

P9-2007-59

О. В. Савченко

МЕТОДЫ ВЫРАВНИВАНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ ДОЗНЫХ
ПОЛЕЙ ДЛЯ МЕДИЦИНСКИХ ПРОТОННЫХ ПУЧКОВ
С БОЛЬШИМ ЭМИТТАНСОМ НА ФАЗОТРОНЕ
ЛЯП ОИЯИ

Савченко О. В.

P9-2007-59

Методы выравнивания поперечных дозных полей для медицинских протонных пучков с большим эмиттансом на фазотроне ЛЯП ОИЯИ

Предложены и разработаны методы расчета параметров комбинированных рассеивателей, обеспечивающих выравнивание поперечных распределений дозных полей заданных размеров для медицинских протонных пучков с большим эмиттансом на фазотроне ЛЯП ОИЯИ. Полученные результаты позволяют по аналитическим формулам быстро рассчитать параметры комбинированных рассеивателей для различных условий получения поперечного дозного поля с расширенной до 20 см областью равномерности при увеличении используемой доли протонного пучка в 3–7 раз (до 35 %).

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

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2007

Savchenko O. V.

P9-2007-59

Methods of Flattening Transverse Dose Distributions for the Medical Proton Beams with the Large Emittance at the JINR LNP Phasotron

Calculation methods for parameters of combining scatterers providing flattening for transverse dose distribution of a necessary size for medical proton beams with large emittance at the JINR LNP Phasotron are proposed and developed. The results allow one to quickly calculate the parameters of combining scatterers for different conditions of production of a dose field with a wide region of flattening up to 20 cm at increasing the used part of the proton beam about 3 to 7 times (up to 35 %).

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2007

ВВЕДЕНИЕ

Комиссия экспертов МАГАТЭ в 1998 г. выработала рекомендации по клиническим требованиям к медицинским протонным пучкам, согласно которым равномерность дозы по всему полю облучения должна составлять $\pm 2,5\%$, средняя мощность дозы 2 Гр/мин или быстрее, эффективное расстояние от источника ≥ 3 м для предпочтительных требований и соответственно $\pm 4\%$, 0,5 Гр/мин и ≥ 2 м для минимально возможных требований [1].

Для получения необходимой равномерности поперечных распределений дозных полей в настоящее время используются несколько пассивных и активных методов формирования пучков. Первоначальным и наиболее простым является метод однократного рассеяния пучка и выделения в полученном гауссовом распределении вблизи вершины области с заданной равномерностью $\pm \Delta$. При этом коэффициент использования протонного пучка η (отношение части интенсивности пучка в равномерной области к полной интенсивности пучка) для $\Delta = \pm 2,5\%$ и $\Delta = \pm 4\%$ составляет соответственно $\eta = 5\%$ и $\eta = 8\%$.

В 1977 г. в Гарвардской циклотронной лаборатории был разработан и применен метод двойного рассеяния с комбинацией во втором рассеивателе поглотителя пучка — «стоппера» — и кольцевого рассеивателя [2].

В наиболее простом случае центрального «стоппера» эффективность использования пучка возрастала до $\eta = 15\%$ при $\Delta = \pm 2,5\%$, а в случае центрального и второго кольцевого «стоппера» величина η достигала 30%.

Метод двойного рассеяния с комбинацией во втором рассеивателе центральной и кольцевой зон из разных материалов был предложен, рассчитан и испытан в протонном медицинском центре университета Цукубы (Япония) в 1994 г. [3].

Коэффициент использования протонного пучка в этом достаточно простом методе приближается к $\eta = 35\%$ при $\Delta = \pm 1,7\%$.

Наиболее общее решение для метода двойного рассеивания с профилированным вторым рассеивателем сложной ступенчатой формы было получено в работе [4] и опробовано на оборудовании центра протонной терапии в Упсале (Швеция) в 1994 г. Достигнутая равномерность дозы составила $\pm 0,5\%$ при коэффициенте использования пучка $\eta \approx 38\%$.

В случае использования активных методов формирования равномерного дозного поля для метода кругового качания пучка («вобблинг»-метод), пред-

ложенного и разработанного в Лаборатории Беркли [5], достигнутая равномерность дозного поля диаметром до 30 см составила $\Delta < \pm 3,5 \%$. При этом коэффициент использования пучка приближается к $\eta \approx 90 \%$.

Методы трехмерного сканирования, впервые осуществленные на протонном пучке в PSI в 1993 г. [6] и пучке ионов углерода в GSI в 1998 г. [7], позволяют достигать равномерности дозного поля $\Delta < \pm 2,5 \%$ для полей диаметром до 30 см с эффективностью $\eta \approx 90 \%$.

Общей особенностью всех рассмотренных выше методов получения равномерных дозных полей является применение ускоренных пучков заряженных частиц с малым эмиттансом ($\varepsilon \approx 1 \text{ см} \cdot \text{мрад}$ для циклотронов и $\varepsilon \approx 0,1 \text{ см} \times \text{мрад}$ для протонных или ионных синхротронов) и диаметром падающего на первый рассеиватель пучка менее 5 мм.

В настоящее время на медицинских протонных пучках фазотрона ЛЯП ОИЯИ для формирования равномерных дозных полей используется наименее эффективный первый метод, в котором коэффициент использования протонного пучка составляет всего 5–10 % для размеров поля около 6 см при мощности дозы около 0,8 Гр/мин. Расширение дозного поля до диаметра 15–20 см приведет при использовании этого метода формирования пучка к неприемлемо низким (0,1–0,2 Гр/мин) значениям мощности дозы, а непосредственное применение рассмотренных выше методов расчета двойного рассеяния, повышающих коэффициент использования пучка, для медицинских протонных пучков фазотрона ЛЯП ОИЯИ не представляется возможным из-за большого значения эмиттансов этих пучков (более 20 см · мрад) и, как следствие этого, существенно больших поперечных размеров пучка (до 10 см).

Поэтому разработка методов расчета параметров комбинированных рассеивателей, обеспечивающих выравнивание дозных полей для пучков с большим эмиттансом, несомненно является актуальной задачей и цель настоящей работы состоит в выводе аналитических формул, позволяющих быстро рассчитать параметры комбинированных рассеивателей для различных условий получения поперечных дозных полей с расширенной областью равномерности и увеличенным коэффициентом использования пучка.

1. НЕКОТОРЫЕ ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЧКА С КОНЕЧНЫМ ЭМИТТАНСОМ

Распределение частиц с конечным эмиттансом на фазовой плоскости x, x' обычно задается в виде двумерного нормального распределения вида [8]

$$\rho(x, x') = \frac{\sqrt{\alpha\gamma - \beta^2}}{2\pi} \exp \left[-\frac{1}{2} (\alpha x^2 + 2\beta x x' + \gamma x'^2) \right]. \quad (1)$$

В кроссвере пучка это распределение переходит в прямой эллипс:

$$\rho(x, x') = \frac{\sqrt{\alpha_0 \gamma_0}}{2\pi} \exp \left[-\frac{1}{2} (\alpha_0 x^2 + \gamma_0 x'^2) \right], \quad (2)$$

а в дрейфовом промежутке на расстоянии z от кроссвера коэффициенты эллипса в точке z определяются из соотношения [8]

$$\begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{bmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -z & 1 & 0 \\ z^2 - 2z & 1 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \alpha_0 \\ 0 \\ \gamma_0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \alpha_0 \\ -\alpha_0 z \\ \alpha_0 z^2 + \gamma_0 \end{vmatrix}. \quad (3)$$

Для фазовой плоскости y, y' имеются аналогичные выражения и соотношения, и в случае круглого пучка пространственное распределение плотности частиц в переменных r и Θ определяется как

$$\rho(r, \Theta) = \rho(x, x') \cdot \rho(y, y').$$

Если параметры круглого пучка с конечным эмиттансом, изображенного на рис. 1, характеризовать в кроссвере среднеквадратичным радиусом

$$\langle r_0^2 \rangle = \frac{2}{\alpha_0}$$

и среднеквадратичным углом отклонения $\langle \Theta_0^2 \rangle = \frac{2}{\gamma_0}$, то в самом кроссвере,

