

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ПРОТОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ МЕТОДОМ ПРОТОННОЙ РАДИОГРАФИИ

А. А. Агапов, Е. И. Валежанина, А. А. Городнов, С. А. Картанов, К. Л. Михайлюков, М. В. Таценко

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Высокоэнергетичная протонная радиография является перспективным методом исследования в области физики быстротекущих процессов и высоких плотностей энергии. Важным этапом протоннографических исследований является моделирование процесса прохождения высокоэнергетичных протонов через исследуемый объект. Для проведения корректных расчетов необходима информация о сечениях ядерного взаимодействия протонов с энергией 50–70 ГэВ с простыми элементами и сложными материалами. Имеющихся справочных данных не всегда достаточно для проведения модельных расчетов, в то же время, система формирования и регистрации изображений, входящая в состав протонного радиографического комплекса ПРГК-100, созданного на базе синхротрона У-70, потенциально может быть использована для измерения сечений ядерного взаимодействия. В работе приводятся расчетные оценки возможности проведения таких измерений и результаты пробных экспериментов по измерению сечений ядерного взаимодействия для свинца, стали и сплава дюралюминия марки Д16.

Основными процессами взаимодействия протонов с веществом объекта, которые участвуют в формировании протонного изображения, являются ядерное и электромагнитное (кулоновское) взаимодействие [1]. Поскольку протонное изображение теневое, т. е. формируется за счет выбывания из пучка частиц, прошедших через объект, то количество зарегистрированных протонов зависит от количества их взаимодействий с ядрами, в результате которых угловое отклонение протонов от оси превышает апертуру магнитооптической системы (величину угла захвата системы), формирующей протонное изображение. Комплекс ПРГК-100 имеет магнитооптическую систему с полем обзора, представленным на рис. 1 [2].

Поле обзора определяет поперечный размер объекта и угол рассеяния протонов на выходе из него, при котором протоны достигают плоскости регистрации без потерь.

Из рис. 1 видно, что для объекта радиусом 20 мм, расположенного вдоль оси магнитной системы, апертура магнитной оптики допускает рассеяние протонов в объекте на угол до 5-ти мрад.

Оценим углы, которые приобретает протон при ядерном и кулоновском взаимодействиях. При ядерном взаимодействии происходят два процесса: неуп-

ругое столкновение, приводящее к образованию новых частиц, и упругое рассеяние.

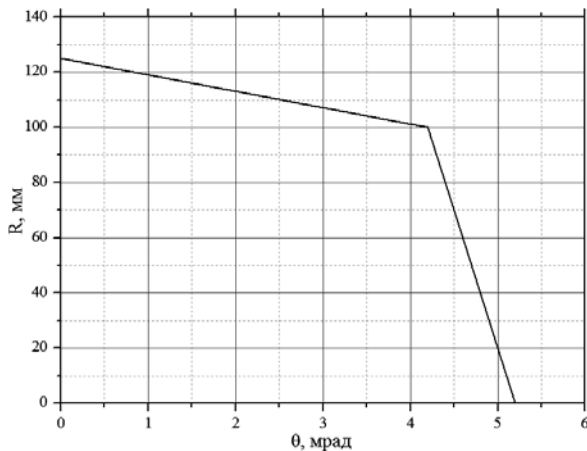


Рис. 1. Зависимость радиуса поля обзора магнитооптической системы ПРГК-100 от среднеквадратического угла рассеяния протонов в объекте

При неупругом ядерном взаимодействии, в результате которого протон передает нуклонам энергию, достаточную для протекания в ядре реакций с образованием вторичных частиц и осколков, импульс налетающего протона меняется настолько сильно, что частица не захватывается магнитной оптикой и выбывает из потока.

При упругом рассеянии угловая зависимость рассеяния имеет сложную форму, однако подавляющее большинство протонов, рассеянных по механизму упругого взаимодействия, согласно расчетным оценкам, имеют угловое отклонение, не превышающее апертуры магнитооптической системы, поэтому угловую зависимость, в нашем случае, можно не принимать во внимание.

