дуб}} = -kd \cdot x_n + (a + d) \left( \frac{kd}{a + d} x_n + \frac{\varepsilon_n}{x_{\text{макс.н}}} + \Theta_{\text{рас}} \right) = \beta_0 \frac{\varepsilon_n}{x_{\text{макс.н}}} + \beta_0 \Theta_{\text{рас}}.$$

Если угол рассеяния равен максимально допустимому  $\Theta_{\text{рас}} = \pm 2\sigma_{\text{рас}} = \pm 3.5$  мрад, то отклонение рассеянной частицы будет равно  $x_{\text{макс}} \approx \pm 85$  мм, что гораздо больше отклонения за счет ненулевого эмиттанса пучка. Таким образом, в середине квартета можно поместить коллиматор, который будет обрезать очень сильно рассеянные частицы, что позволит улучшить контрастность изображения элементов объекта разной оптической толщины на выходе квартета.

## Хроматические aberrации оптической системы квартета

Матрица дублета согласно (2а) имеет вид  $M_{\text{дуб}} = \begin{pmatrix} -kd & a + d \\ -k^2d & kd \end{pmatrix}$ . Матрица квартета равна произведению двух таких матриц. Рассмотрим в линейном приближении влияние импульсного разброса в пучке на формирование изображения. Сила квадруполя в первом приближении зависит от импульса частицы как  $k = k_0 \left(1 - \frac{\Delta p}{p_0}\right)$ ,

( $k^2 = k_0 \left(1 - 2 \frac{\Delta p}{p_0}\right)$  и т.д.). Здесь  $k_0 = \frac{Gl}{B_0 R_0}$ , и для  $k_0$  остается верным соотношение

(2)  $k_0^2 = 1/ad$ . Подставив значения  $k$ ,  $k^2$  и т. д., в формулы, выражающие значения

элементов матрицы квартета, получим:  $R_{11} = R_{11}^0 + R'_{11} = -1 - 4k_0 d \cdot \frac{\Delta p}{p_0}$ , где  $R_{11}^0 = -1$

и  $R'_{11} = -4k_0 d \cdot \frac{\Delta p}{p_0}$ ,  $R_{12} = R_{12}^0 + R'_{12} = 0 + 4(a + d) \cdot \frac{\Delta p}{p_0}$ . Частица из согласованного

пучка, получившая в веществе объекта угол рассеяния  $\Theta_{рас}$ , в изображении будет иметь отклонение

$$x_{из} = R_{11}x_{об} + R_{12}(x_{об}W_x + \Theta_{рас}) = -x_{об} + 4\beta_0\Theta_{рас}\frac{\Delta p}{p_0}. \quad (11)$$

Отсюда видно, что линейная хроматическая aberrация пропорциональна углу рассеяния частицы в веществе облучаемого объекта и относительной величине потери импульса. Поэтому для большей энергии пучка искажения за счет хроматической aberrации будут меньше из-за меньшего угла рассеяния и меньшей относительной потери импульса. После прохождения дублета отклонение рассеянной частицы равно  $x_{дуб} = \beta_0\Theta_{рас}$ . Поэтому (11) можно переписать в виде

$$x_{из} = -x_{об} + 4x_{дуб}\frac{\Delta p}{p_0}. \text{ Обрезав коллиматором } x_{дуб} \text{ до } x_{кол} < x_{дуб}, \text{ получим}$$

уменьшение вклада хроматической aberrации в изображение

$$x_{из} = -x_{об} + 4x_{кол}\frac{\Delta p}{p_0}. \quad (12)$$

При  $\frac{\Delta p}{p_0} = 1\%$  и  $x_{кол} = 30$  мм, что вполне допустимо без большой потери информации, величина максимальной хроматической aberrации будет порядка 1.2 мм/%. На практике для уменьшения хроматических aberrаций целесообразно настраивать оптическую систему, расположенную после исследуемого объекта, на фокусировку частиц с импульсом  $p_0 - \langle \Delta p \rangle$ , где  $\langle \Delta p \rangle$  – ожидаемые средние потери импульса протонов в объекте или в наиболее важной для исследования части объекта.

