

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М.В. ЛОМОНОСОВА
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ
ФИЗИКИ
им. Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА

Белоусов А.В., Варзарь С.М., Грязнов С.В., Ермаков А.Н.,
Плотников А.Б., Черняев А.П., Шведунов В.И.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ
МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДОЗЫ ПУЧКОВ
ФОТОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ**

Препринт НИИЯФ МГУ-2003-17/730

Москва 2003

УДК 621.039.8

**Belousov A.V., Varzar S.M. Grjaznov S.V., Ermakov A.N.,
Plotnikov A.B., Chernyaev A.P., Shvedunov V.I.**

E-mail address: alexpetr@rector.msu.ru

**Experimental researches of magnetic field influence on
electrons and photons bunches dose distributions.**

PREPRINT NPI MSU – 2003 -17/730

Abstract:

The experimental researches of magnetic field, field strength up to 1.2 T, influence on photons and electrons bunches, with energies 25 MeV, dose distribution.

**Белоусов А.В., Варзарь С.М., Грязнов С.В., Ермаков А.Н.,
Плотников А.Б., , Черняев А.П., Шведунув В.И.**

**"Экспериментальное исследование влияния магнитного поля
на распределение дозы пучков фотонов и электронов"**

Препринт НИИЯФ МГУ - 2003 - 17/730

Аннотация:

В работе проводятся экспериментальные исследования по изучению влияния магнитного поля напряженностью до 1.2 Тл на распределение дозы пучков электронов и фотонов с энергиями 25 МэВ.

© НИИЯФ МГУ

© Белоусов А.В. и др.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
Метод облучения.....	4
Траектория движения электронов.....	5
Измерение профиля пучка.....	9
Формирование дозы.....	12
ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА	14
Разрезной микротрон.....	14
Магнитная система.....	15
Фантом.....	17
Измерение дозы пучка электронов и фотонов.....	19
АНАЛИЗ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА	19
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	25
ЛИТЕРАТУРА	27

1 Введение

В настоящее время применение ионизирующих излучений для лечения онкологических заболеваний – один из действенных способов борьбы с этим тяжелым недугом. Он широко используется в специальных клиниках наряду с хирургическим лечением и химиотерапией. Значительная часть больных проходит курс лучевой терапии. Использование ионизирующих излучений в лучевой терапии приводит к необходимости постоянного повышения эффективности облучения – передаче максимальной дозы опухоли при сохранении ее минимального значения на здоровых тканях.

Одним из основных критериев оценки клинико-терапевтической значимости средств и методов лучевой терапии онкологических больных является отношение доз ионизирующих излучений от радионуклидов и ускорителей заряженных частиц в опухолях (мишенях) к дозам облучения интактных тканей, окружающих опухоль. Чем выше значение этих величин, тем больше потенциальных возможностей у медицинских радиологов для эффективного лечения и улучшения качества жизни онкологических больных. Другим критерием оценки эффективности лучевой терапии (несколько отличающимся от определенного выше) является отношение величины дозы в мишени к интегральной дозе облучения пациента. Применяемые в настоящее время методы многопольного облучения опухолей с использованием современных γ -аппаратов с источниками излучения Co^{60} , а также ускорителей электронов и протонов позволяют повысить величину отношения доз облучения мишень - интактная ткань. Но при этом интегральные дозы не уменьшаются и даже возрастают, что часто является препятствием к облучению мишени планируемой дозой без радиационных осложнений. Это ограничивает программу лечения и снижает эффективность метода.

Показательной характеристикой отношений доз облучения мишень - интактные ткани и мишень - интегральная доза служит форма распределения дозы для различных видов ионизирующих излучений в зависимости от глубины их проникновения вглубь облучаемых биологических объектов. Ускорители электронов дешевле ускорителей тяжелых заряженных частиц (синхротронов, фазотронов), имеют небольшие размеры и просты в эксплуатации. Они широко используются в лучевой терапии. В настоящее время в мире их работает более 1.5 тысяч (в том числе несколько десятков в России). В то время как ускорителей протонов и ионов, работающих в лучевой терапии несколько десятков.

Целью настоящей работы является проверка результатов моделирования в эксперименте, измерение глубинных распределений дозы для мишеней, расположенных в поперечном магнитном поле при прохождении через вещество пучков γ -квантов и электронов.

Метод облучения

В последнее время ведутся разработки новых подходов /1-4/ в применении физических методов для увеличения соотношения дозы, переданной мишени к дозе полученной всеми тканями для пучков фотонов и легких заряженных частиц при одновременном использовании магнитного поля. Магнитное поле может быть направлено как вдоль, так

и поперек пучка. При движении заряженной частицы в поперечном магнитном поле радиус ее вращения пропорционален массе частицы /4/:

$$R = \frac{mv}{eB} = \frac{\beta E}{eBc} \quad (1)$$

При прохождении заряженных частиц через вещество они теряют энергию в результате ионизационного и радиационного торможения, поэтому траектория частицы представляет собой спираль с уменьшающимся радиусом.

Ионизационные потери энергии электронами описываются формулой Бете-Блоха:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_{\text{ион}} = \frac{2\pi e^4 n_e c^2}{m_e \beta^2} \left[\frac{\ln \frac{m_e c^2 \beta^2 E_e}{2\bar{I}(1-\beta^2)} - \ln 2 \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 - \beta^2\right) + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1-\beta^2}\right)^2 - \delta}{\beta^2} \right] \quad (2)$$

где n_e – плотность электронов в среде, δ – поправка на эффект плотности, \bar{I} – средний потенциал ионизации, e, m_e – заряд и масса электрона соответственно, $\beta = \frac{v}{c}$.

Потери энергии электронами на радиационное излучение описываются выражением:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_{\text{рад}} = n_e E_e Z^2 r_e^2 \alpha \left(4 \ln \frac{2E_e}{m_e c^2} - \frac{4}{3}\right), \quad (3)$$

где E_e и r_e – соответственно энергия и классический радиус электрона, α – постоянная тонкой структуры, Z – заряд ядра.

Из формулы (1) видно, что поперечное магнитное поле действует на легкие заряженные частицы (электроны, позитроны) таким образом, что они имеют небольшой радиус вращения. Причем согласно (2) – (3) в процессе торможения радиус уменьшается. Частица движется по спирали, что уменьшает пробег в направлении распространения пучка и увеличивает плотность потерь энергии электронами.

Траектория движения электронов

Для описания траектории движения пучка электронов в магнитном поле введем систему координат s, η, ζ

$$\vec{x} = \vec{Y}(s) + \eta \vec{n} + \zeta \vec{b},$$

где $\vec{Y}(s)$ – траектория частиц вдоль оси пучка (так называемой осевой частицы); s – длина траектории от места инъекции пучка; $\vec{t}, \vec{n}, \vec{b}$ – вектора трехгранника Френе, связанного с кривой $\vec{Y}(s)$. Введенная система координат не является ортогональной, так как не все скалярные произведения базисных векторов:

$$\vec{e}_1 = \frac{\partial \vec{x}}{\partial s} = \sigma \vec{t} + \kappa (\xi \vec{b} - \eta \vec{n}),$$

$$\begin{aligned}\bar{e}_2 &= \frac{\partial \bar{x}}{\partial \eta} = \bar{n}, \\ \bar{e}_2 &= \frac{\partial \bar{x}}{\partial \zeta} = \bar{b},\end{aligned}$$

равны нулю, например $(\bar{e}_1, \bar{e}_2) = -\eta$. Здесь $\sigma = 1 - k\eta$, параметр, характеризующий плавность изменения кривой; k, κ - кривизна и кручение кривой $\bar{Y}(s)$. Уравнение движения частицы во внешнем магнитном поле $\vec{B}_0 = \vec{B}(\bar{Y}(s))$ с учетом влияния потерь энергии имеет вид:

$$mv\vec{u}' = \frac{e}{c}[\vec{v}, \vec{B}_0] - \varepsilon_0 \vec{t}, \quad (4)$$

где $\vec{u} = \gamma v \vec{t}$, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}$, $\varepsilon_0 = \varepsilon(W)$, $W = mc^2(\gamma - 1)$ - кинетическая энергия осевой

частицы. Функция $\varepsilon(W) = \left(-\frac{\partial E}{\partial x} \right)_{\text{полн}}$ представляет собой тормозную

способность вещества, которая для заряженных частиц описывается формулой Бете-Блоха (2) и радиационными потерями (3). Штрихом обозначается дифференцирование по s .

Если использовать разложение вектора магнитного поля в системе координат $(\vec{t}, \vec{n}, \vec{b})$ вдоль оси пучка:

$$\vec{B}_0 = B_{01}\vec{t} + B_{02}\vec{n} + B_{03}\vec{b},$$

то уравнение (4) запишем в виде:

$$u'\vec{t} + ku\vec{n} = \frac{e}{mc}(B_{02}\vec{b} - B_{03}\vec{n}) - \frac{\varepsilon_0}{mc}\vec{t}. \quad (5)$$

Отсюда кривизна траектории описывается соотношением: $k = -\rho B_{03}$,

где введено обозначение $\rho = \frac{e}{mci}$. Учитывая, что $(\vec{n}, \vec{B}_0) = 0$, то есть при движении заряженной частицы вектор магнитного поля находится в так называемой спрямляющей плоскости, связанной с траекторией движения частицы, мы можем рассматривать только двумерное движение частиц.

В качестве продольной переменной используем собственное время движения осевой частицы:

$$\tau = \int_0^s \frac{ds}{u(x)} \quad (6)$$

Тогда, переходя к параметрическому представлению траектории, уравнение (4) запишем в виде:

$$m\vec{u}' = \frac{e}{c}[\vec{u}, \vec{B}_0] - \gamma\varepsilon_0 \vec{t}. \quad (7)$$

Из определений кривизны и кручения пространственной кривой /5/:

$$k = \left| \frac{[\vec{u}, \ddot{\vec{u}}]}{u^3} \right|, \quad \kappa = \left| \frac{\ddot{\vec{u}} [\vec{u}, \ddot{\vec{u}}]^2}{k^2 u^6} \right|, \quad (8)$$

с помощью уравнения (3) получаем связь этих характеристик траектории с величиной внешнего поля и скоростью частицы:

$$k = \frac{\rho}{u} \sqrt{u^2 B_0^2 - (\vec{u}, \vec{B}_0)^2}, \quad (9)$$

$$\kappa = -\frac{\rho}{u} \left(\vec{u} \vec{B}_0 + \frac{\rho}{uk^2} \vec{B}_0 [\vec{u}, \ddot{\vec{B}}_0] \right). \quad (10)$$

Уравнения (9)-(10) позволят вычислить потери энергии на радиационное трение

$$W = -\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{2}{3} \frac{e^2 |\ddot{\vec{a}}|^2}{c^3}, \quad (11)$$

поскольку кривизна кривой численно равна модулю ускорения материальной точке движущейся вдоль этой кривой.