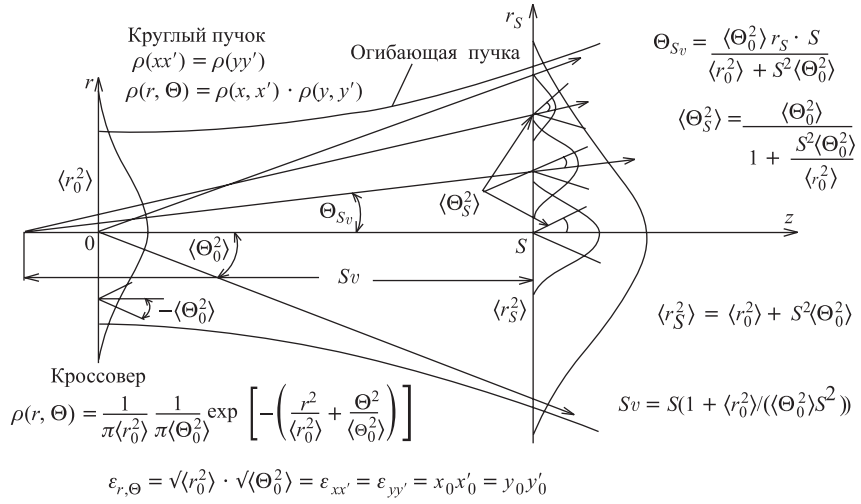


Рис. 1. Параметры круглого протонного пучка с конечным эмиттансом в дрейфовом промежутке (пояснения в тексте)

где $x^2 + y^2 = r^2$ и $x'^2 + y'^2 = \Theta^2$,

$$\begin{aligned}\rho(r, \Theta) &= \frac{\alpha_0 \gamma_0}{4\pi^2} \exp \left[-\frac{1}{2} [\alpha_0 (x^2 + y^2) + \gamma_0 (x'^2 + y'^2)] \right] = \\ &= \frac{1}{\pi \langle r_0^2 \rangle} \frac{1}{\pi \langle \Theta_0^2 \rangle} \exp \left[-\left(\frac{r^2}{\langle r_0^2 \rangle} + \frac{\Theta^2}{\langle \Theta_0^2 \rangle} \right) \right], \quad (4)\end{aligned}$$

а на расстоянии S от кроссовера

$$\begin{aligned}\rho(x, x') \cdot \rho(y, y') &= \frac{\alpha_0 \gamma_0}{4\pi^2} \exp \left[-\frac{1}{2} [\alpha_0 (x^2 + y^2) - \right. \\ &\quad \left. - 2\alpha_0 S (xx' + yy') + (\alpha_0 S^2 + \gamma_0) (x'^2 + y'^2) \right]. \quad (5)\end{aligned}$$

Поскольку для параксиальных пучков справедливы соотношения $x = r \cos \varphi$, $y = r \sin \varphi$, $x' = \Theta \cos \varphi$, $y' = \Theta \sin \varphi$, где φ — угол между r и плоскостью xz , то

$$\rho(r, \Theta) = \frac{1}{\pi \langle r_0^2 \rangle} \frac{1}{\pi \langle \Theta_0^2 \rangle} \exp \left[-\frac{1}{2} (\alpha_0 r^2 - 2\alpha_0 S r \Theta + (\alpha_0 S^2 + \gamma_0) \Theta^2) \right] \quad (6)$$

или после простых преобразований

$$\begin{aligned}\rho(r, \Theta) &= \frac{1}{\pi \langle r_0^2 \rangle} \frac{1}{\pi \langle \Theta_0^2 \rangle} \times \\ &\times \exp \left[-\frac{1}{2} (\alpha_0 S^2 + \gamma_0) \left[\frac{\alpha_0 \gamma_0 r^2}{(\alpha_0 S^2 + \gamma_0)^2} + \left(\Theta - \frac{\alpha_0 S r}{\alpha_0 S^2 + \gamma_0} \right)^2 \right] \right] = \\ &= \frac{1}{\pi \langle r_0^2 \rangle} \frac{1}{\pi \langle \Theta_0^2 \rangle} \exp \left[-\left(\frac{r^2}{\langle r_s^2 \rangle} + \frac{(\Theta - \Theta_{sv})^2}{\langle \Theta_s^2 \rangle} \right) \right], \quad (7)\end{aligned}$$

где

$$\langle r_s^2 \rangle = \langle r_0^2 \rangle \left(1 + \frac{S^2 \langle \Theta_0^2 \rangle}{\langle r_0^2 \rangle} \right); \quad \langle \Theta_s^2 \rangle = \frac{\langle \Theta_0^2 \rangle}{1 + \frac{S^2 \langle \Theta_0^2 \rangle}{\langle r_0^2 \rangle}} = \langle \Theta_0^2 \rangle \frac{\langle r_0^2 \rangle}{\langle r_s^2 \rangle},$$

а

$$\Theta_{sv} = \frac{S r \langle \Theta_0^2 \rangle}{\langle r_0^2 \rangle + S^2 \langle \Theta_0^2 \rangle} = \langle \Theta_0^2 \rangle \frac{S \cdot r}{\langle r_s^2 \rangle}.$$

Это означает, что в точке $z = S$ на радиусе r имеется луч с углом Θ_{sv} по отношению к оси z и что все такие лучи пересекают эту ось z на одинаковом

расстоянии от S , равно

$$Sv = \frac{r}{\Theta_{Sv}} = S + \frac{\langle r_0^2 \rangle}{\langle \Theta_0^2 \rangle S},$$

т. е. существует виртуальный фокус для всех таких лучей, как бы исходящих из одной точки Sv и имеющих нормальное распределение вокруг направления каждого луча со среднеквадратичным углом

$$\langle \Theta_s^2 \rangle = \frac{\langle \Theta_0^2 \rangle}{1 + \frac{S^2 \langle \Theta_0^2 \rangle}{\langle r_0^2 \rangle}},$$

что эквивалентно однородному рассеивателю, расположенному в плоскости, перпендикулярной оси z в точке $z = S$.

2. ВЫВОД ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ СУММАРНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ И ПАРАМЕТРОВ КОМБИНИРОВАННЫХ РАССЕИВАТЕЛЕЙ

Если теперь в таком пучке с конечным эмиттансом на расстоянии S от кроссовера поместить дополнительный неоднородный рассеиватель, характеризуемый зависящим от радиуса среднеквадратичным углом рассеяния $\langle \Theta_p^2(r) \rangle$, то на расстоянии P от точки S суммарное распределение, согласно обозначениям и геометрии расчета, показанным на рис. 2, можно, как и в работах [3] и [4] для узкого пучка до первого рассеивателя, представить в виде интегрального уравнения

$$\Phi_p(x) = \frac{1}{\pi \langle r_s^2 \rangle f^2} \int_0^\infty \exp(-u^2) \frac{\exp\left(-\frac{u^2 + x^2}{g(u)}\right)}{g(u)} I_0\left(\frac{2ux}{g(u)}\right) 2u du, \quad (8)$$

где I_0 — модифицированная функция Бесселя;

$$x = \rho/f\sqrt{\langle r_s^2 \rangle}; \quad u = r/\sqrt{\langle r_s^2 \rangle}; \quad g(u) = \langle \rho^2(u\sqrt{\langle r_s^2 \rangle}) \rangle / f^2 \langle r_s^2 \rangle;$$

$$\langle \rho^2(r) \rangle = (\langle \Theta_s^2 \rangle + \langle \Theta_p^2(r) \rangle) p^2 \text{ и } f = \frac{Sv + P}{Sv}.$$

Можно показать, что при отсутствии дополнительного рассеивателя в S , когда $\langle \Theta_p^2(r) \rangle = 0$ и $\langle \rho^2(r) \rangle = \langle \Theta_s^2 \rangle p^2$, и с использованием соотношений [9]

$$\int_0^\infty J_0(\alpha x) \ell^{-\beta^2 x^2} x^{P+1} dx = \frac{\alpha^P}{(2\beta^2)^{P+1}} \exp\left(-\frac{\alpha^2}{4\beta^2}\right), \quad I_0(z) = J_0(iz), \quad (9)$$

которые для $\beta^2 = 1$, $P = 0$, $(i\alpha)^0 = 1$, $(i\alpha)^2 = -\alpha^2$ переходят в

$$\int_0^{\infty} \ell^{-x^2} I_0(\alpha x) x dx = \int_0^{\infty} \ell^{-x^2} J_0(i\alpha x) x dx = \frac{1}{2} \exp\left(+\frac{\alpha^2}{4}\right),$$

сложное выражение для $\Phi_p(x)$ преобразуется в простое выражение

$$\Phi_p(\rho) = \frac{1}{\pi \langle r_0^2 \rangle + \ell^2 \langle \Theta_0^2 \rangle} \exp\left(-\frac{\rho^2}{\langle r_0^2 \rangle + \ell^2 \langle \Theta_0^2 \rangle}\right), \quad (10)$$

легко получаемое непосредственно простыми вычислениями, что служит прямым доказательством правильности исходного общего выражения для $\Phi_p(x)$.