Многочисленное кулоновское рассеяние протонов на ядрах вещества приводит к отклонению протонов на углы, значения которых распределены по нормальному закону со среднеквадратичным отклонением [3]:

$$\vartheta = \frac{13,6}{\beta_{cp}} \sqrt{\frac{\rho_i}{X_0}} \left[1 + 0,038 \cdot \ln \left(\frac{\rho_i}{X_0} \right) \right], \quad (1)$$

где X_0 – радиационная длина вещества, p – импульс протонов (МэВ/с), ρ_i – плотность вещества, $\beta = \frac{v}{c}$, v – скорость протонов, c – скорость света в вакууме.

На рис. 2 представлен график зависимости угла рассеяния от толщины вещества (в радиационных длинах).

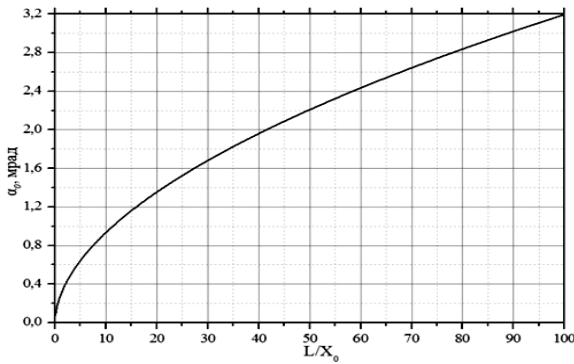


Рис. 2. Зависимость среднеквадратичного угла многократного кулоновского рассеяния θ от толщины вещества в радиационных длинах для протонов с энергией 50 ГэВ

Из рис. 2 видно, что с учетом величины поля обзора (рисунок 1), при прохождении протонов через объект толщиной 40 радиационных длин, 95,8 % протонов, рассеянных в объекте при многократном кулоновском взаимодействии, достигнут плоскости регистрации.

Таким образом, при радиографировании объектов толщиной менее 40 радиационных длин протоны будут выбывать из пучка, достигающего плоскости регистрации, только за счет ядерного неупругого взаимодействия.

Длина неупругого ядерного взаимодействия λ определяется формулой:

$$\lambda \sim \frac{1}{\sigma_{неупр} \frac{\rho}{M} N_A}, \quad (2)$$

где $\sigma_{неупр}$ – сечение неупругого ядерного взаимодействия, ρ – плотность вещества, M – молярная масса, N_A – число Авогадро.

Ослабление интенсивности потока описывается следующей функцией:

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\frac{\rho l}{\lambda}}, \quad (3)$$

где N_0 – число частиц в налетающем потоке, N – число частиц, прошедших через слой вещества толщиной l , λ – длина неупругого ядерного взаимодействия ($\text{г}/\text{см}^2$), ρ – плотность вещества ($\text{г}/\text{см}^3$).

Из формулы (3) легко получить выражение для длины ядерного взаимодействия:

$$\lambda = -\frac{\rho l}{\ln\left(\frac{N}{N_0}\right)}. \quad (4)$$

Исходя из всего вышесказанного, измерив распределение протонов до объекта и после и применив к полученным данным формулу (4), получим экспериментальное значение длины ядерного взаимодействия.

Когда объект состоит из нескольких элементов (сплав), формула пропускания будет выглядеть так:

$$\begin{aligned} \frac{N}{N_0} &= e^{-\frac{l_1}{\lambda_1/\rho_1}} \cdot e^{-\frac{l_2}{\lambda_2/\rho_2}} \cdot \dots \cdot e^{-\frac{l_n}{\lambda_n/\rho_n}} = \\ &= e^{-\left(\frac{l_1}{\lambda_1/\rho_1} + \frac{l_2}{\lambda_2/\rho_2} + \dots + \frac{l_n}{\lambda_n/\rho_n}\right)}, \end{aligned} \quad (5)$$

где l_1, l_2, \dots, l_n – толщины каждого элемента, $\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_n$ – плотности элементов.