Для однородного магнитного поля имеем $\kappa = -\frac{\rho(\vec{u}, \vec{B}_0)}{u}$. В расчетах накладывается ограничение на длину траектории и максимальную глубину проникновения частиц в вещество. Путь, проходимый вдоль траектории, не может превышать длину пробега частицы в данном веществе. Решая уравнение (7) в приближении, что потери энергии на элементарном пути не зависят от его положения на траектории $\frac{d\varepsilon_0}{d\vec{s}} = \text{const} = \varepsilon$, получим уравнение траектории, которая представлена на рис. 1. Решение уравнения (7) для декартовой системы координат записывается в параметрическом виде:

$$\begin{cases} x(t) = \exp(-\alpha t) \cos(\omega t), \\ y(t) = \exp(-\alpha t) \sin(\omega t); \end{cases}$$

где $\omega = \sqrt{\omega_0^2 + f^2(\varepsilon, B)}$, ω_0 - частота прецессии частиц вокруг силовых линий магнитного поля, а параметры α, f - слабо зависят от напряженности

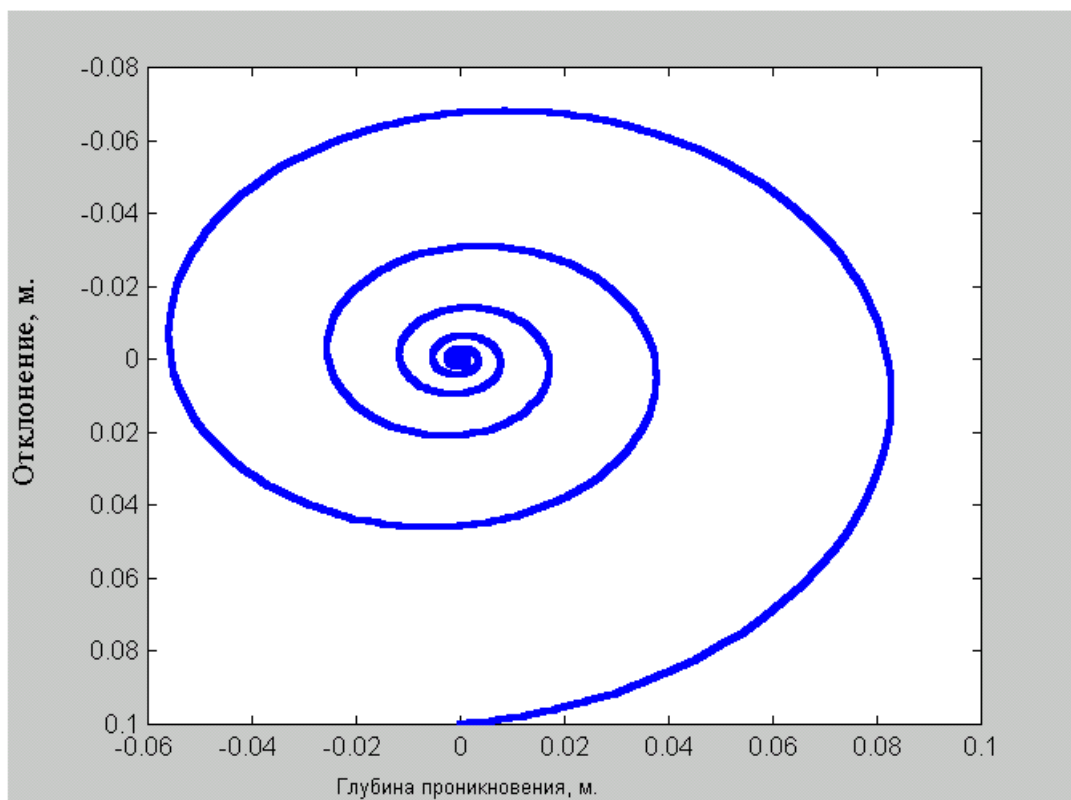


Рис.1. Качественный вид траектории частицы в магнитном поле с учетом потерь энергии.

магнитного поля B , в основном определяясь значением линейных потерь энергии на единице пути ε , определяя величину потерь энергии (и, косвенным образом, длину кривой) и поправку к частоте прецессии (определяя число оборотов) соответственно.

Представленная на рис. 1 форма траектории движения электронов в магнитном поле, показывает влияние последнего на изменение плотности потерь энергии электронами при их прохождении через вещество, и дает возможность управления распределением дозы в веществе. Преимущество использования магнитного поля для управления распределением дозы пучков электронов по сравнению с тяжелыми заряженными частицами заключается в том, что его действие на тяжелые заряженные частицы примерно на три порядка слабее, чем на электроны, поскольку масса электрона в $\sim 10^3 - 10^5$ раз меньше массы тяжелых заряженных частиц или ионов. Поэтому радиус вращения электронов на три порядка меньше чем протонов.

Торможение электронов в веществе приводит к разбросу их энергий и многократному рассеянию, что изменяет направление движения электронов и размеры пучка. В результате многократного рассеяния происходит отклонение пучка электронов от первоначального направления. Угол многократного упругого рассеяния при прохождении пучка электронов через толстую мишень согласно [6] описывается выражением:

$$(\tilde{\theta}^2) = 8\pi n_e t r_0^2 \frac{Z(Z+1)(1-\beta^2)}{\beta^4} \times \left[\ln \frac{137\beta}{Z^{1/3}(1-\beta^2)^{1/2}} + \ln \frac{1.76}{v} - \left(1 + \frac{\beta^2}{4}\right) \right], \quad (12)$$

где t – толщина слоя вещества.

Магнитное поле уменьшает разброс пучка в пространстве, возникающий в результате многократного рассеяния, но при этом сохраняется разброс электронов по энергии. В результате действия перечисленных механизмов следует ожидать появления под действием поперечного магнитного поля максимума в распределении дозы пучка фотонов или электронов.

Измерение профиля пучка

Для измерения профиля пучка использовалось стекло марки M1. Цветовая плотность, зависит от числа электронов, прошедших через единичную площадку за время облучения. Изменение цвета, может быть точно измерено с помощью спектрофотометра или другого прибора, который измеряет оптическую плотность или способность к пропусканию света. В нашем случае, в качестве прибора, измеряющего оптическую плотность, использовался планшетный сканер. В качестве выходной информации со сканера записывается 3-мерная матрица $m \times n \times 3$, каждая ячейка которой представляет целочисленное значение от 0 до 255. Пространственное разрешение в этом случае ограничено связью между реальными физическими размерами и размерностью матрицы. Эта связь описывается следующим образом $m = a/0.01$, $n = b/0.01$, где a, b - физические размеры пленки. Две точки воспринимаются как одна, если расстояние между ними меньше чем 0.01мм (это ограничение связано со спецификой форматов отсканированного и сохраненного изображения). Погрешность измерения составляет около 1%.

Профиль пучка был восстановлен со стекол, через которые проходил пучок. Он представлен на рис. 2.

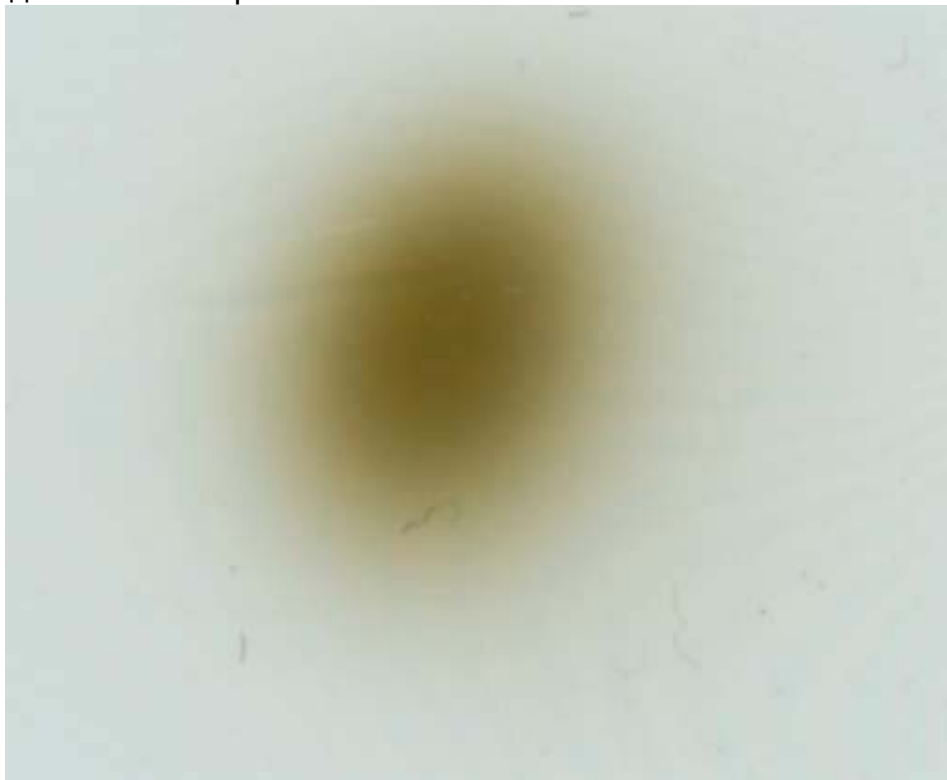


Рис.2. Изображение плотности поперечного распределения электронов в пучке.

Записанная трехмерная матрица была подвергнута обработке, в результате которой из нее была выделена одномерная. Это осуществляется для сохранения особенностей изображения. Считая, что значения матрицы M , M_{ij} - задают двумерную функцию на поверхности стекла, для избавления от дефектов проводится прямое двумерное преобразование Фурье с последующим удалением из спектра высоких частот. Обратное преобразование спектра с последующей визуализацией представлено на рис. 3.