Для случая «стоппера» радиусом r_0 или $u_0 = r_0/\sqrt{\langle r_S^2 \rangle}$ в плоскости S выражение для $\langle \rho^2(r) \rangle$ можно представить для $r \geq r_0$ в виде

$$\langle \rho^2(r) \rangle = a^2 f^2 \langle r_S^2 \rangle = (\langle \Theta_S^2 \rangle + \langle \Theta_P^2 \rangle) p^2,$$

где a^2 — свободный параметр, подбираемый для получения наилучшей равномерности распределения Φ_p в плоскости p и имеющий смысл отношения среднеквадратичных радиусов рассеяния в этой плоскости p , обусловленных эффектами рассеяния в плоскости S и в плоскости виртуального фокуса Sv .

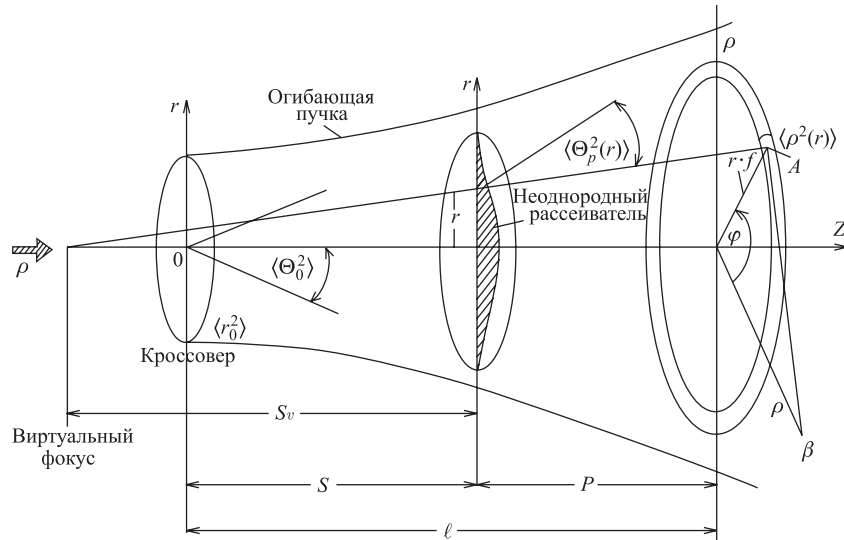


Рис. 2. Геометрия расчета суммарного распределения для неоднородного рассеивателя в круглом пучке с конечным эмиттансом

Выражение (8) для плотности распределения в p преобразуется для случая «стоппера»:

$$\Phi_{pc}(x) = \frac{1}{\pi \langle r_s^2 \rangle a^2 f^2} \exp\left(-\frac{x^2}{a^2}\right) \int_{u_0}^{\infty} \exp\left[-\frac{u^2(1+a^2)}{a^2}\right] I_0\left(\frac{2xu}{a^2}\right) 2udu, \quad (11)$$

в котором интеграл $\int_{u_0}^{\infty}$ можно представить как $\int_0^{\infty} - \int_0^{u_0}$ и, используя соотношения [9], получить

$$\Phi_{pr}(x) = \Phi\left(\frac{\rho}{f\sqrt{\langle r_s^2 \rangle}}\right) = \frac{1}{\pi \langle r_s^2 \rangle f^2} \times \left\{ \frac{\exp\left(-\frac{x^2}{1+a^2}\right)}{1+a^2} - \frac{\exp\left(-\frac{x^2}{a^2}\right)}{a^2} \int_0^{u_0} \int_0^{\infty} \exp\left[-\frac{u^2(1+a^2)}{a^2}\right] I_0\left(\frac{2ux}{a^2}\right) 2udu \right\}. \quad (12)$$

Следует отметить, что бесконечный предел в интеграле $\int_{u_0}^{\infty}$ можно рассматривать чисто условно и ограничиться интегрированием в пределах $(u_0, 2u_0)$

$$\int_{u_0}^{2u_0} = \int_0^{\infty} - \int_0^{u_0} - \int_{2u_0}^{\infty} = \int_0^{\infty} - \int_0^{u_0} - \Delta,$$

где относительная поправка $\Delta/\Phi(x)$ для $a^2 = \frac{1}{3}$, $k^2 = 5, 4$, $u_0 = 1$, как показывают проведенные оценки, составляет при $x = 0$ и $x = 1$ соответственно

$$\Delta_0/(x=0) = 4,2 \cdot 10^{-5} \% \text{ и } \Delta/(x=1) = 0,14 \%,$$

и ее во всех выполненных ниже расчетах равномерности дозного поля можно не учитывать.

Для конечного u_0 функцию I_0 можно разложить в ряд

$$I(z) = 1 + \left(\frac{z}{2}\right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{z}{2}\right)^4 + \frac{1}{36} \left(\frac{z}{2}\right)^6 + \dots \quad (13)$$

и ограничиться несколькими членами разложения.

Тогда интеграл $\int_0^{u_0}$ берется аналитически, а параметр a^2 подбирается под лучшую равномерность дозы для выбранного r_0 путем сравнения плотности потока в центре дозного поля и на заданном радиусе.

Оптимальное положение «стоппера» при фиксированной длине ℓ в пучке с конечным эмиттансом, характеризуемым параметрами $\langle r_0^2 \rangle$ и $\langle \Theta_0^2 \rangle$, можно получить из соотношения

$$a^2 f^2 \langle r_s^2 \rangle = (\langle \Theta_s^2 \rangle + \langle \Theta_p^2 \rangle) p^2 = \langle \Theta_s^2 \rangle (1 + c^2) p^2, \quad (14)$$

где

$$c^2 = \frac{\langle \Theta_p^2 \rangle}{\langle \Theta_s^2 \rangle}.$$

Вводя обозначения $h = \frac{S}{\ell}$, $b = \frac{\langle r_0^2 \rangle}{\langle \Theta_0^2 \rangle \ell^2}$,

$$f = \frac{Sv + P}{Sv} = \frac{(b + h)}{(b + h^2)},$$

$$\langle r_s^2 \rangle = \langle r_0^2 \rangle + S^2 \langle \Theta_0^2 \rangle = h^2 \langle \Theta_0^2 \rangle \ell^2 \left(1 + \frac{b}{h^2} \right) = \langle \Theta_0^2 \rangle \ell^2 (b + h^2),$$

$$\langle \Theta_s^2 \rangle = \frac{\langle \Theta_0^2 \rangle}{1 + \frac{S^2 \langle \Theta_0^2 \rangle}{\langle r_0^2 \rangle}} = \frac{b \langle \Theta_0^2 \rangle}{b + h^2},$$

это соотношение можно преобразовать к виду

$$a^2 (b + h)^2 = b(1 - h)^2 (1 + c^2),$$

откуда

$$h = \frac{s}{\ell} = \frac{\sqrt{1 + c^2} - \sqrt{a^2 b}}{\sqrt{1 + c^2} + \sqrt{a^2/b}}. \quad (15)$$