### **Структура оптики для облучающей установки на У-70**

На основе приведенных расчетов разработана схема магнитной оптики квартета, имеющего матрицу передачи  $-\hat{I}$  в обеих плоскостях. Оптика предназначена для формирования изображения после облучения объекта толщиной порядка 450 г/см<sup>2</sup>. Для получения поля обзора диаметром не менее 200 мм необходимо использовать квадрупольные линзы с радиусом вписанной окружности 150 мм. Как показывают оценки,

приведенные выше, произведение  $G_l \cdot l_l$  у такой линзы должно быть порядка 22 Тл. Конструктивные оценки параметров показывают, что вес линзы при её длине 3.4 м получается  $\sim 30$  т. Такой вес одной неразборной единицы оборудования недопустим, с точки зрения возможностей монтажа. Поэтому вместо одной линзы используются две длиной по 1.8 м каждая, разделенные расстоянием 0.7 м. При этом требуемая сила квадруполь достигается с полем на полюсе не более 1 Тл. Полная длина квартета равна 65.2 м. Схема квартета приведена на рис. 4.

В плоскости фокуса (это плоскость в середине квартета, где пучок рассеянных частиц имеет минимальный размер, т.н. Фурье-плоскость) матрица дублета, определяющая структурные функции квартета  $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$ , с градиентами линз  $G_l=6.67$  Тл/м и длиной  $l_l=1,8$  м при энергии 70 ГэВ есть

$$M_{\text{дуб}} = \begin{pmatrix} \alpha_0 & \beta_0 \\ -\gamma_0 & -\alpha_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1.38534 & 24.17809 \\ -0.12074 & 1.38534 \end{pmatrix}.$$

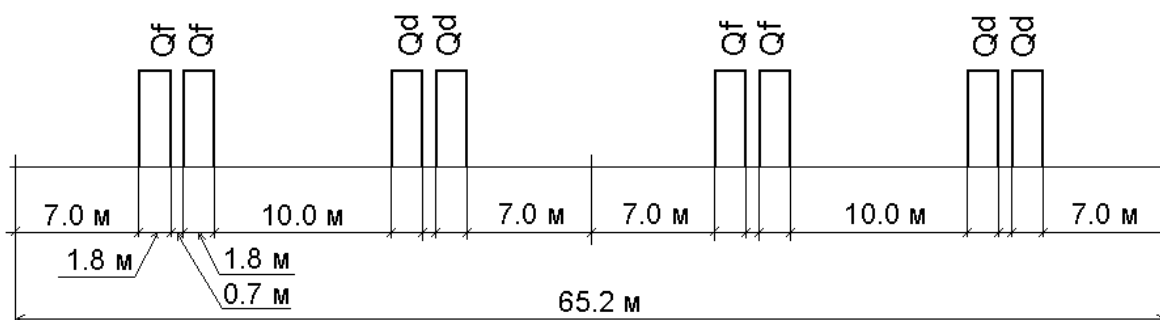


Рис. 4. Оптическая схема квартета с матрицей передачи  $-\hat{1}$  для облучательной установки.

Наклон эллипса-аксептанса квартета  $W = -\alpha_0 / \beta_0 = 0,057298$  1/м. Эмиттанс облучающего пучка равен  $\varepsilon=2$  мм·мрад в обеих плоскостях. Радиус облучающего пучка равен  $A_{r,z}=120$  мм (рис. 3б). Тогда для облучающего пучка имеем  $\beta_{r,z} = A_{r,z}^2 / \varepsilon_{r,z} = 7200$  м,  $\alpha_{r,z} = \mp \beta_{r,z} \cdot W = \mp 412.545$  в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Именно такие

значения надо получить, чтобы согласовать эмиттанс облучающего пучка с акцептансом квартета, который равен  $A=600$  мм·мрад при  $R_{кам} = 180$  мм.