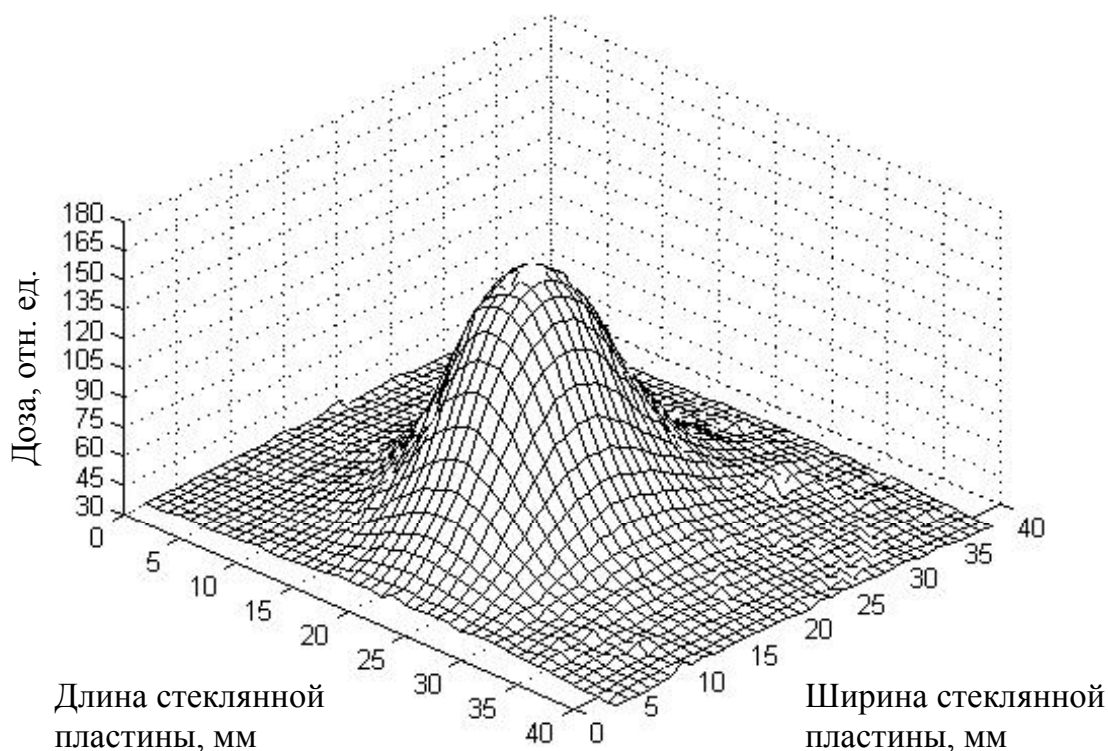


Рис.3. Восстановленное трехмерное представление распределения плотности электронов по сечению пучка.

Предполагается, что распределение плотности электронов по сечению пучка после прохождения титановой фольги имеет форму Гаусса. Это предположение обосновывается следующим обстоятельством. Пусть $f(x, y)$ начальная плотность частиц при входе в среду. Тогда после первого взаимодействия плотность частиц равна $f_1(x, y) = \frac{1}{2}\{f(x+a, y+a) + f(x-a, y-a)\}$, где a - поперечное отклонение при прохождении расстояния между двумя последовательными взаимодействиями с атомами среды, $a \approx x\theta$. Аналогично после второго взаимодействия плотность распределения равна $f_2(x, y) = \frac{1}{2}\{f_1(x+a, y+a) + f_1(x-a, y-a)\}$, и так далее. После N взаимодействий плотность распределения приблизится к нормальному распределению, так как согласно центральной предельной теореме [7], сумма последовательностей независимых и одинаково распределенных величин сходится к нормальному распределению. Вид изменения плотности

распределения представлен на рис.4. Для упрощения восприятия представлено только одномерное распределение, которое представляет собой сечение плотности распределения плоскостью, содержащей ось пучка.

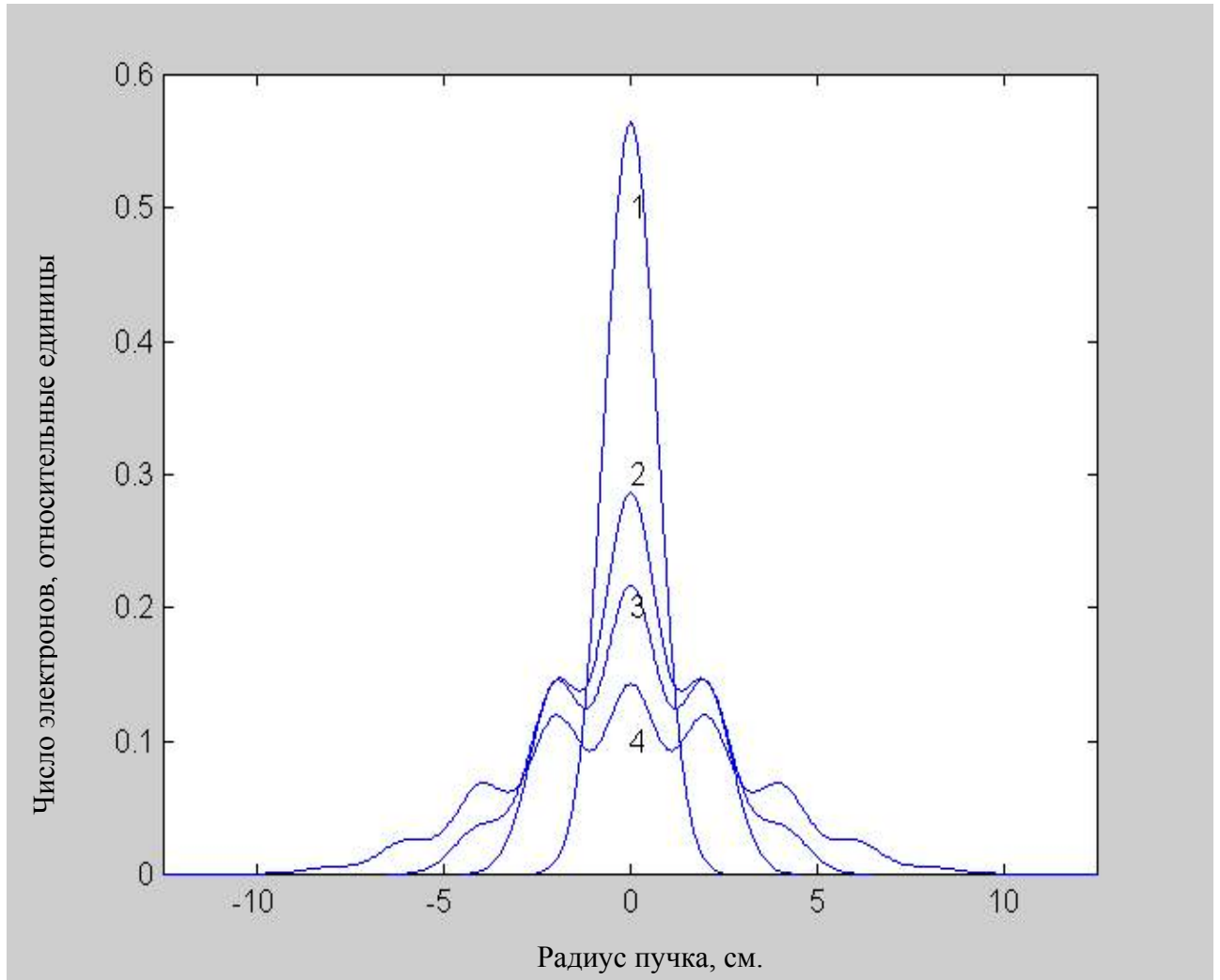


Рисунок 4. Вид плотности распределения после N взаимодействий. 1 – $N=0$, 2 – $N=10$, 3 – $N=20$, 4 – $N = 100$.

Исходя из расчетов, проведенных в вычислительной среде MATLAB, была получена оценка числа взаимодействий после которых, отклонение от нормального распределения меньше чем 1%. Число таких взаимодействий составляет $N=10^5$. Среднее расстояние между атомами

$$b = \sqrt[3]{\rho \frac{Z}{8 \times A} N_A} = \sqrt[3]{\frac{7.4}{8 \times 18} 6.02 \times 10^{23}} = 3.1 \times 10^{-7} \text{ см.}$$

Таким образом, после прохождения в веществе расстояния порядка одного миллиметра плотность распределения можно считать нормальной.

Отсюда следует, что при прохождении пучка электронов через стекла распределение плотности электронов по профилю пучка имеет вид кривой Гаусса. На основании этого представления можно рассчитать средний квадратичный угол отклонения электронов при взаимодействии их с веществом. Для этого полученное распределение, аппроксимировалось распределением Гаусса, параметрами которого являются среднее

значение μ и дисперсия σ . Измерения проводились на разных расстояниях от фольги, их результаты представлены в таблице 1.

Таблица 1. Зависимость среднеквадратичного отклонения σ от расстояния до фольги.

Расстояние от фольги (мм)	Среднеквадратичное отклонение (пиксел*)
43	40
57	55
71	43
85	47
137	55
192	64
245	80
297	90
405	116

* 1 пиксел ~ 0.2 мм

Результаты вычислений на основании формулы (11) дают

$$\sqrt{(\tilde{\theta}^2)} = 3.6 \times 10^{-2} \text{ рад}$$

а исходя из таблицы 1:

$$\sqrt{(\tilde{\theta}^2)} = 4.1 \times 10^{-2} \text{ рад}$$

Небольшое расхождение экспериментального и теоретических значений может быть объяснено тем, что при выходе из ускорителя распределение плотности электронов асимметрично относительно оси пучка, а также наличием слоя воздуха между стеклянными пластинами.