При известных процентных соотношениях элементов в сплаве формулу (5) можно переписать следующим образом:

$$\frac{N}{N_0} = e^{-l \left(\frac{t_1}{\lambda_1/\rho_1} + \frac{t_2}{\lambda_2/\rho_2} + \dots + \frac{t_n}{\lambda_n/\rho_n} \right)}, \quad (6)$$

где t_1, t_2, \dots, t_n – процентные содержания веществ.

На рис. 3 представлена схема проведения эксперимента на ПРГК-100. Магнитные линзы 2 формируют пучок протонов с заданными фазовыми характеристиками и пространственным распределением N_0 . Сцинтилятор 1 конвертирует распределение протонов в оптическое изображение протонного пучка $N_{отсч0}$, которое фиксируется цифровым регистратором 3 в виде матрицы отсчетов аналогово-цифрового преобразователя (АЦП). Магнитооптический квартет 4 переносит распределение протонов из плоскости пучка в плоскость расположения исследуемого объекта 6 по принципу «-1» оптики $N'_{прП}$. Таким образом, регистрируя пучок N_0 , мы получаем изображение, соответствующее распределению протонов, падающих на объект. Проходя через объект 6, протоны выбывают из пучка за счет ядерного взаимодействия, или, потеряв часть энергии на ионизацию атомов вещества и рассеявшись при многократном кулоновском взаимодействии, захватываются магнитооптическим квартетом 5. Магнитооптический квартет формирует протонное изображение объекта в плоскости регистрации, где расположен сцинтилляционный конвертер 9. Регистратор 8 фиксирует оптическое изображение в виде матрицы отсчетов АЦП - $N_{отсчОБ}$.

Полученные на регистраторы 3 и 8 изображения, после учета шума и неравномерности чувствительности регистраторов, можно использовать для определения длины ядерного взаимодействия λ . Согласно выражению (4) для расчета λ необходимо регистрировать изображение объекта, содержащего набор известных значений ρl . В качестве таких объектов в экспериментах были использованы клинья (рис. 4) с девятью градациями ρl из следующих веществ: сплав дюралюминия Д16, сталь марки Ст3 и свинец.

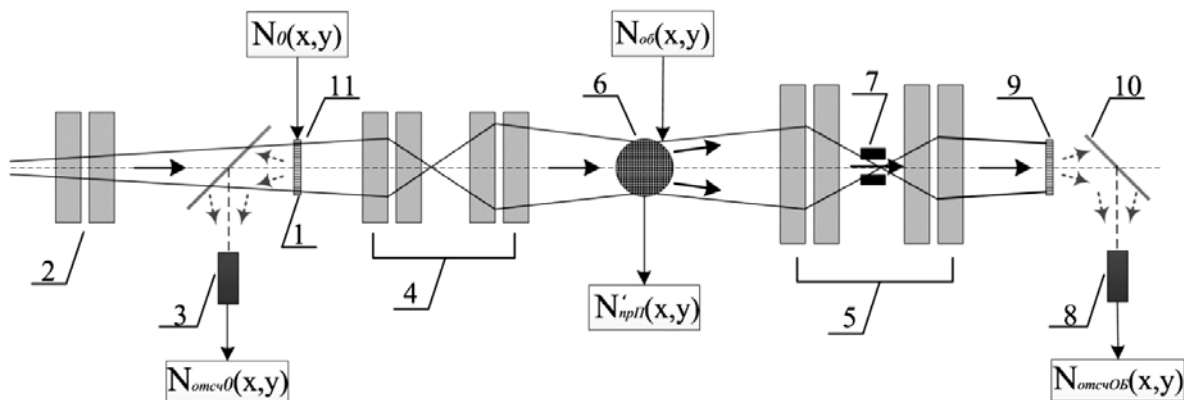


Рис. 3. Схема эксперимента на комплексе ПРГК-100: 1 – сцинтиллятор, 2 – зеркало, 3 – регистратор, 4 – первый магнитооптический квартет, 5 – второй магнитооптический квартет, 6 – объект, 7 – коллиматор, 8 – регистратор, 9 – сцинтиллятор, 10 – зеркало, 11 – реперные объекты