Зависимость поля обзора от угла рассеяния приведена на рис. 3 для апертуры 300 мм и для апертуры 360 мм. Последнее может быть реализовано при использовании (вместо круглой) эллиптической вакуумной камеры, размеры которой (полуоси эллипса) удовлетворяют соотношению  $ab = R_A^2$ . Конструкция линзы должна допускать установку такой камеры в апертуру линзы. Расчетные характеристики квадруполя приведены в таблице:

- поле на полюсе, максимальное	1 Тл
- длина по железу	1.8 м
- радиус вписанной окружности	150 мм
- ток питания, максимальный	1000 А
- число витков на полюс	66
- индуктивность	$\leq 0.3$ Гн
- потребляемая мощность	$\leq 200$ кВт
- вес линзы	$\leq 15$ т

Полная магнитооптическая схема для облучательной установки включает два квартета и систему предварительного формирования размеров и согласования облучающего пучка (рис. 5). Перед первым квартетом устанавливается система регистрации параметров протонного пучка. Перед вторым квартетом устанавливается облучаемый объект. Протонный пучок, прошедший через объект, формируется вторым квартетом на вторую систему регистрации для получения изображения исследуемого объекта.

Сравнение изображения входного облучающего пучка и изображения после объекта позволяет получать протонное радиографическое изображение более высокого качества. На рис. 6 представлено результирующее изображение, полученное численным моделированием динамики протонного пучка в магнитной структуре рассматриваемой установки.



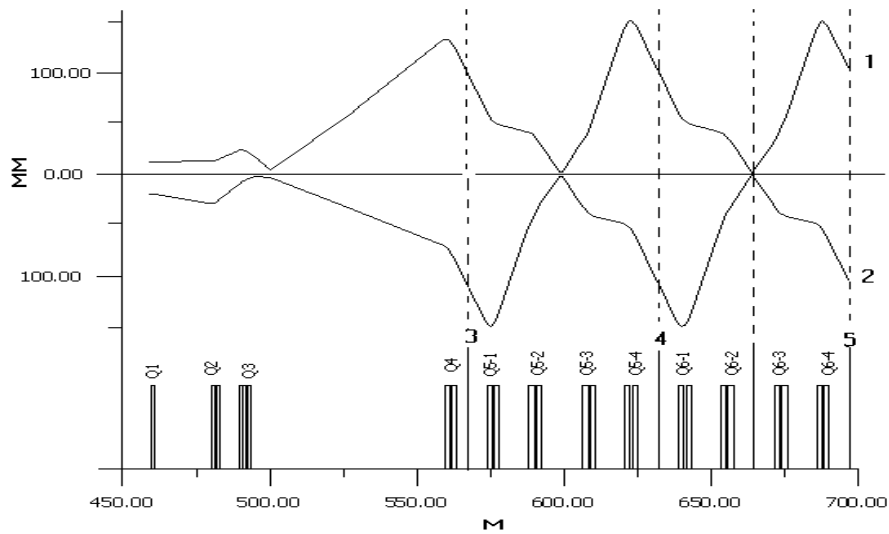


Рис. 5. Магнитооптическая схема облучательной установки:  
 1 – огибающая пучка в горизонтальной плоскости;  
 2 – огибающая пучка в вертикальной плоскости;  
 3 – система регистрации параметров пучка;  
 4 – объект;  
 5 – система регистрации изображения объекта;  
 Q1–Q4 линзы, согласующие пучок протонов с акцептансом квартета;  
 Q5-1–Q5-4 линзы первого квартета;  
 Q6-1–Q6-4 линзы второго квартета.