Формирование дозы

Поскольку при прохождении электронов через вещество они теряют свою энергию на ионизацию атомов среды и на испускание γ -квантов, то полные потери энергии описываются следующим выражением:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{сум}} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}}$$

здесь знак минус означает факт потерь энергии частицей; dx - элементарный путь, который прошла частица; dE - потери энергии на этом пути. В формировании поглощенной дозы, как следует из ее определения, участвует только энергия пошедшая на ионизацию атомов среды. Тогда из определения поглощенной дозы имеем:

$$D = \frac{dE}{dm} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} \frac{dx}{dm}$$

где dm - масса элементарного объема dV , в котором выделилась энергия dE . Или, считая, что плотность вещества r постоянна, можно записать:

$$D = \frac{1}{r} \frac{dE_{\text{ион}}}{dx} \frac{dV}{dx},$$

здесь $\frac{dV}{dx}$ определяется геометрией интересующей нас области и отражает изменение сечения объема занятого пучком при его движении в среде.

При прохождении пучков фотонов через вещество доза формируется в основном вторичными электронами и позитронами, возникающими при взаимодействии фотонов с веществом, образующимися в основном в результате комптон - эффекта и образования электрон - позитронных пар. Их энергия, в среднем, составляет около 50% энергии падающих γ -квантов. Поэтому магнитное поле может быть эффективно использовано для воздействия и на вторичные электроны, возникающие при прохождении пучков фотонов через вещество.

Действие продольного магнитного поля приводит к вращению первичных и вторичных электронов по спирали вдоль направления магнитного поля. Это приводит к уменьшению разброса пучка,

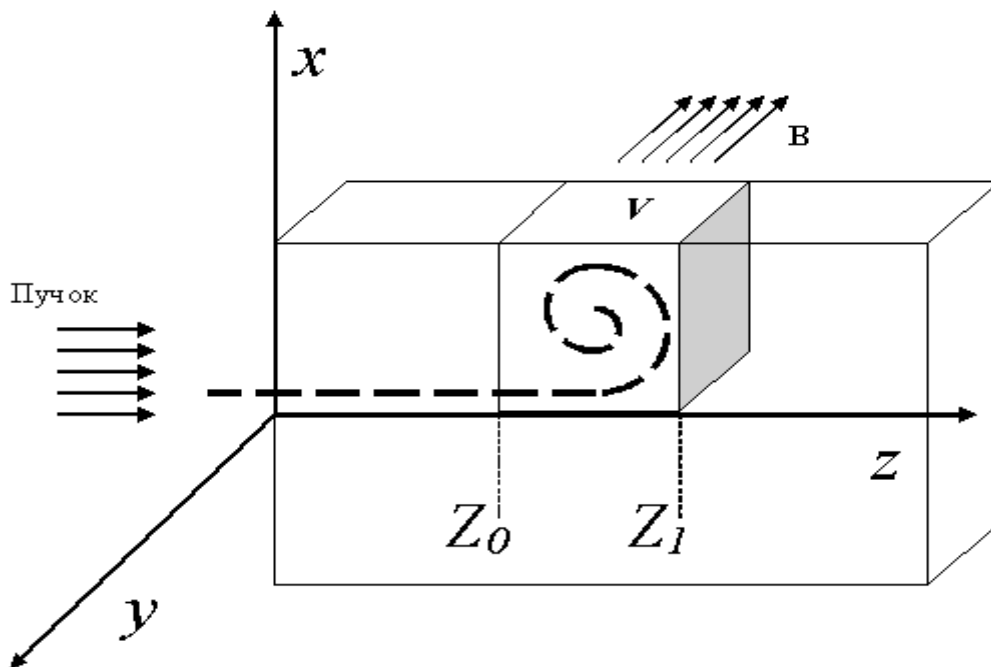


Рис.5 Схематическое изображение траектории электронов в магнитном поле.

возникающего в результате многократного рассеяния электронов в веществе.

В настоящей работе эксперимент проводился в поперечном магнитном поле. Измерялись глубинные распределения дозы на пучках γ -квантов и электронов при энергии электронов и максимальной энергии тормозных γ -квантов 25 МэВ. Схема облучения мишени представлена на рис.5

Описание эксперимента

Разрезной микротрон

Для проведения эксперимента использовали пучок электронов импульсного разрезного микротрона НИИЯФ МГУ с максимальной энергией электронов 70 МэВ. Его технические характеристики приведены в таблице 2.

Таблица 2. Основные параметры импульсного разрезного микротрона.

Энергия инжекции	50 КэВ
Прирост энергии за один оборот	5 МэВ
Число оборотов	14
Энергия на выходе	10-70 МэВ
Ток пучка при энергии 70 МэВ	40 мА
Увеличение длины орбиты за оборот	1 λ
Рабочая частота	2,856 МГц
Импульсная мощность клистрона	6 МВт
Поле поворотных магнитов	1.0 Т
Габаритные размеры	2.2×1.8×0.9 м ³
Масса	3200 кг

Характеристики пучка электронов, который использовался для облучения мишени, представлены в таблице 3.

Таблица 3. Характеристики пучка электронов.

Энергия электронов, E_e	25 МэВ
Длительность импульсов, τ	5 нс
Частота следования импульсов, ν	10 Гц
Значение тока в импульсе, I	1 мА

Средняя мощность пучка (энергия, переносимая пучком в единицу времени), составляет:

$$P = I \times \nu \times \tau \times E_e = 1.2 \frac{\text{Дж}}{\text{с}}, \quad (13)$$

а интенсивность 3.125×10^{11} электронов в секунду. Расчеты, проведенные на основании формул (2)-(3) показывают, что если на выходе ускорителя электроны обладали энергией 25 МэВ, то средне, в результате ионизационных потерь, передается энергия

$E_n \approx 23 \text{ МэВ}$ (92%), а радиационные потери составляют 2 МэВ (8%). В этом случае энергия, передаваемая в единицу времени среде:

$$W = P \times \frac{E_n}{E_e} = 1.1 \frac{\text{Дж}}{\text{с}}. \quad (14)$$

Время экспозиции 30 минут. Масса образца затронутого пучком составляет около 100 г. Поперечные размеры набора пластин $3 \times 1 \text{ см}$. Длина пакета стекол больше среднего пробега электронов в стекле. По нашим оценкам, интегральная доза, переданная пакету стекол составляет не менее

$$D = \frac{1.1 \times 30 \times 60}{3 \times 1 \times 14 \times 2.49 \times 10^3} 10^3 = 650 \text{ Гр}. \quad (15)$$

Общая схема эксперимента представлена на рис.6.

Магнитная система

На рис. 7 в двух проекциях (вдоль и перпендикулярно направлению пучка) показана магнитная система, используемая в эксперименте.

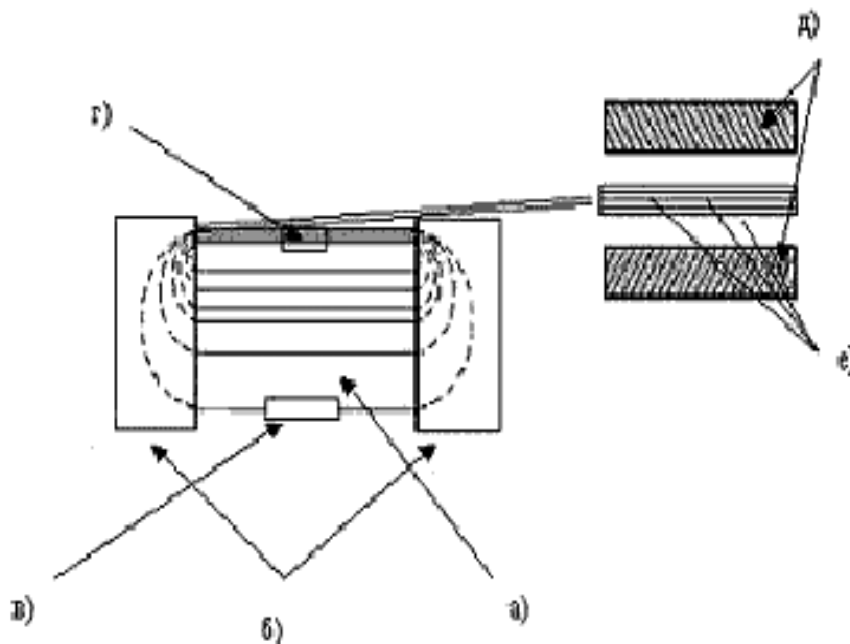


Рис. 6. Общая схема облучения: а) разрезной микротрон; б) поворотные магниты; в) отклоняющий магнит системы вывода; г) укоряющая структура; д) тканезквивалентная среда с детектирующими пленками или пакет стеклянных пластинок.

Для создания магнитного поля, необходимого для изучения распределения дозы, был использован электромагнит с диаметром полюсов $d = 120$ мм и зазором между ними 11 мм. Максимальное магнитное поле, которое можно достичь на данной магнитной системе 1.2 Тл. Эксперимент проводился при напряженности магнитного поля равной 1.16 Тл.

Центр магнита был установлен на расстоянии 51 см от выхода пучка электронов из разрезного микротрона. Облучаемый объект помещался в зазоре между полюсами магнита. Пространственное распределение магнитного поля в зазоре между полюсами магнита однородно с точностью 1% (рис 8).