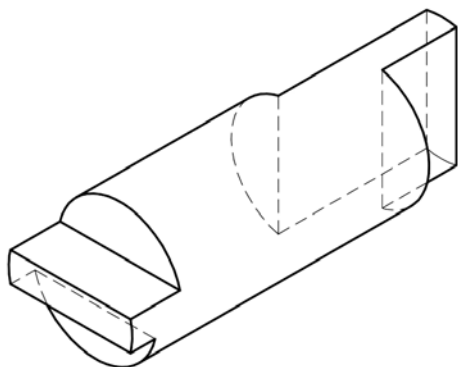


Рис. 4. Схематичное изображение одного из исследуемого клина

На рис. 5а и 5б представлены изображения исходного и скорректированного изображения объекта. В местах перепада толщин взяты профили (рис. 5в

и 5г). Очевидно, что форма профиля полностью зависит от формы пучка. Нормирование на входной пучок позволяет избавиться от данного влияния, и на рис. 5г хорошо видно выравнивание профиля на ступенях клина.

Для получения расчетных значений радиационной длины использовались допущения в составе материалов. В стали Ст3 основное вещество – железо. Вкладом остальных веществ при расчетах можно пренебречь. В дюралюминии марки Д16 наибольшее влияние вносят алюминий и медь. Процентные соотношения алюминия и меди по справочным данным колеблются, что, естественно, влияет на значения длины ядерных взаимодействий. Из формулы (6) были рассчитаны длины ядерного взаимодействия для сплава дюралюминия. Это значение использовалось для сравнения с расчетами по экспериментальным данным.

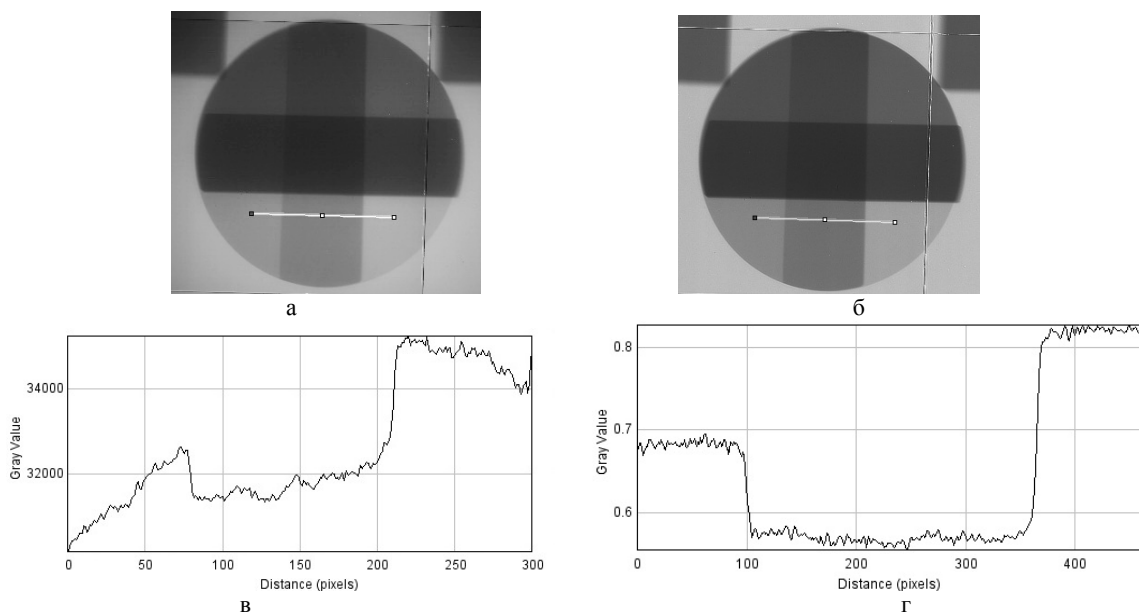


Рис. 5. Протонографические изображения клина и профили, взятые в местах перепадов толщин: а – исходное протонографическое изображение, б – скорректированное на пучок изображение, в – профиль исходного изображения, г – профиль скорректированного изображения

После коррекции протонограмм проведено измерение величины пропускания в каждой секции клиньев.

