

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ МЕТОДА АКТИВНОЙ МИШЕНИ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЕЙ ПРОТОНА И НЕЙТРОНА

А. Ю. Арутюнова^{1,}, А. А. Дзюба^{1,2}, Е. М. Маев¹*

¹ Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Гатчина, 188300, Россия

² Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, 199034, Россия

Исследование рассеяния фотонов (комптоновского рассеяния) на нуклонах позволяет определить одно из фундаментальных свойств нуклона — поляризуемость, которая имеет две составляющие: электрическую (α) и магнитную (β), характеризующие отклик нуклона на действие внешних электрических и магнитных полей. Поляризуемости протона и нейтрона можно определить при измерении дифференциальных сечений комптоновского рассеяния на водороде (дейтерии, гелии) в зависимости от энергии и угла рассеяния фотонов. В НИЦ «Курчатовский институт» – ПИЯФ разработан новый метод исследования этого процесса с использованием активной мишени, которая одновременно является газовой мишенью и детектором частиц отдачи.

The investigation of photon scattering (Compton scattering) on nucleons makes it possible to determine one of the fundamental characteristics of a nucleon — polarizability, which has two components: electric (α) and magnetic (β), characterizing the response of the nucleon to the action of external electric and magnetic fields. The polarizability of the proton and neutron can be determined by measuring the dependencies of the differential cross sections of Compton scattering on hydrogen (deuterium, helium) on energy and the angle of photon scattering. A new method for studying this process using an active target, which is both a gas target and a recoil particle detector, has been developed at the PNPI.

PACS: 14.20.Dh

ВВЕДЕНИЕ

Поляризуемость — это одно из фундаментальных свойств нуклона, характеризующее степень его деформации под действием внешнего электромагнитного поля. Величины электрической (α) и магнитной (β) поляризуемостей могут быть определены с помощью измерения энергетической и угловой зависимостей дифференциального сечения комптоновского рассеяния фотонов на нуклоне. Сечение комптоновского рассеяния

* E-mail: arutiunova_ai@pnpi.nrcki.ru

при низких энергиях (менее 120 МэВ) может быть вычислено модельно-независимым способом с помощью так называемой низкоэнергетической теоремы (Low Energy Theorem, LET):

$$\left[\frac{d\sigma(E_\gamma, \theta_\gamma)}{d\Omega} \right]_{\text{LET}} = \left[\frac{d\sigma(E_\gamma, \theta_\gamma)}{d\Omega} \right]_{\text{point}} - \rho, \quad (1)$$

где ρ — структурный параметр, зависящий от α и β :

$$\rho = \frac{e^2}{4\pi m} \left(\frac{E_{\gamma'}}{E_\gamma} \right)^2 (E_\gamma E_{\gamma'}) \left[\frac{\alpha + \beta}{2} (1 + \cos \theta_\gamma)^2 + \frac{\alpha - \beta}{2} (1 - \cos \theta_\gamma)^2 \right], \quad (2)$$

здесь $[d\sigma(E_\gamma, \theta_\gamma)/d\Omega]_{\text{point}}$ — дифференциальное сечение рассеяния фотонов на точечной частице; E_γ и $E_{\gamma'}$ — энергии налетающего и рассеянного фотона; θ_γ — угол рассеяния. Энергия $E_{\gamma'}$ упругорассеянного фотона на частице с массой m связана с энергией падающего фотона E_γ и энергией частицы отдачи T следующими соотношениями:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m}(1 - \cos \theta_\gamma)}, \quad (3)$$

$$T = \frac{E_\gamma^2(1 - \cos \theta_\gamma)}{m \left(1 + \frac{E_\gamma}{m}(1 - \cos \theta_\gamma) \right)}. \quad (4)$$

Актуальность предлагаемых исследований объясняется значительным (в ~ 3 раза) разбросом измеренных значений величины β , а также возможностью существенного (в ≥ 2 раза) уменьшения систематических и модельно-зависимых ошибок. На рис. 1 представлены результаты основных экспериментов по определению поляризуемостей протона [1–9]. В НИЦ «Курчатовский институт» – ПИЯФ был разработан новый метод исследования комптоновского рассеяния с применением так называемой активной мишени — ионизационной камеры, которая одновременно является газовой мишенью и детектором частиц отдачи [10]. С помощью этого детектора будут осуществляться регистрация и измерение основных характеристик частиц отдачи: энергии, угла вылета и точки взаимодействия. Работа будет проводиться на пучке фотонов тормозного излучения в области энергий 20–120 МэВ.

Важно, что измерения будут проводиться также в области малых энергий фотонов (20–30 МэВ), в которой дифференциальное сечение комптоновского рассеяния практически не зависит от значений поляризуемостей. Это позволит провести процедуру нормировки с использованием теоретических значений сечений, а значит, существенно уменьшит возможную систематику измерений. На рис. 2 представлены зависимости дифференциального сечения для различных значений α (под углом 90°) и β (под углом 130° , при фиксированном значении α).