Для расчета распределения магнитного поля в эксперименте использовались соотношения x, y, z компонент магнитного поля диполя, полюса которого расположены в точках $(0, a, 0)$ и $(0, -a, 0)$. Они описываются выражениями:

$$B_x = B_r \frac{x}{r}, \quad (16)$$

$$B_y = \frac{0.5B_0 d^2}{r^2 + (y-d)^2} \frac{d-y}{\sqrt{r^2 + (y-d)^2}} + \frac{0.5B_0 d^2}{r^2 + (y+d)^2} \frac{d+y}{\sqrt{r^2 + (y+d)^2}}, \quad (17)$$

$$B_z = B_r \frac{z}{r}, \quad (18)$$

$$B_r = \frac{0.5B_0 d^2}{r^2 + (y-d)^2} \frac{r}{\sqrt{r^2 + (y-d)^2}} + \frac{0.5B_0 d^2}{r^2 + (y+d)^2} \frac{r}{\sqrt{r^2 + (y+d)^2}}, \quad (19)$$

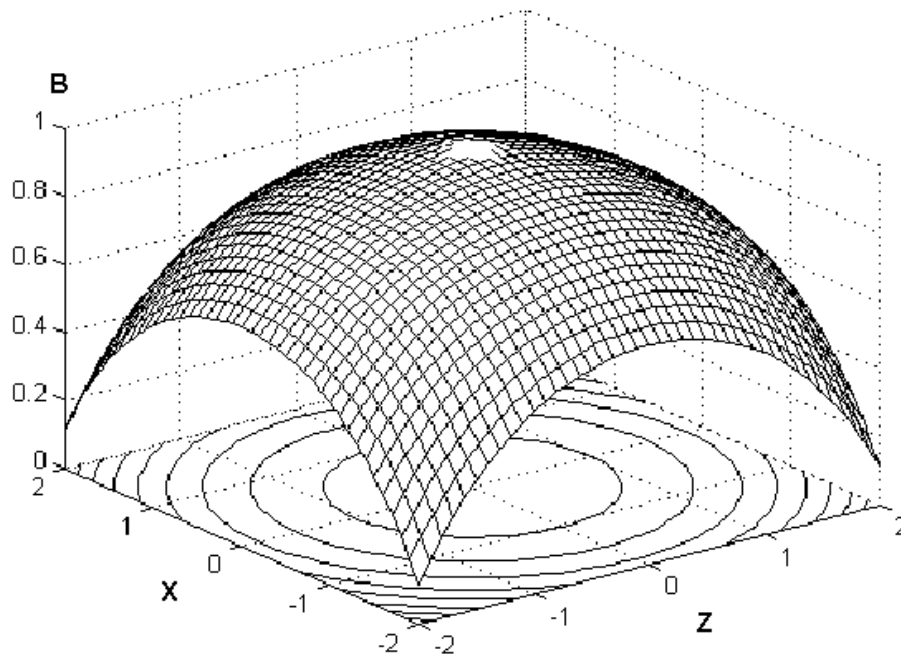


Рис.8. Распределение магнитного поля относительно полюсов магнита. Полюса магнита расположены в плоскости XZ.

где V_0 - значение поля в точке $(0,0,0)$, $2d$ – расстояние между полюсами магнита, $r = \sqrt{x^2 + z^2}$ - радиус-вектор в плоскости перпендикулярной оси магнитного диполя.

Полюса представляют собой наконечники круглого сечения и на рис. 8. занимают площадь, ограниченную окружностью единичного радиуса с центром в начале координат. Расчеты распределения магнитного поля были проверены экспериментально. Согласие с результатами расчетов составляло $\sim 1\%$.

Фантом

В качестве тканеэквивалентной среды использовалась MIX-D. Она представляет собой смесь следующего состава: парафин - 60.8%, полиэтилен гранулированный - 30.4%, окись магния 6.4%, двуокись титана - 2.4%. Имеет плотность $1 \frac{г}{см^3}$, электронная плотность $3.3 \times 10^{23} \frac{электрон}{г}$. По своим характеристикам она наиболее близка к мышечной ткани.

В качестве фантома использовались мишени, сформированные из набора пластин из тканеэквивалентной среды с геометрическими размерами $10 \times 11 \times 60$, $5 \times 11 \times 60$ и $30 \times 11 \times 60$ миллиметров (рис. 9-10). Между ними помещались полоски из радиохромной пленки.

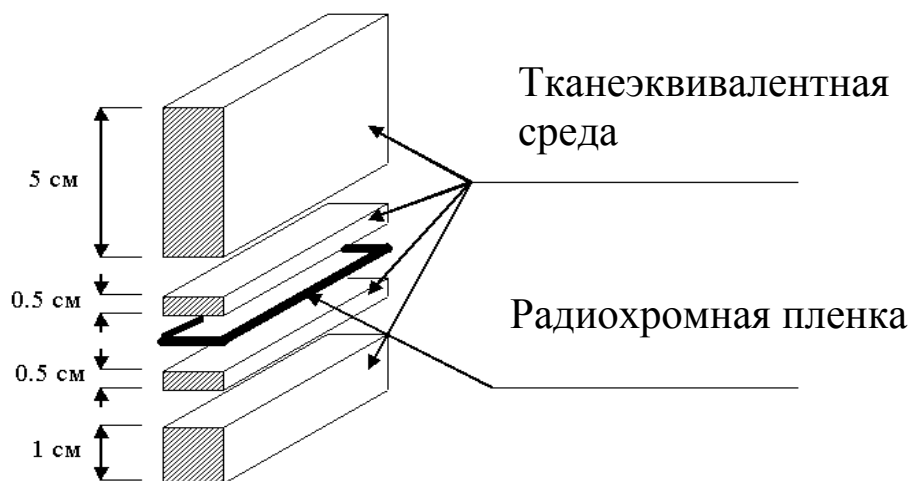


Рис. 9. Фантом с горизонтальным расположением радиохромной пленки

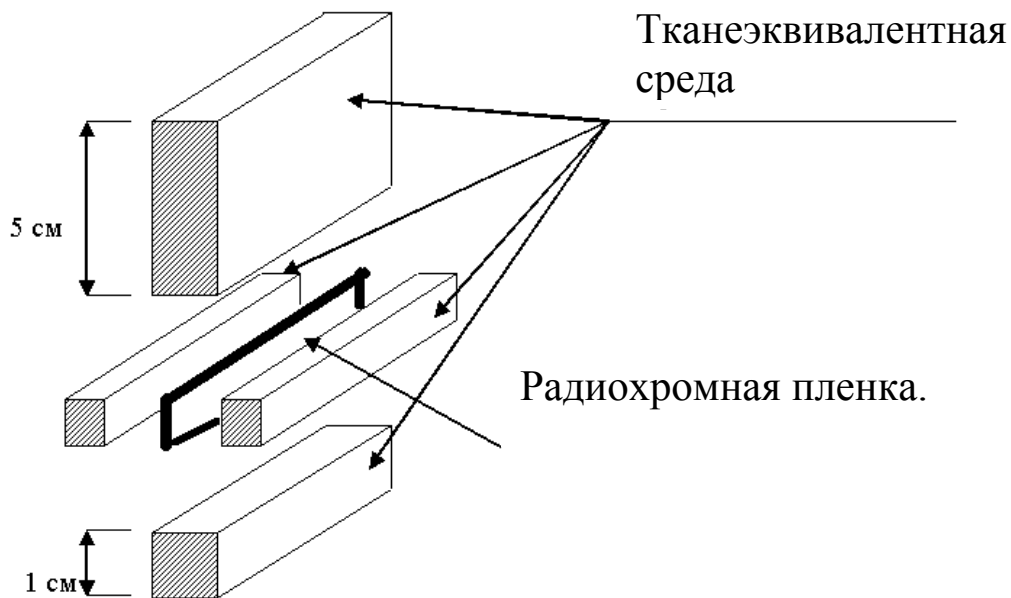


Рис. 10. Фантом с вертикальным расположением радиоохромной пленки

Помимо радиоохромных пленок использовались пакеты из стекол размером $3.5 \times 11 \times 120$ мм и $3.5 \times 11 \times 60$ мм.

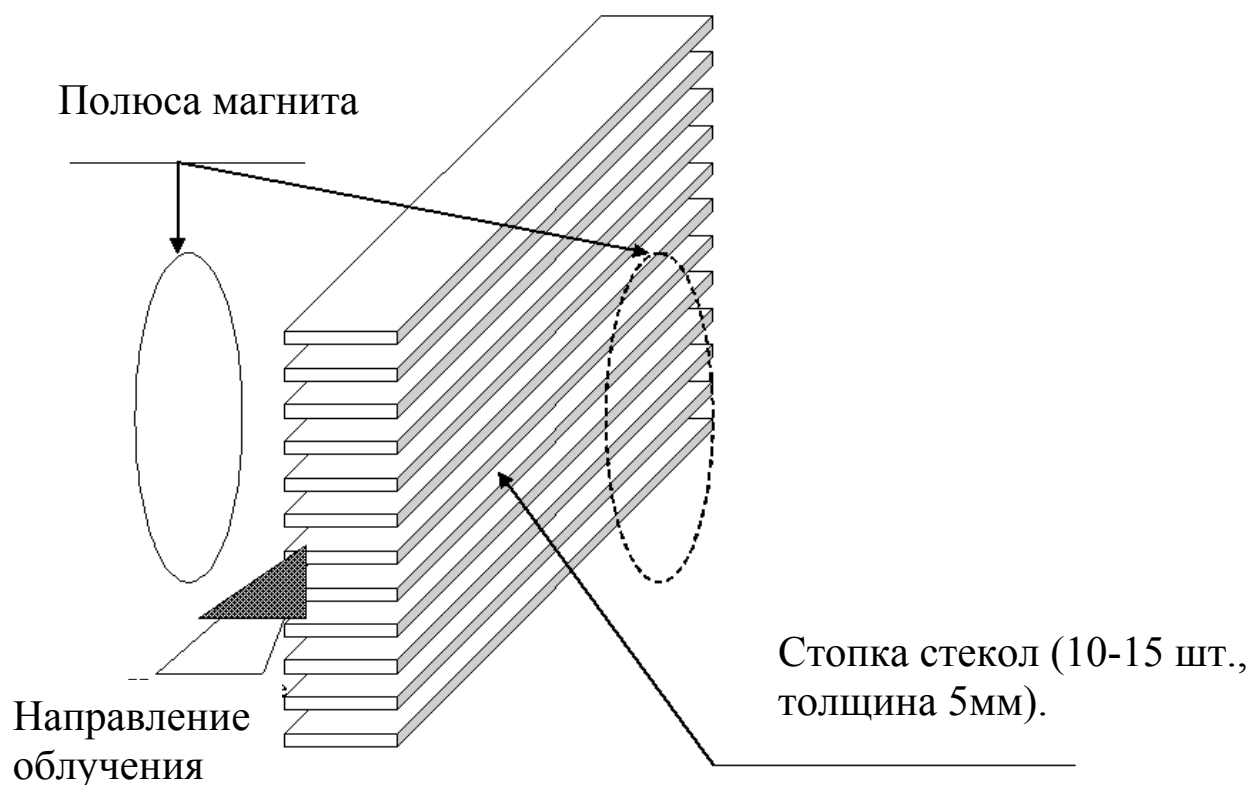


Рис. 11. Схема расположения набора стеклянных пластин относительно полюсов магнита

Измерение дозы пучка электронов и фотонов

Для измерения дозы использовались радиоохромные пленки GAFCHROMIC HD810 и стекло марки М1. Радиоохромные пленки предназначены для измерений доз ионизирующего излучения: электронов, протонов, рентгеновского и γ -излучений. Пленка имеет семь чувствительных к излучению слоев на полиэфирной основе и может быть использована для измерения доз от 10 до 10000 рад. В настоящем эксперименте для денситометрии применялся планшетный сканер.