В случае комбинированного рассеивателя, состоящего из центральной зоны радиусом u_0 и кольцевой зоны с $u \geq u_0$, результирующее распределение в плоскости p можно представить как сумму распределений от «стоппера» и

центрального рассеивателя:

$$\begin{aligned}
 \Phi_p(x) &= \Phi_{pc}(\text{«стоппер»}) + \Phi_{pc}(\text{центральный рассеиватель}) = \\
 &= \frac{1}{\pi \langle r_S^2 \rangle f^2} \left\{ \left[\frac{\exp\left(-\frac{x^2}{1+a^2}\right)}{1+a^2} - \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - \frac{\exp\left(-\frac{x^2}{a^2}\right)}{a^2} \int_0^{u_0} \left(-\frac{u^2(1+a^2)}{a^2}\right) I_0\left(\frac{2ux}{a^2}\right) 2udu \right] (\text{«стоппер»}) + \right. \\
 &\quad \left. + \left[\frac{\exp\left(-\frac{x^2}{k^2 a^2}\right)}{k^2 a^2} \int_0^{u_0} \exp\left(-\frac{u^2(1+k^2 a^2)}{k^2 a^2}\right) I_0\left(\frac{2ux}{a^2 k^2}\right) 2udu \right] \right\} \\
 &\quad (\text{центральный рассеиватель}), \quad (16)
 \end{aligned}$$

где k^2 — свободный параметр, связанный со среднеквадратичным углом центрального рассеивателя соотношением

$$\langle \Theta_{cp}^2 \rangle + \langle \Theta_s^2 \rangle = k^2 \langle \Theta_s^2 \rangle.$$

Здесь, как и в случае «стоппера», функцию I_0 можно разложить в ряд, получить аналитическое выражение для $\Phi_p(x)$ и вариацией сначала параметра a^2 , а затем параметра k^2 получить дозное поле заданной равномерности и поперечного размера.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ КОМБИНИРОВАННЫХ РАССЕИВАТЕЛЕЙ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ВАРИАНТОВ ФОРМИРОВАНИЯ МЕДИЦИНСКИХ ПРОТОННЫХ ПУЧКОВ

На рис. 3 приведен пример результатов расчета равномерности дозного поля для двух вариантов «стоппера».

Наилучший вариант (№ 1) получается при значениях параметров $a^2 = 1$, $u_0 = 0,75$, для которых $\Delta = \pm 2,6\%$ и $\eta = 14\%$. При этом дополнительный кольцевой рассеиватель отсутствует ($\langle \Theta_p^2 \rangle = 0$).

На рис. 4 показаны результаты расчета равномерности дозного поля для двух вариантов центрального и кольцевого рассеивателей. Можно видеть, что при уменьшении параметров a^2 и k^2 заметно увеличивается коэффициент

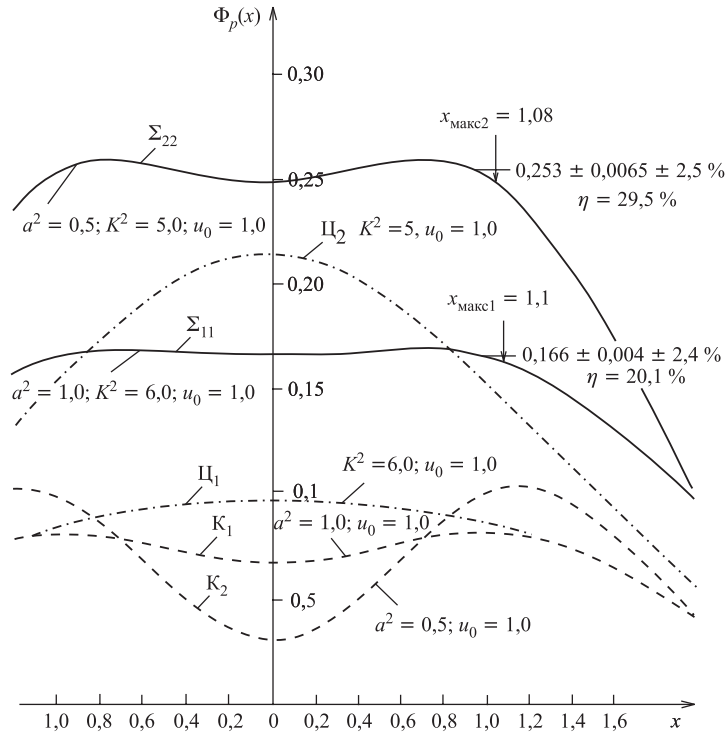


Рис. 4. Результаты расчета равномерности дозного поля для двух вариантов центрального и кольцевого рассеивателей. К — вклад от кольцевого рассеивателя; Ц — вклад от центрального рассеивателя; Σ — суммарный эффект от К и Ц

Здесь, как и в случае «стоппера», оптимальное значение S при заданных a , b и ℓ находится из уравнения для h , а параметры комбинированного рассеивателя из разных материалов с учетом компенсации разницы потерь энергии в центральной и кольцевой зонах, собранных, например, из свинца (Pb) и полиэтилена (CH₂), находятся из системы уравнений, учитывающих рассеивающую и тормозную способность материалов.

$$1. k^2 (\langle \Theta_{\text{CH}_2}^2 \rangle + \langle \Theta_s^2 \rangle) = \langle \Theta_{\text{Pb}}^2 \rangle + \langle \Theta_s^2 \rangle + 0,1 \langle \Theta_{\text{CH}_2}^2 \rangle,$$

где коэффициент 0,1 выбран из конструктивно-технических соображений для надежного фиксирования центрального свинцового рассеивателя.

$$2. (dE/dx)_{\text{CH}_2} \cdot t_{\text{CH}_2} = (dE/dx)_{\text{Pb}} \cdot t_{\text{Pb}},$$

где t — толщина материала в г/см², а dE/dx — ионизационные потери протонов.

Первое уравнение связывает рассеивающие способности центральной и кольцевой зоны.

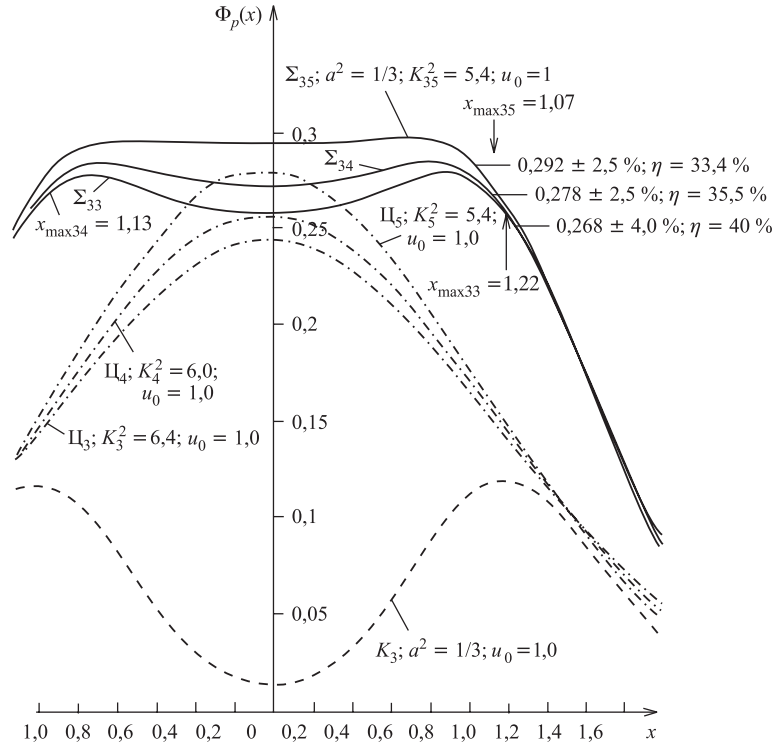


Рис. 5. Результаты расчета равномерности дозного поля для трех вариантов центрального рассеивателя. Обозначения вкладов такие же, как и на рис. 4

Второе уравнение задает равные потери энергии в центральной и кольцевой зонах.