Полученные наборы значений для каждого вещества использовали для расчета длин ядерного взаимодействия по формуле (4). Результаты расчетов приведены в табл. 1.

Длину ядерного взаимодействия можно получить, аппроксимируя экспериментальные значения пропускания ступеней клина в координатах {пропускание, толщина}, функцией вида:

$$y = A_0 \cdot e^{-t_1 x}, \quad (7)$$

После аппроксимации численное значение параметра t_1 будет соответствовать значению длины ядерного взаимодействия, поскольку вид данной функции определяется выражением (3).

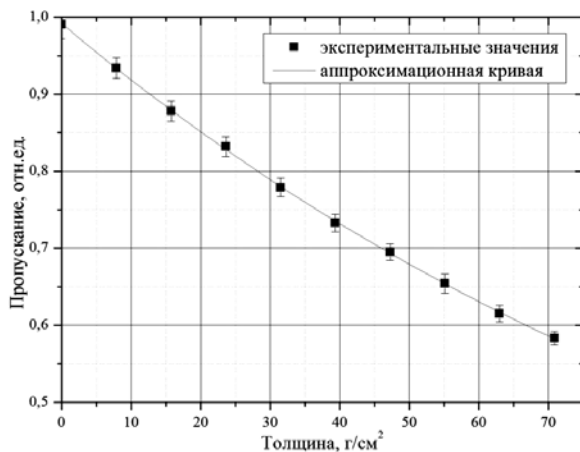


Рис. 6. Экспериментальные значения и аппроксимационная кривая пропускания для клина из стали Ст3

Таблица 1

Длины ядерного взаимодействия, рассчитанные по формуле

Исследуемое вещество	Табличное значение длины ядерного взаимодействия [3], г/см ²	Экспериментально полученное значение длины ядерного взаимодействия, г/см ²	Отклонение экспериментального значения от расчетного, %
Сталь Ст3	132,1	126 ± 5	4,3
Дюралюминий Д16	108,8	105 ± 5	3,2
Свинец	199,6	206 ± 12	3,3

Таблица 2

Длины ядерных взаимодействий, полученные аппроксимацией

Исследуемое вещество	Табличное значение длины ядерного взаимодействия [3], г/см ²	Экспериментально полученное значение длины ядерного взаимодействия, г/см ²	Отклонение экспериментального значения от расчетного, %
Сталь Ст3	132,1	133 ± 6	0,9
Дюралюминий Д16	108,8	107 ± 3	1,3
Свинец	199,6	195 ± 3	2,5

На рис. 6 представлены экспериментальные значения, полученные для клина из стали, и аппроксимирующая кривая.

В табл. 2 представлены значения длин ядерного взаимодействия, рассчитанные данным методом.

Как видно из табл. 1 и 2, меньшие погрешности в измерениях возникли при определении λ путем аппроксимации данных.

На основе проделанной работы можно сделать вывод, что метод протонной радиографии, реализованный на комплексе ПРГК-100, позволяет измерять длину ядерного взаимодействия для различных веществ с погрешностью 2,5–3 % (0,95). Для измерений необходимо использовать объекты толщиной не более 40 радиационных длин.

Литература

1. Мухин К. Н.. Экспериментальная ядерная физика. – М.: Энергоатомиздат, 1983.
2. Антипов Ю. М. и др. Радиографическая установка ускорителя протонов с энергией 70 ГэВ ГИЦ ИФВЭ. – Приборы и техника эксперимента. 2010, № 3, С. 5–12.
3. Weinberg E. J., Nordstrom D. L. Physical Review D. – The American Physical Society. 2002, Т. 3, Р. 84.