В ходе выполнения эксперимента, для измерения дозы в относительных единицах стекло оказывается удобным, поскольку более просто в использовании, дешевле, позволяет осуществлять большее время экспозиции, чем радиоохромные пленки. Это важно для измерения дозы пучка электронов с высокой интенсивностью, чтобы визуально видеть эффект по степени почернения стекла.

Для измерения дозы пучка фотонов эффективнее использовать радиоохромные пленки, поскольку интенсивность пучка тормозных фотонов меньше (в ~ 8 раз). В результате время экспозиции на стеклах существенно возрастает.

Анализ и обсуждение результатов эксперимента

Пленка располагалась вдоль первоначального распространения пучка электронов. Изменение «цвета» пленки вдоль него описывает изменение дозы с глубиной проникновения пучка в ткань. На рис. 12 представлено распределение дозы пучка фотонов при облучении радиоохромной пленки в магнитном поле.

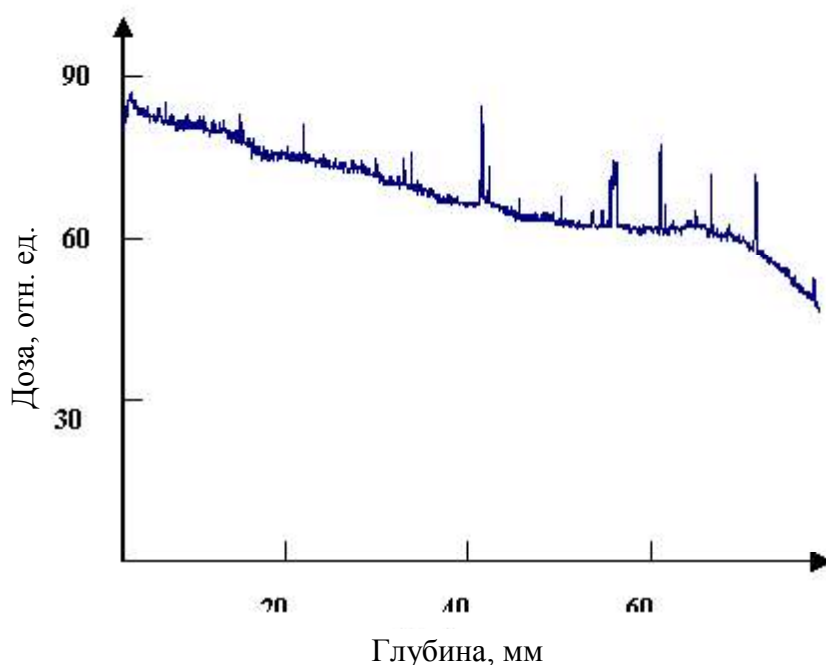


Рис.12. Распределение дозы до устранения дефектов.

Используемые нами экземпляры пленки и стеклянных пластин имели дефекты, как естественного, так и искусственного происхождения: неровности, царапины, возникшие в результате механического

воздействия. Это приводило к искажению цвета пленки. Длинные узкие пики на рис. 12 как раз и вызваны влиянием этих дефектов. Для уменьшения влияния этих дефектов была проведена операция усреднения, которая заключается в следующем: во время предыдущей обработки из матрицы выбиралась только одна строка, которая соответствовала максимальным значениям. Теперь же мы рассматриваем массив размерности n , как статистический ансамбль данных полученных в результате эксперимента. По ним проводили процедуру обработки [7]

Вычислялось среднее значение μ элементов данного n -мерного массива экспериментальных данных и его дисперсия σ . Далее использовалось то обстоятельство, что для совокупности случайных величин распределенных, по некоторому закону, вероятность P того, что значение некоторой случайной величины x будет отличаться от среднего значения более чем на 3σ , чрезвычайно мала:

$$P(|x - \mu| \geq 3\sigma) \leq 0.01 \quad (20)$$

На основании соотношения (20) из этого n -мерного массива отбрасывались те элементы, которые отличались от среднего значения более чем на 3σ . Эта операция продолжалась до тех пор, пока не были отброшены все значения, не удовлетворяющие (20). При таком подходе, однако, не удастся избавиться от дефектов расположенных параллельно длинной границе пленки.

После обработки рис. 12 распределение дозы на радиохромной пленке приобретает вид, показанный на рис. 13.

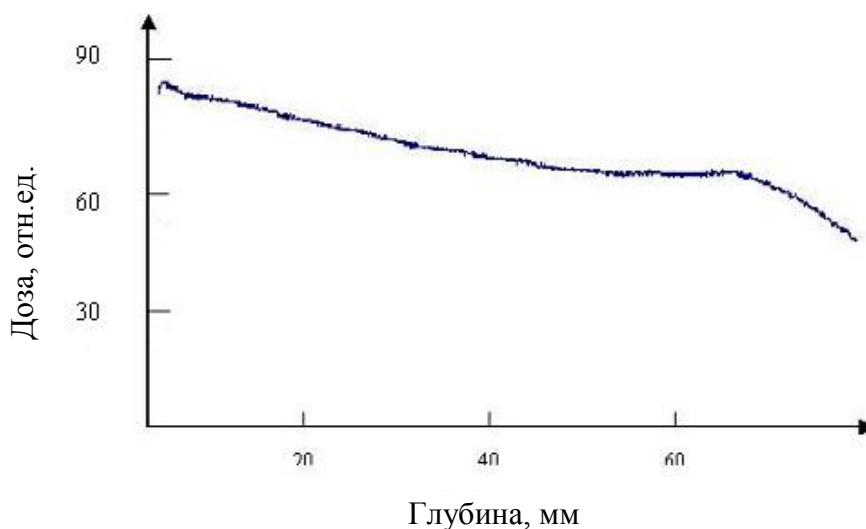


Рис.13. Распределение дозы после устранения влияния дефектов

Набор стеклянных пластин, расположенных в магнитном поле, облучался так, что пучок электронов падал на их торцевые поверхности мишени. Пакет состоял из 10 стекол, которые были пронумерованы от 1 до 10. Стекло находящееся на рисунке сверху имело №10. По описанной выше методике измерялось распределение дозы вдоль длинной грани стеклянной пластины. Эти распределения приводятся на рис. 14-15.

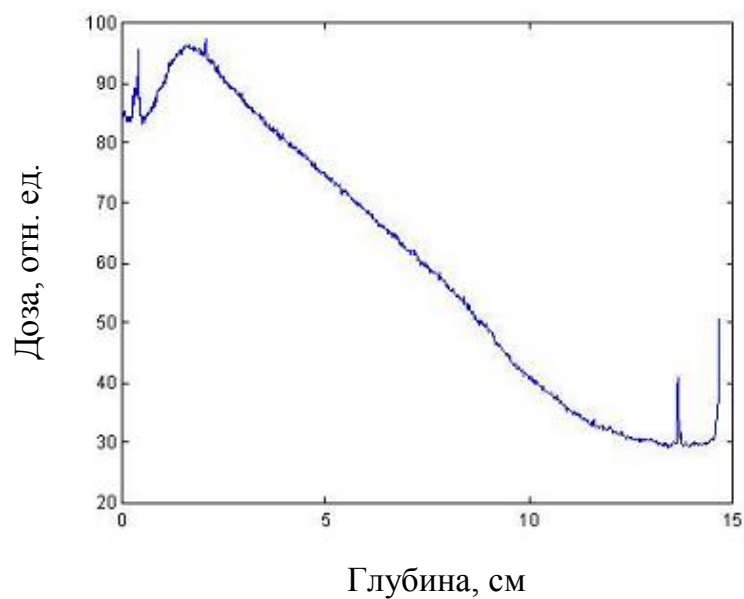


Рис. 14. Распределение дозы вдоль стеклянной пластины №1.

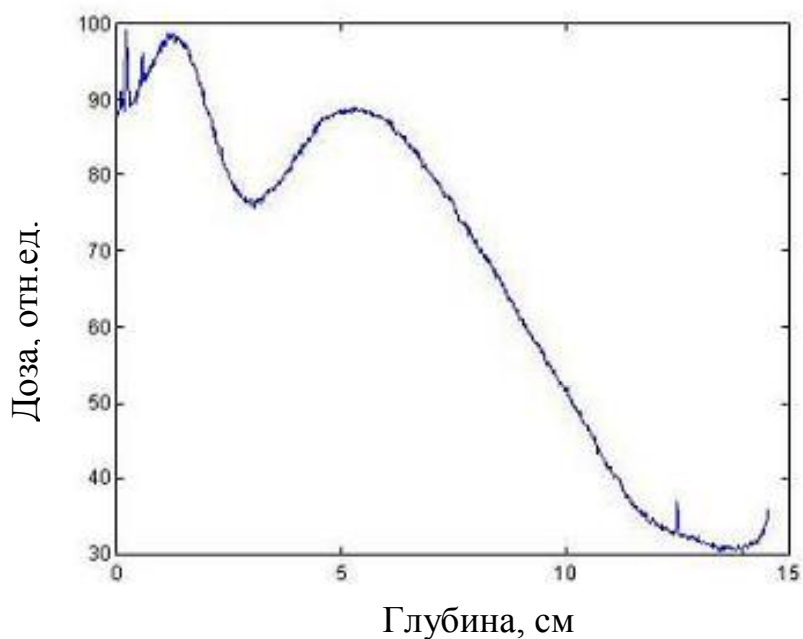


Рис. 15. Распределение дозы вдоль стеклянной пластины №5.

При восстановлении пространственного распределения дозы, вдоль длинной стороны стеклянной пластинки, учитывались дефекты, возникающие при расположении пластин в ряд на планшетном сканере. Сканированное изображение стеклянных пластинок представлено на рис. 16.