Например, для энергии протонов 170 МэВ, $(dE/dx)_{\text{CH}_2}/(dE/dx)_{\text{Pb}} = 2,23$, $\langle \Theta_{\text{CH}_2} \rangle = 6 \cdot 10^{-5} \cdot t_{\text{CH}_2}$, $\langle \Theta_{\text{Pb}} \rangle = 6 \cdot 10^{-4} t_{\text{Pb}}$ и для $k^2 = 5$ решение уравнений 1 и 2 приводит к следующему результату:

$$\langle \Theta_{\text{CH}_2} \rangle = c^2 \langle \Theta_s^2 \rangle = 0,2637 \langle \Theta_s^2 \rangle, \quad \langle \Theta_{\text{Pb}} \rangle = 20,07 \langle \Theta_{\text{CH}_2} \rangle, \quad c^2 = 0,2637.$$

Для $k^2 = 6$ $c^2 = 0,3529$.

Вычисляя затем для заданных a и b значение $h = s/\ell$ и, следовательно, S , определяют $\langle \Theta_s^2 \rangle$, $\langle \Theta_{\text{CH}_2} \rangle$ и $\langle \Theta_{\text{Pb}} \rangle$ и по ним соответствующие толщины t центрального и кольцевого рассеивателей.

Примеры результатов расчета параметров комбинированных рассеивателей для получения равномерных дозных полей диаметром 8 и 16 см представлены на рис. 6 для $a^2 = \frac{1}{2}$, $k^2 = 5$ и $u_0 = 1$.

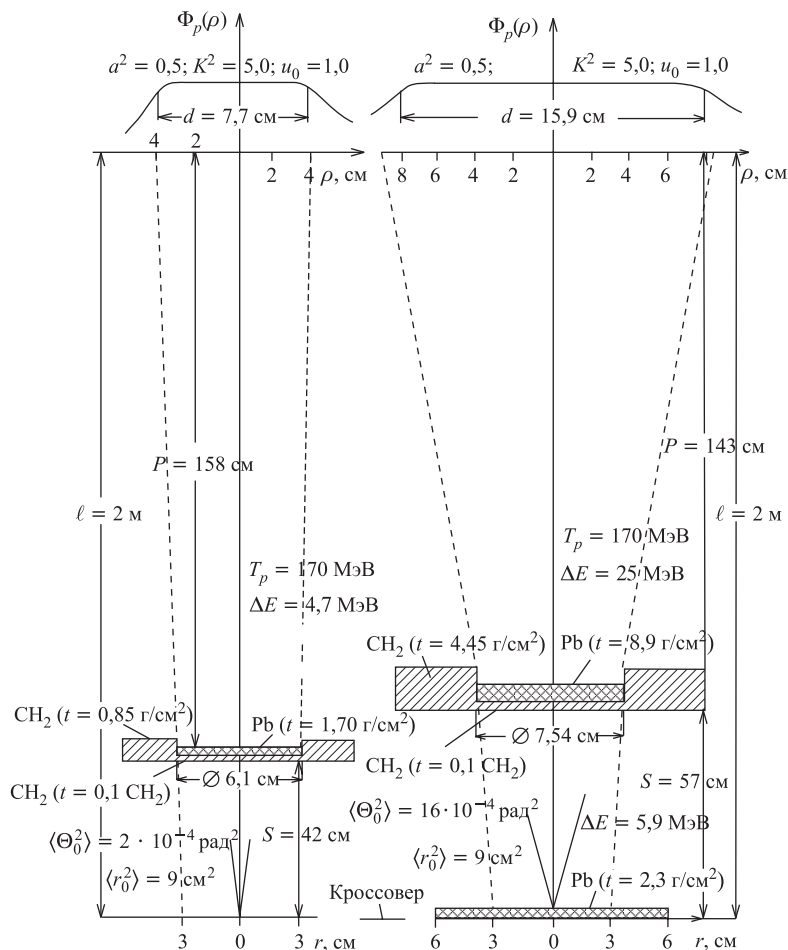


Рис. 6. Пример результатов расчета параметров комбинированных рассеивателей для получения равномерных дозных полей диаметром около 8 и 16 см. Пунктирная кривая на этом и последующих рисунках — огибающая пучка на уровне среднеквадратичного радиуса

В случае поля диаметром 16 см дополнительный однородный рассеиватель для увеличения расходимости пучка помещен в место расположения кроссовера пучка на входе в кабину № 1.

В наиболее общем случае, когда кроссовер протонного пучка размещается в вакуумопроводе в стене кабины № 1 на расстоянии t от ее входа, а первый рассеиватель, характеризуемый $\langle \Theta_p^2 \rangle$, необходимо установить на

входе в эту кабину в плоскости, перпендикулярной оси z , на расстоянии t от кроссовера, уравнения для определения положения второго (комбинированного) рассеивателя преобразуются к виду

$$h = \frac{S}{\ell} = \frac{g_t - \langle r_t^2 \rangle - \frac{t}{\ell} \langle \Theta_0^2 \rangle \ell^2}{g_t \ell + \langle \Theta_0^2 \rangle + \langle \Theta_P^2 \rangle \ell^2 + \frac{t}{\ell} \langle \Theta_0^2 \rangle \ell^2}, \quad (17)$$

где

$$g_t^2 = \frac{(\langle \Theta_t^2 \rangle + \langle \Theta_P^2 \rangle) \langle r_t^2 \rangle (1 + c^2)}{a};$$

$$\langle \Theta_t^2 \rangle = \frac{\langle \Theta_0^2 \rangle}{1 + \frac{t^2 \langle \Theta_0^2 \rangle}{\langle r_0^2 \rangle}} = \frac{\langle r_0^2 \rangle}{\langle r_t^2 \rangle} \langle \Theta_0^2 \rangle;$$

$$\langle r_0^2 \rangle = \langle r_t^2 \rangle + t^2 \langle \Theta_0^2 \rangle,$$

а ℓ , как и прежде, — фиксированное расстояние от входа в кабину до объекта облучения, S — положение второго (комбинированного) рассеивателя.

При этом в перпендикулярной плоскости на расстоянии S от входа в кабину

$$\langle r_s^2 \rangle = \langle r_0^2 \rangle + (t + S)^2 \langle \Theta_0^2 \rangle \text{ без первого рассеивателя в } t,$$

$$\langle r_{sp}^2 \rangle = \langle r_s^2 \rangle + S \langle \Theta_P^2 \rangle \text{ с рассеивателем в } t,$$

$$\langle \Theta_s^2 \rangle = \frac{\langle r_0^2 \rangle \langle \Theta_0^2 \rangle}{\langle r_s^2 \rangle} \text{ без первого рассеивателя в } t,$$

$$\langle \Theta_{sp}^2 \rangle = \frac{\langle r_t^2 \rangle}{\langle r_{sp}^2 \rangle} (\langle \Theta_t^2 \rangle + \langle \Theta_P^2 \rangle); S_v = \frac{\langle r_{sp}^2 \rangle}{(t + S) \langle \Theta_0^2 \rangle + S \langle \Theta_P^2 \rangle} \text{ с рассеивателем в } t.$$

А в плоскости, перпендикулярной оси z , на расстоянии P от S

$$\langle r_p^2 \rangle = \langle r_0^2 \rangle + (t + \ell)^2 \langle \Theta_0^2 \rangle \text{ без рассеивателя в } t,$$

$$\langle r_{pp}^2 \rangle = \langle r_p^2 \rangle + \ell^2 \langle \Theta_P^2 \rangle \text{ с рассеивателем в } t,$$

$$f = \frac{S_v + P}{S_v} \text{ и } a^2 f^2 \langle r_{sp}^2 \rangle = \langle \Theta_{sp}^2 \rangle (1 + c^2) P^2,$$

где $c^2 = 0,2637$ для $a^2 = \frac{1}{2}$ и $k^2 = 5$; $t_{\text{CH}_2} = \frac{c^2 \langle \Theta_{sp}^2 \rangle}{6 \cdot 10^{-5}}$; $t_{\text{Pb}} = 2,01 t_{\text{CH}_2}$ при энергии протонов $p = 170$ МэВ.