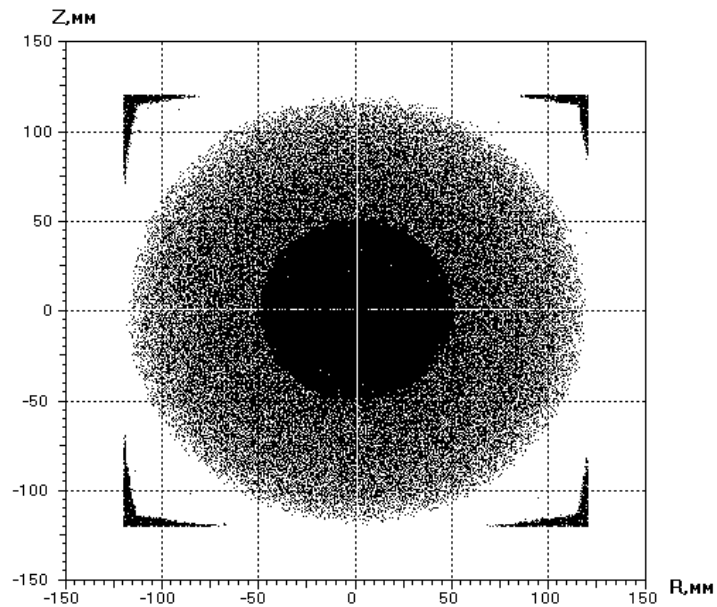


Рис. 6. Протонное радиографическое изображение объекта – шар из вольфрама диаметром 100 мм в шаре из углерода диаметром 240 мм. Результат численного моделирования.

## Заключение

В настоящей работе приведены расчеты и обоснование схемы радиографической установки ГНЦ ИФВЭ. Эта установка позволит получать изображение объектов оптической толщины до  $450 \text{ г/см}^2$  с полем обзора диаметром не менее 200 мм при энергии облучающего протонного пучка 50–70 ГэВ.

## Список литературы

- [1] *Mottershead C.Th., Zumbro J.D.* Magnetic Optics for Proton Radiography. //PAC'1997, Ванкувер. Стр.1397-1399.
- [2] *Hogan G.E., Adams K.J., Alrick K.R. et al.* Proton Radiography.// PAC'1999, Нью-Йорк. Стр. 579-583.
- [3] *King N., Ables E., Adams K. et. al.* An 800-MeV Proton Radiography Facility for Dynamic Experiment, // NIM in Phys. Research, 1999, v. A424, p.84–88.
- [4] *Голубев А.А., Демидов В.С., Демидова Е.В. и др.* Применение пучков укоротительно-накопительного комплекса ТВН ИТЭФ для диагностики быстропротекающих процессов. // Атомная энергия, 2008, т. 104, вып. 3, с. 99–106.
- [5] *Антипов Ю.М., Афонин А.Г., Василевский А.В. и др.* Протонная радиографическая установка на 70 ГэВ ускорителе ГНЦ ИФВЭ. Препринт ИФВЭ 2009-14, 2009. 16 с.
- [6] *Ю.М. Антипов, А.Г.Афонин, А.В. Василевский и др.* Радиографическая установка ускорителя протонов с энергией 70 ГэВ ГНЦ ИФВЭ. // Приборы и техника эксперимента, 2010, № 3, с. 1–8.
- [7] *Morris S., Alrick K., Aufderheide M. et. al.* Flash Radiography with 24 GeV/c protons. // J. Appl. Phys. 2011, v. 109, p.104905–104909.
- [8] *Бурцев В.В., Лебедев А.И., Михайлов А.Л. и др.* Многокадровая протонография на базе ускорителя У-70 как метод исследования быстропротекающих гидродинамических процессов. // В сб.: 65 лет ВНИИЭФ. Физика и техника высоких плотностей энергии. Вып. 2, Саров, РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2011 г., с. 205–225.
- [9] *Карташев В.П., Котов В.И., Ходырев Ю.С.* Симметричные системы из квадрупольных линз. // ЖТФ, т. 46, в. 6, с. 1342–1347, 1976.
- [10] *Карташев В.П., Котов В.И.* Основы магнитной оптики пучков заряженных частиц. М., Энергоатомиздат, 1984. 153 с.

*Рукопись поступила 24 октября 2013 г.*

А.В. Максимов, Н.Е. Тюрин, Ю.С. Федотов

Оптическая система протонной облучательной установки на ускорителе У-70 ГНЦ ИФВЭ.

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного авторами.

---

Подписано к печати 30.10.2013.                      Формат 60 × 84/16.                      Цифровая печать.

Печ.л. 1,25.    Уч.– изд.л. 1,73.                      Тираж 80.    Заказ 42.                      Индекс 3649.

---

ФГБУ ГНЦ ИФВЭ

142281, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

---

ПРЕПРИНТ 2013-20, ИФВЭ, 2013

---