1
2
3
4
5
6
7
8
9
10

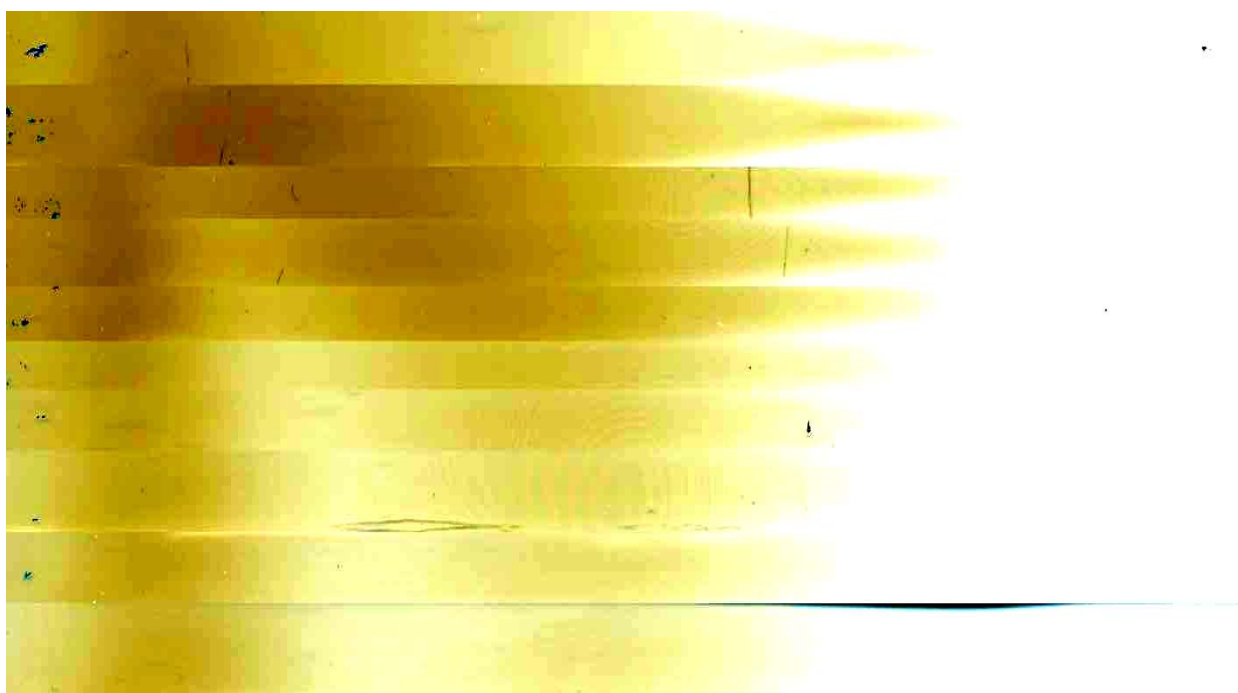


Рис 16. Вид отсканированного пакета стеклянных пластин.

Для устранения дефектов использовался двумерный Фурье-анализ /8/. Обратное двумерное преобразование Фурье с обрезанным спектром восстанавливало изображение по стеклянным пластинам №1-10, что представлено в виде трехмерного изображения на рис. 17.

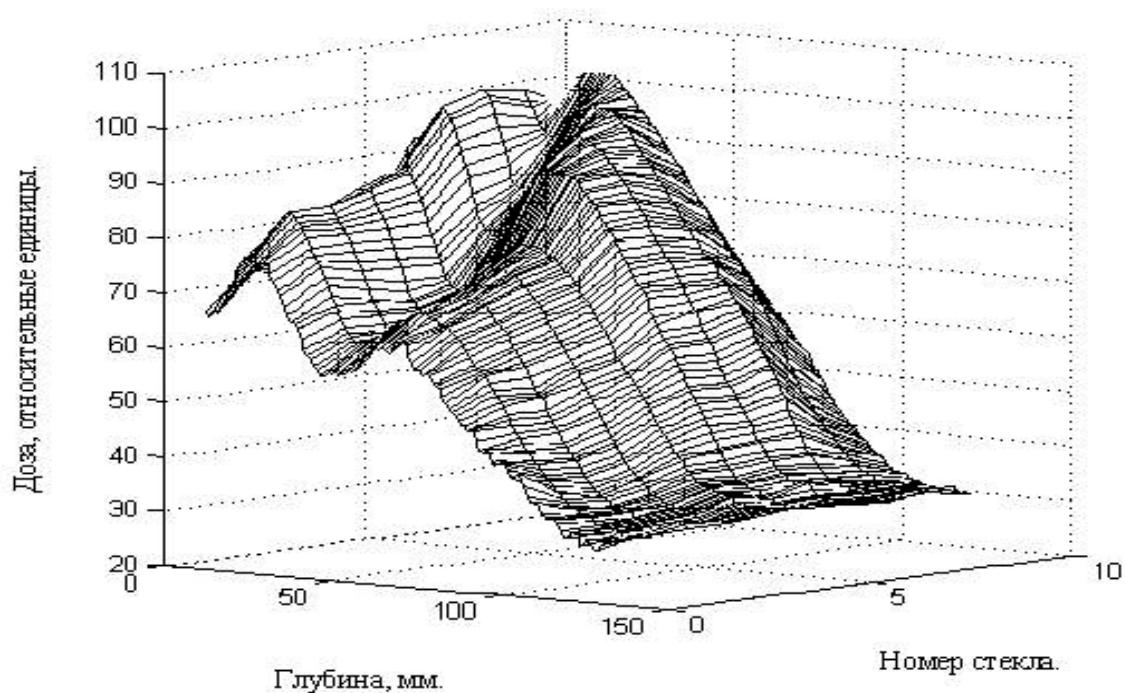


Рис. 17. Двумерное распределение дозы при наличии магнитного поля.

Возникновение максимума на глубине ≈ 7 см связано с тем обстоятельством, что в условиях эксперимента (размеры пучка больше размеров торцевой поверхности пакета стеклянных пластинок) часть электронов приходила из воздушной среды, также расположенной в магнитном поле. Так как потери энергии в воздушной среде существенно ниже, чем потери энергии в тканеэквивалентной среде, то после

изменения их траектории под действием магнитного поля (в воздушной

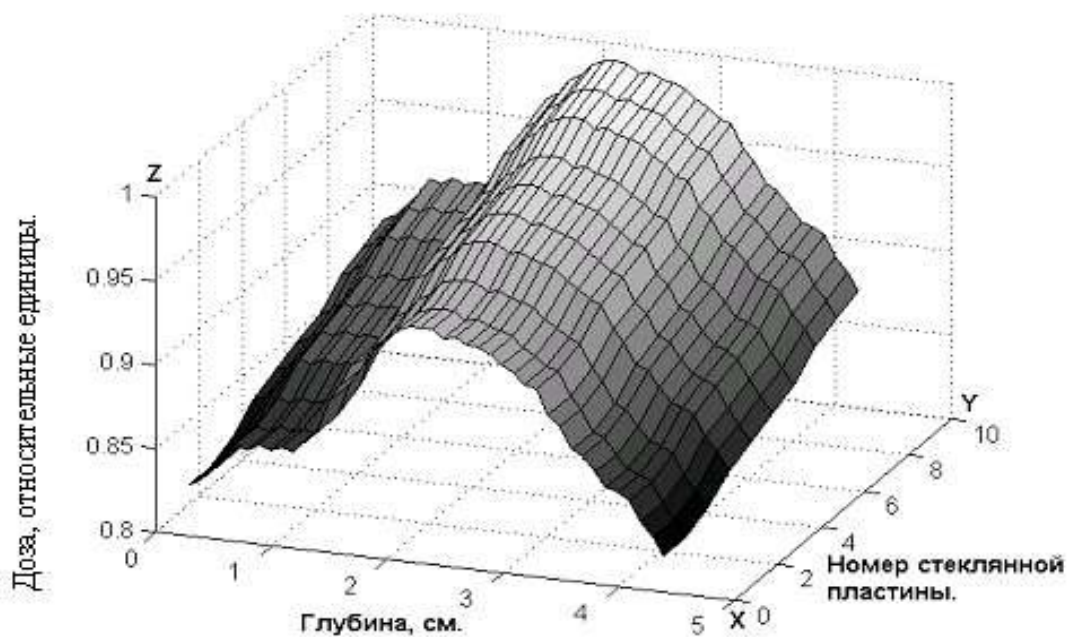


Рис. 18. Восстановленное по пакету двумерное распределение дозы в магнитном поле 1.16Тл.

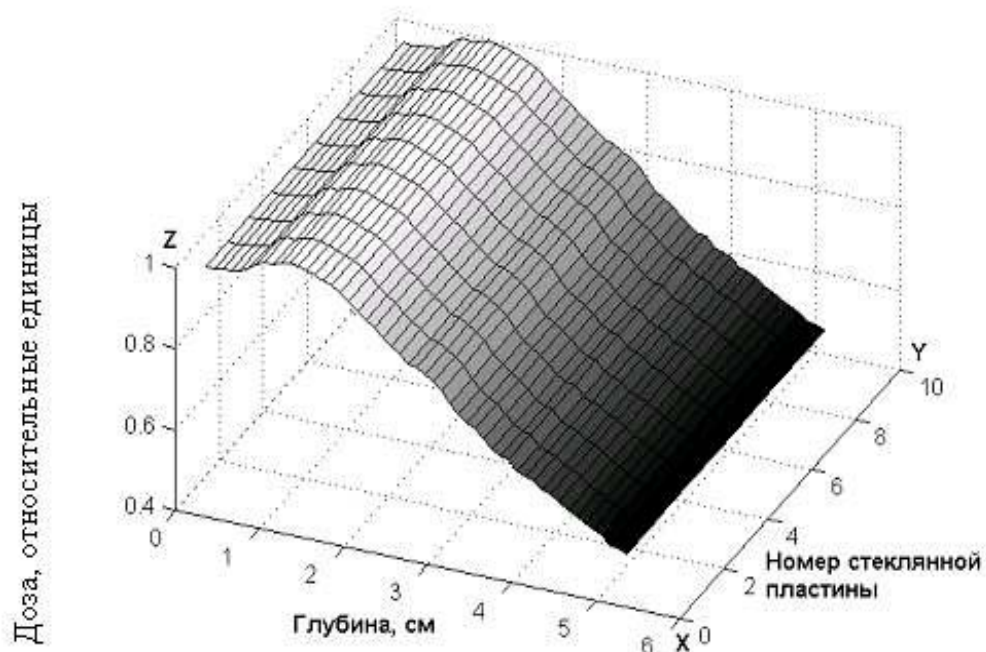


Рис. 19. Восстановленное по пакету 2х-мерное распределение дозы в отсутствии магнитного поля.