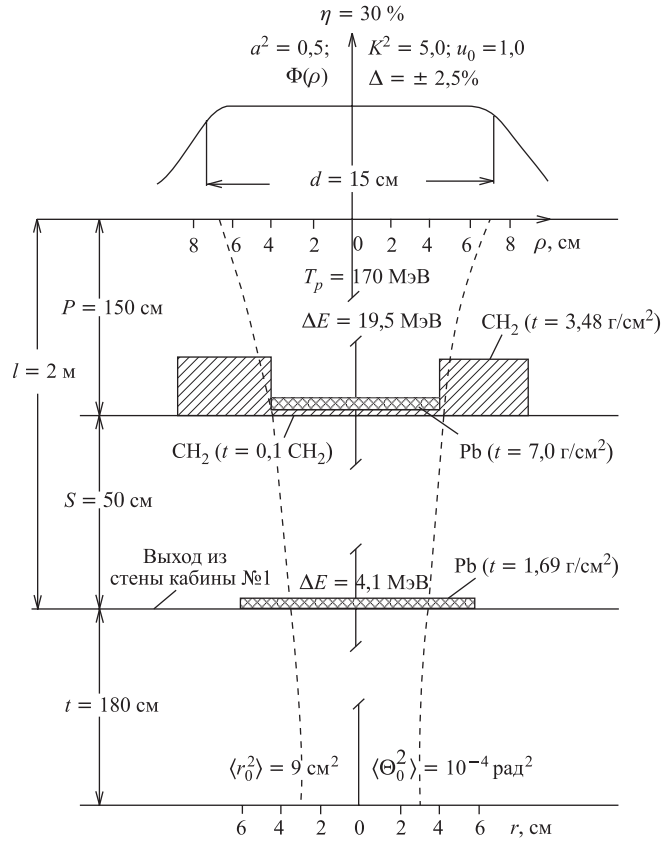


Рис. 7. Пример результатов расчета параметров комбинированного рассеивателя при расположении кроссовера протонного пучка внутри бетонной стены на расстоянии $t = 180$ см от входа в кабину № 1

На рис. 7 показан пример расчета параметров комбинированного рассеивателя при расположении кроссовера протонного пучка внутри бетонной стены на расстоянии $t = 180$ см от входа в кабину № 1 для

$$\langle r_0^2 \rangle = 9 \text{ см}^2, \quad \langle \Theta_0^2 \rangle = 10^{-4} \text{ рад}^2, \quad \ell = 200 \text{ см},$$

$$b = \langle r_0^2 \rangle / \ell^2 \langle \Theta_0^2 \rangle = 9/4, \quad a^2 = \frac{1}{2}, \quad k^2 = 5, \quad u_0 = 1.$$

В случае применения профилированного рассеивателя для пучков протонов с большим эмиттансом его расчетную ступенчатую форму в зависимости

от радиуса можно взять из работы [4], а место расположения рассеивателя по отношению к кроссоверу протонного пучка с учетом дополнительного рассеивателя из полиэтилена (СН₂), компенсирующего потери энергии пучка в основном рассеивателе, вычислить из соотношения

$$g_{0 \min} \langle r_s^2 \rangle f^2 = \langle \Theta_s^2 \rangle (1 + c^2) P^2, \quad (18)$$

откуда

$$h = \frac{S}{\ell} = \frac{\sqrt{1 + c^2} - \sqrt{g_{0 \min} b}}{\sqrt{1 + c^2} + \sqrt{g_{0 \min} b}}, \quad \text{где } b = \frac{\langle r_0^2 \rangle}{\langle \Theta_0^2 \rangle \ell^2}.$$

Пример результатов расчета параметров профилированного рассеивателя для получения равномерного дозного поля диаметром около 13 см показан на рис. 8. Большая толщина такого рассеивателя, сложность изготовления и близкое расположение по отношению к облучаемой мишени делают невозможным его применение на протонных пучках с большим эмиттансом и приводят к его исключению из дальнейшего рассмотрения.

Для облучения опухолей глаза на фазотроне ЛЯП ОИЯИ могут быть использованы пучки протонов с энергией около 85 МэВ, сильно сфокусированные в области мишени [10].

В этом случае основные соотношения для определения параметров комбинированного рассеивателя преобразуются в

$$\langle r_s^2 \rangle = \langle r_0^2 \rangle + P^2 \langle \Theta_0^2 \rangle = \langle r_0^2 \rangle (1 + b) / b;$$

$$\langle \Theta_s^2 \rangle = \langle \Theta_0^2 \rangle / (1 + P^2 \langle \Theta_0^2 \rangle / \langle r_0^2 \rangle) = \frac{b}{1 + b} \langle \Theta_0^2 \rangle,$$

$$Sv = P + \frac{\langle r_0^2 \rangle}{P \langle \Theta_0^2 \rangle}, \quad f = \frac{Sv - P}{Sv} = \frac{b}{1 + b},$$

где $b = \langle r_0^2 \rangle / P^2 \langle \Theta_0^2 \rangle$, а P — расстояние от кроссовера пучка до точки S , где устанавливается комбинированный рассеиватель.

Основное уравнение для определения положения комбинированного рассеивателя запишется как

$$a^2 \langle r_s^2 \rangle f^2 = \langle \Theta_s^2 \rangle (1 + c^2) p^2, \quad \text{откуда } p^2 = \frac{a^2 \langle r_0^2 \rangle}{\langle \Theta_0^2 \rangle (1 + c^2)}. \quad (19)$$

Пример результатов расчета параметров комбинированного рассеивателя для получения равномерного дозного поля диаметром 13 мм, необходимого при облучении опухолей глаза, показан на рис. 9 для $\langle r_0^2 \rangle = 0,5 \text{ см}^2$, $\langle \Theta_0^2 \rangle = 16 \cdot 10^{-42}$, $a^2 = \frac{1}{2}$, $k^2 = 5,0$, $u_0 = 1$ и места расположения рассеивателя на расстоянии $P = 11,1$ см от мишени.

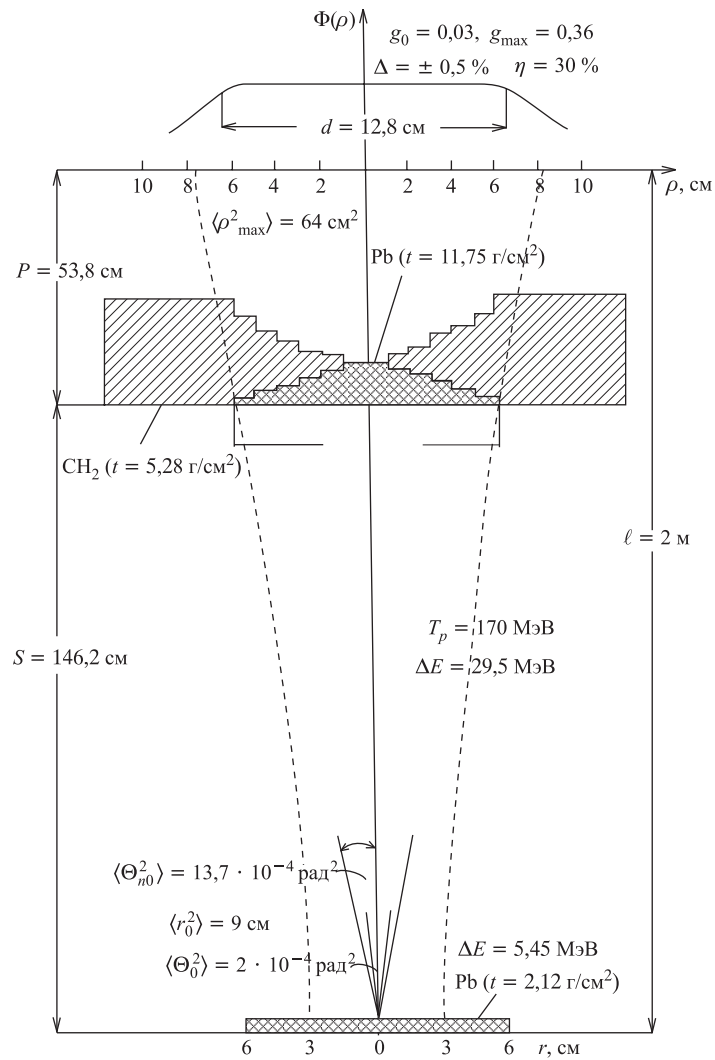


Рис. 8. Пример результатов расчета параметров профилированного рассеивателя ступенчатой формы для получения равномерного дозного поля диаметром около 13 см