среде можно считать, что траектория близка по форме к окружности) они входят в тканезквивалентную среду перпендикулярно поверхности. В результате возникает максимум на большей глубине,

следует отметить, что таким образом можно оказывать эффективное влияние на распределение дозы. После обработки, в результате которой был вычтен вклад всех электронов первоначального пучка, которые входили в среду не перпендикулярно поверхности, двумерное распределение дозы обладает максимумом, смещенным в стекле на глубину ~ 3 см (рис. 18).

В отсутствии магнитного поля в распределении дозы наблюдается максимум вблизи поверхности пакета стеклянных пластинок. Других локальных максимумов вдоль направления пучка электронов нет (рис. 19).

В распределении дозы в стеклянных пластинках хорошо выражен максимум, расположенный на глубине ≈ 3 см. На рис.20 пунктиром (кривая а) приведены данные, представляющие собой распределение дозы в стеклянных пластинках в случае отсутствия магнитного поля. Хорошо заметно, что максимум дозы сдвинулся от поверхности объекта вглубь ткани примерно на 2 см. При этом значение дозы вблизи поверхности объекта существенно ниже, чем в случае, когда магнитное поле

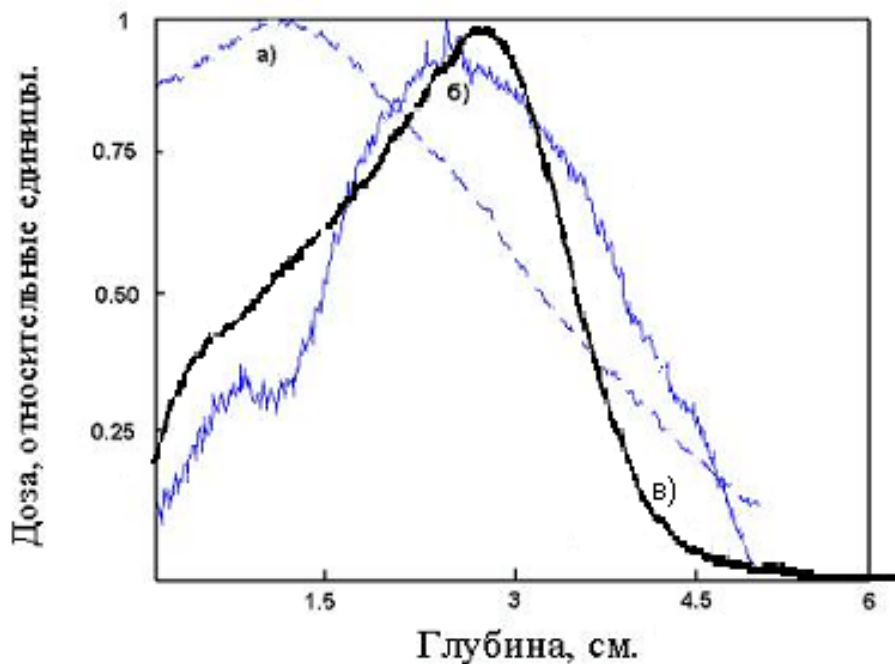


Рис.20. Распределение дозы при облучении электронами $E_e = 25 \text{ МэВ}$: а) вдоль одной из 10 стеклянных пластин (стеклянная пластинка №5.) без магнитного поля; б) эксперимент в поле 1.16 Тл; в) модельные расчеты в поле 1.5 Тл.

отсутствует. На этом же рисунке (кривая в) результаты эксперимента сравниваются с результатами моделирования методом Монте-Карло, полученные в [2-3]. Для удобства сравнения результаты моделирования [2] пересчитывались для более плотной среды - стекла. Положение максимума в распределении дозы пучка электронов с энергией 25 МэВ в стекле (≈ 3 см) соответствует положению максимума в аналогичном распределении дозы в биологической ткани на глубине ~ 6 см.

Хорошо видно, что при наличии магнитного поля возникает характерный максимум, предсказанный нами ранее [1-4]. Таким образом, экспериментально подтвержден факт возможности активного влияния сильным магнитным полем на формирование дозы в среде. Даже в случае относительно небольшого магнитного поля $B=1.16$ Тл, которое удалось получить, возникает максимум. Аналогичный эксперимент проводился и на пучках фотонов. Эффект выражен относительно слабо, в связи с недостаточной энергией γ -квантов и небольшой величиной магнитного поля. Тем не менее, возможна уверенная его идентификация (рис. 21) на фоне погрешностей измерений.

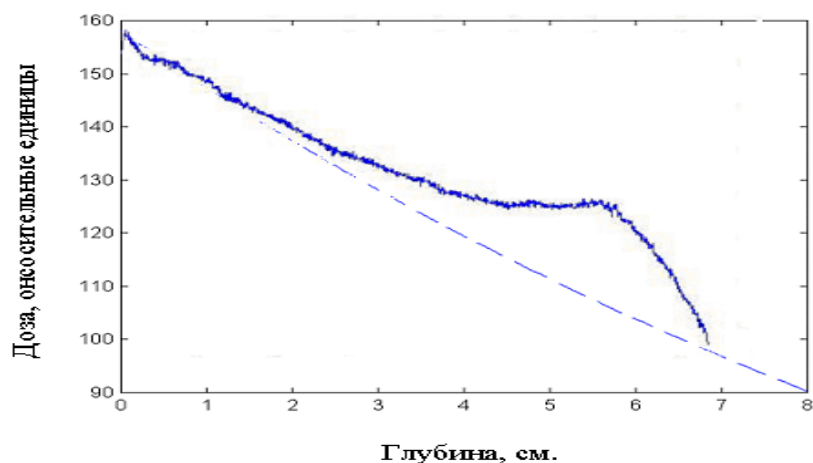


Рис. 21. Распределение дозы пучка фотонов $E_{\gamma}^{\max} = 25$ Мэв в магнитном поле $B = 1.16$ Тл.

Заключение.

В настоящей работе выполнены измерения на разрезном микротроне НИИЯФ МГУ глубинных распределений дозы для пучков электронов и пучков тормозных γ -квантов с максимальной энергией 25 МэВ в мишени, расположенной в поперечном магнитном поле $B=1.16$ Тл. Получены глубинные распределения дозы вдоль оси пучка, а также трехмерное представление глубинного распределения дозы для пучка электронов, измеренные на фантоме, состоящем из стеклянных пластин. В экспериментах на пучках электронов хорошо выражен максимум в распределении дозы для среды, помещенной в поперечное магнитное поле. В экспериментах на пучках γ -квантов также идентифицируется максимум, но он выражен слабее. Полученные результаты соответствуют выполненным ранее модельным расчетам. Усиление проявленного эффекта возможно при увеличении энергии пучка электронов и тормозных γ -квантов, а также величины магнитного поля. Дополнительные возможности по изменению дозного распределения в магнитном поле создает то обстоятельство, что в среде с разной плотностью электроны имеют разные пробеги. По ходу проведения эксперимента и обработки экспериментальных данных был обнаружен дополнительный эффект приводящий к модификации дозного распределения. Он заключается в том, что из-за наличия неоднородностей в веществе, для которых электроны имеют разный пробег, электроны в мишень (более плотную среду, если это так), приходят из менее плотной среды, после того как их траектория

изменяется за счет влияния магнитного поля. Прохождение электронов через наборы пластин с разными плотностями, помещенными в поперечное магнитное поле, позволяет получить несколько максимумов в одной из пластин. Это представляется перспективным методом активного управления распределением дозы в веществе.

1. Варзарь С.М., Тултаев А.В., Черняев А.П. Управление распределением дозы пучка электронов в лучевой терапии. ПТЭ. 2002. №1. с. 113-117.
2. Варзарь С.М., Тултаев А.В., Черняев А.П. Пространственное распределение дозы пучка электронов в магнитном поле. Медицинская физика. 2002. № 13., с. 44-49
3. Черняев А.П., Алексеева Л.В., Варзарь С.М., Белоусов А.В., Грязнов С.В., Куракин А.А. Развитие новых методов повышения эффективности лучевой терапии пучками фотонов и электронов. Медицинская физика. 2003. № 2(18)., с. 17-22.
4. Варзарь С.М., Тултаев А.В., Черняев А.П. Оценка эффективности облучения мишени пучком электронов в магнитном поле. Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия, 2002, №1, с. 24-27.
5. Бронштейн И.Н. Семендяев К.А. Справочник по математике для инженеров и учащихся втузов. М.: Наука.
6. X. Allen Li, L. Reiffel, J. Chu & S. Naqvi. Conformal photon-beam therapy with transverse magnetic fields: Monte Carlo Study. Medical Physics. 27.2001 с.1447.
7. Гришин В.К., Живописцев Ф.А., Иванов В.А. Математическая обработка и интерпретация физического эксперимента. Издательство Московского Университета, 1988.
8. Алексеев К.А. перевод «Вейвлеты, аппроксимации и статистические приложения в среде MATLAB. Руководство пользователя».

**Белоусов Александр Витальевич
Варзарь Сергей Михайлович
Грязнов Сергей Владимирович
Ермаков Андрей Николаевич
Плотников Андрей Борисович
Черняев Александр Петрович
Шведунов Василий Иванович**

Экспериментальное исследование влияния магнитного поля на распределение дозы пучков фотонов и электронов.

Препринт НИИЯФ МГУ – 2003 – 17/730

Работа поступила в ОНТИ

ИД №

Издательство
Учебно-научного центра довузовского образования

117246, Москва, ул. Обручева, 55А
119992, Москва, Ленинские горы, ГЗ МГУ, Ж-105а
Тел./факс (095) 718-77-85
izdat@abiturcenter.ru
<http://abiturcenter.ru/izdat/>

Гигиенический сертификат № 77.99.2.925.П.9139.2.00 от 24.02.2000
Налоговые льготы - Общероссийский классификатор продукции
ОК-005-93, том 1 - 953000

Подписано в печать 27.09.2002 г. Формат 60×90/16
Бумага офсетная № 2, Усл. печ. л. 1,56
Тираж 50 экз. Заказ №

Отпечатано в Мини-типографии УНЦ ДО
в полном соответствии с качеством
предоставленного оригинал-макета