Во всех рассмотренных выше примерах расчета в кабину выводится пучок протонов с полной интенсивностью и применение комбинированных рассеивателей позволяет повысить долю используемой части пучка в области равно-

мерного дозного распределения до 35 %, т. е. в 3–7 раз больше по сравнению с пучком простой гауссовой формы. В некоторых случаях для такого пучка может оказаться достаточным ограничиться только небольшим подравнением вершины гауссова распределения до получения улучшенной равномерности.

Параметры комбинированного рассеивателя можно при этом вычислить, разлагая в ряд по степеням x общее интегральное уравнение (16) при $u_0^2 \ll 1$ и приравняв нулю коэффициент при x^2 , что приводит к соотношению

$$\left(1 - \frac{1}{k^4}\right) - \frac{u_0^2}{a^2} \left(1 - \frac{1}{k^6}\right) = \frac{1}{u_0^2} \frac{a^4}{(1 + a^2)^2} \quad (20)$$

Для $u_0^2 = 0,1$ получается решение $a^2 = 1/4$ и $k^2 = 2$.

Пример расчета параметров комбинированного рассеивателя для подравнения дозного поля диаметром 7 см при расположении кроссовера на расстоянии 5 м от входа в кабину № 1 представлен на рис. 10. Неравномерность дозного поля удается при этом уменьшить примерно в 10 раз (с $\Delta = \pm 5\%$ до $\Delta = \pm 0,5\%$) при коэффициенте использования пучка $\eta \approx 10\%$.

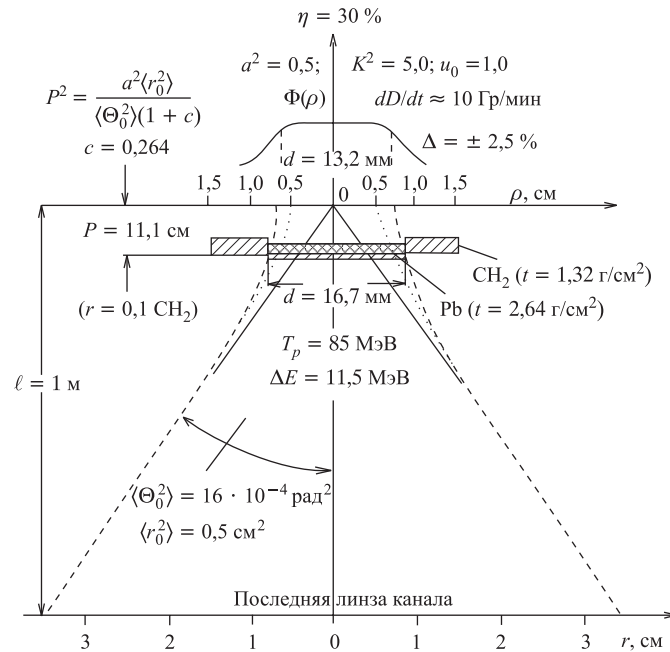


Рис. 9. Пример результатов расчета параметров комбинированного рассеивателя для получения равномерного дозного поля диаметром около 13 мм, необходимого при облучении опухолей глаза

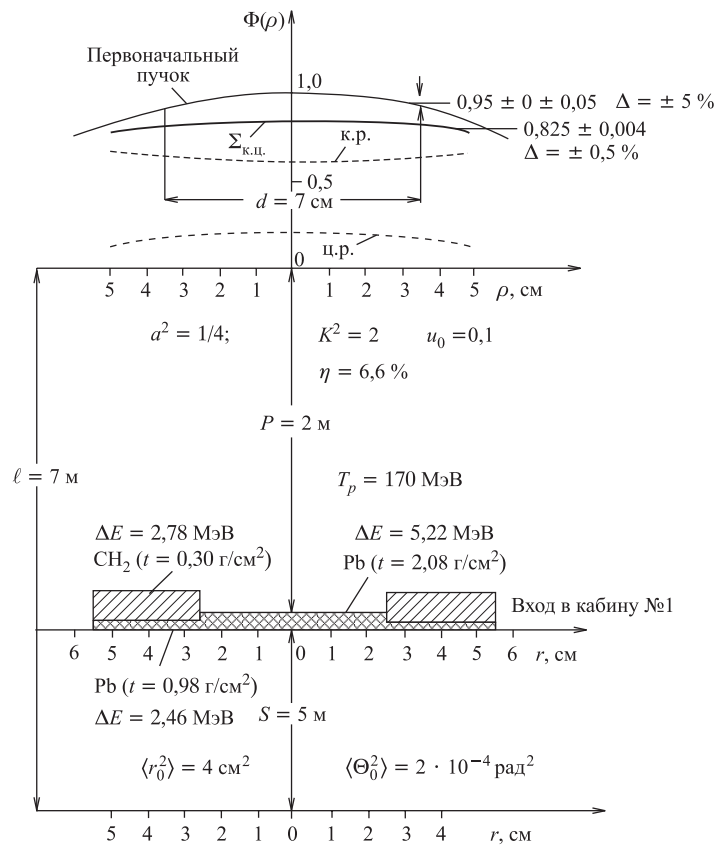


Рис. 10. Пример результатов расчета параметров комбинированного рассеивателя для подравнивания дозного поля диаметром около 7 см при расположении кроссовера на расстоянии 5 м от входа в кабину № 1

4. ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ КОМБИНИРОВАННЫХ РАССЕИВАТЕЛЕЙ В КАБИНАХ № 1 И № 5 МЕДИКО-ТЕХНИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА ЛЯП ОИЯИ

Предложенные выше методы выравнивания дозного поля для протонных пучков с большим эмиттансом целесообразно прежде всего применить в кабине № 1, где до настоящего времени используется наименее эффективный первый метод формирования пучка, когда только часть пучка (5–8 %) вблизи вершины гауссова распределения путем уменьшения фокусирующего действия последних линз канала № 8 проходит в кабину и формирует равномерное дозное поле диаметром до 7 см. Применение комбинированных рассеивателей

позволит вывести в кабину протонный пучок с полной интенсивностью, расширить область равномерного дозного поля до 15 см или увеличить мощность дозы в 3–7 раз для полей меньшего диаметра.

Однако реализация предложенных методов выравнивания в кабине №1 наталкивается на такой существенный недостаток, как ограниченное расстояние от входа в эту кабину до места размещения пациента ($\ell \approx 2$ м).

При этом комбинированные рассеиватели приходится располагать еще ближе к пациенту ($P \approx 1,5$ м), что не удовлетворяет рекомендованным клиническим требованиям ($P \geq 2$ м) из-за недопустимого увеличения боковых градиентов дозного поля.

Преодолеть указанное ограничение можно либо размещением комбинированного рассеивателя на участке вакуумпровода в стене до входа в кабину №1, либо путем организации другого места облучения, специально оборудованного для лечения пациентов с крупными локализациями, требующими формирования однородных дозных полей большого диаметра.

Наиболее подходящим местом для этих целей может оказаться кабина №5 (нейтронная), в которой расстояние от входа в кабину до пациента составляет около 5 м.

На рис. 11 показан пример результатов расчета параметров комбинированного рассеивателя для получения равномерного дозного поля диаметром около 20 см в кабине №5 (нейтронной), где расстояние P увеличилось до 3,8 м.

Следует отметить также уменьшение толщины комбинированных рассеивателей по сравнению с рассеивателями в кабине №1 (в 2,5–3 раза для сопоставимых размеров дозного поля, показанного на рис. 7), что также благоприятно отразится на уменьшении боковых градиентов дозного поля.

Кроме того, в кабине №5 имеется возможность для облучения пациентов в положении лежа на высоте около 1 м от пола кабины и уже готовый дистанционно управляемый многолепестковый коллиматор для формирования боковых границ дозных полей диаметром до 21 см [11].

Для того чтобы применить приведенные выше методы расчета для определения параметров комбинированных рассеивателей, необходимо выполнить следующую процедуру измерения характеристик пучка.

Вывести протонный пучок полной интенсивности в кабину №1 или кабину №5. Подбирая градиенты магнитного поля в линзах каналов №8 или №10, добиться максимально круглой формы пучка на всем пути от входа в кабину до объекта облучения. Измерить среднеквадратичные радиусы пучка в трех точках дрейфового промежутка в кабине.

По результатам этих измерений определить три неизвестных параметра пучка: место расположения его кроссовера (расстояние t), среднеквадратичный радиус в кроссовере $\langle r_0^2 \rangle$, и среднеквадратичный угол расходимости

пучка в кроссвере $\langle \Theta_0^2 \rangle$. Далее необходимо рассчитать и выбрать толщину первого (однородного) рассеивателя в t так, чтобы среднеквадратичный радиус пучка в месте расположения объекта облучения примерно равнялся радиусу требуемой области однородности пучка, и затем уже определить место расположения комбинированного рассеивателя $h = S/\ell$ и толщины центрального и кольцевого рассеивателей из различных материалов.

Время настройки пучка можно значительно сократить, если предварительно выполнить расчеты по транспортировке пучка в кабину и определить область градиентов магнитного поля в линзах и полярности их включения, обеспечивающие пучок круглой формы и примерное равенство горизонтального и вертикального эмиттансов пучка в кабине.

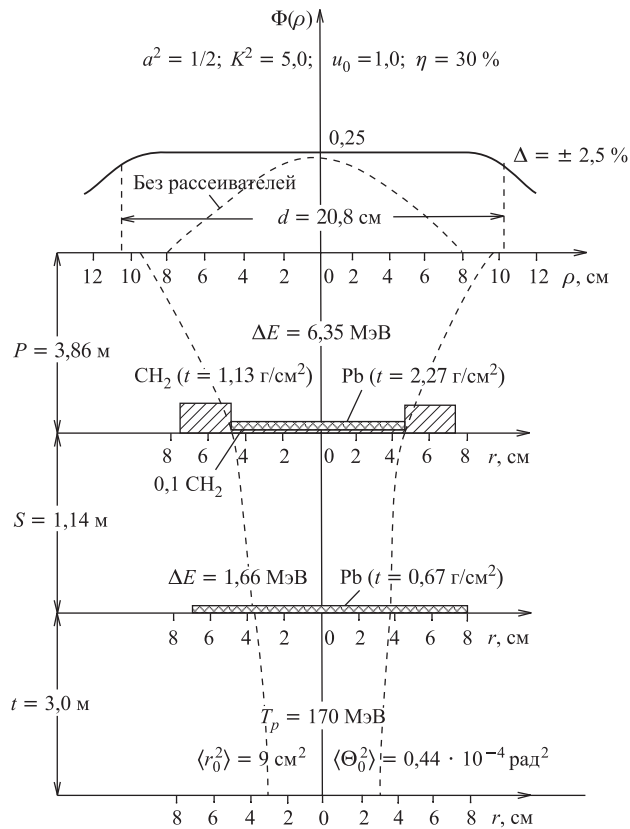


Рис. 11. Пример результатов расчета параметров комбинированного рассеивателя для получения равномерного дозного поля диаметром около 20 см в кабине № 5 (нейтронной)

Для контроля за стабильностью энергии выведенного в кабину протонного пучка с энергией около 200 МэВ и интенсивностью до $5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ может оказаться полезным метод определения средней энергии пучка по времени пролета.

Временная структура протонного пучка при «быстром» выводе состоит из макроимпульсов длительностью около 30 мкс, следующих с частотой 250 Гц. При этом один макроимпульс содержит около 400 микроимпульсов длительностью около 10 нс каждый, так что полное число микроимпульсов составляет $\approx 10^5 \text{ с}^{-1}$ и число протонов в одном микроимпульсе может достигать 10^5 . Два тонких ($\approx 1 \text{ мм}$) сцинтилляционных счетчика, установленных в канале пучка на расстоянии 10–15 м друг от друга, будут в токовом режиме неразличимо регистрировать эти 10^5 протонов как один импульс длительностью около 10 нс, время пролета которого (t) затем определяется времяамплитудным конвертором с временной точностью, равной ширине одного канала конвертора (около 0,1 нс). Это означает, что точность определения среднего времени пролета сгустка протонов с энергией около 200 МэВ ($\beta \approx 0,5$, $V = 1,5 \cdot 10^8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$) может составить на базе 10–15 м около $\Delta t/t \approx 10^{-3}$, что соответствует точности определения среднего пробега $\Delta R/R \approx 3 \cdot 10^{-3} = 0,3 \%$.

Вариантом этого метода может быть использование одного сцинтилляционного счетчика и определение времени задержки пролета протонов с помощью времяамплитудного конвертора по отношению к опорному импульсу от ВЧ-системы фазотрона.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложены и разработаны методы расчета параметров комбинированных рассеивателей, обеспечивающих выравнивание поперечных распределений дозных полей заданных размеров для медицинских протонных пучков с большим эмиттансом на фазотроне ЛЯП ОИЯИ.

Полученные результаты позволяют по аналитическим формулам быстро рассчитать параметры комбинированных рассеивателей для различных условий получения поперечного дозного поля с расширенной до 20 см областью равномерности при увеличении используемой доли протонного пучка в 3–7 раз (до 35 %).

Наиболее просто, без существенных переделок оборудования, получение дозных полей с расширенной областью равномерности можно осуществить в кабине № 5 (нейтронная кабина), где имеется большой дрейфовый промежуток и автоматический, дистанционно управляемый многолепестковый коллиматор, необходимый для формирования протонного пучка, наиболее полно

удовлетворяющего клиническим требованиям, а также стэнд, легко приспособляемый для облучения пациентов в положении лежа.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Хорошков В. С.* // Медицинская физика. 2005. № 4. С. 6.
2. *Келер А. и др.* // Тр. Первого международного семинара «Использование протонных пучков в лучевой терапии». Москва, 6–11 декабря 1977. М.: Атомиздат, 1979. Вып. 2. С. 104.
3. *Takada Y.* // Jpn. J. Appl. Phys. 1994. V. 33. P. 353.
4. *Grusell E.* // Phys. Med. Biol. 1994. V. 39. P. 2201.
5. *Renner T. R., Chu W. T.* // Med. Phys. 1987. V. 14(5). P. 825.
6. *Scheib S. et al.* Spot Scanning with Proton at PSI // Proc. 1st Int. Symp. on Hadron-therap. Como, Italy, October 18–21, 1993. P. 471.
7. *Haberer Th. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1993. V. 330 P. 296; GSI treats cancer tumours with carbon ions // CERN Courier. 1998. V. 38. No. 9.
8. *Карташов В. П., Котов В. И.* Основы магнитной оптики пучков заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 80, 82.
9. *Рыжик И. М., Градштейн И. С.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Изд. третье. М.–Л., 1951. С. 266 (4.434,3).
10. *Морозов Н. А., Савченко О. В.* Сообщение ОИЯИ Р18-2006-86. Дубна, 2006.
11. *Shvidkij S. V. et al.* // Radiation Protection Dosimetry. 1997. V. 70, Nos. 1–4. P. 215.

Получено 19 апреля 2007 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 17.09.2007.

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

Усл. печ. л. 1,62. Уч.-изд. л. 1,91. Тираж 270 экз. Заказ № 55885.

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

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/