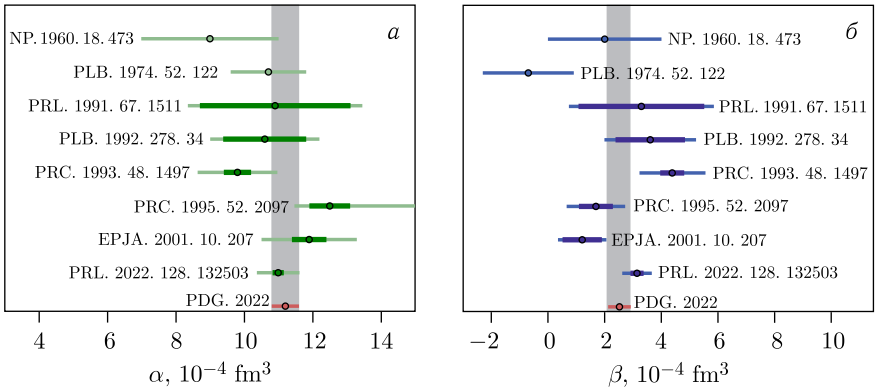


Рис. 1. Результаты экспериментов по измерению: а) электрической поляризуемости протона; б) магнитной поляризуемости протона (темным цветом показаны вклады статистических неопределенностей, а светлым — статистические и систематические ошибки)

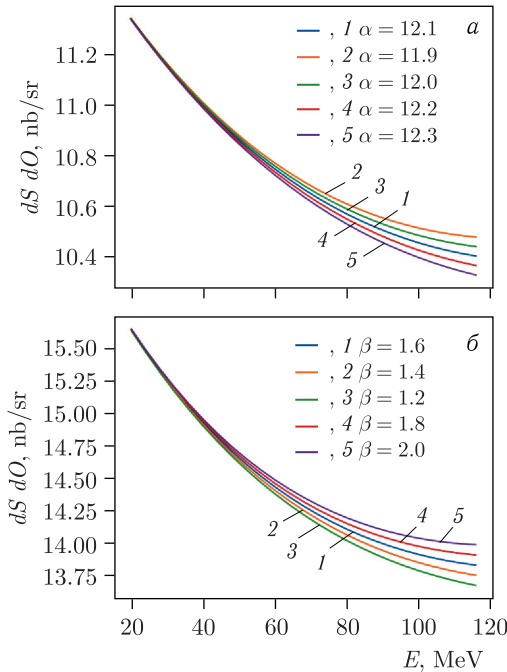


Рис. 2. Зависимость дифференциального сечения комптоновского рассеяния: а) от электрической поляризуемости протона; б) от магнитной поляризуемости протона

Данная работа посвящена исследованию возможностей применения метода активной мишени для определения поляризуемостей нуклонов, а также моделированию методом Монте-Карло эксперимента по регистрации комптоновского рассеяния. Программа моделирования создана на основе программного пакета Geant4 [11].

1. МЕТОД АКТИВНОЙ МИШЕНИ

Схема предлагаемого эксперимента представлена на рис. 3. Ионизационная камера используется в режиме активной мишени, т. е. является одновременно мишенью и детектором частиц отдачи.

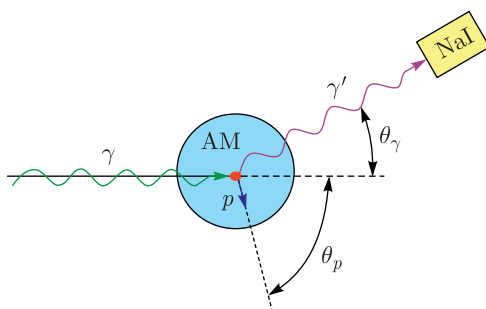


Рис. 3. Схема планируемого эксперимента по измерению поляризуемости нуклона: АМ — активная мишень (ионизационная камера); NaI — детектор для регистрации фотонов

Эксперимент планируется проводить под двумя углами (90 и 130°) рассеянных фотонов, энергия которых будет измеряться с помощью двух детекторов полного поглощения. В качестве таких детекторов планируется использование неорганических сцинтилляторов на основе NaI. Таким образом, предлагаемая схема постановки эксперимента позволит выполнить корреляционные измерения энергии рассеянного фотона и энергии частицы отдачи. Это позволит существенно подавить вклад фоновых процессов и выполнить измерения в области малых (~ 20 МэВ) энергий фотонов.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ОШИБОК МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

При подготовке к проведению эксперимента статистические и систематические неопределенности были исследованы методом статистического моделирования. С помощью пакета Wolfram Mathematica [12] было проведено моделирование методом Монте-Карло дифференциального сечения. На первом этапе вычислялись теоретические значения дифференциальных сечений согласно LET [13]. При этом использовались рекомендованные Particle Data Group значения для α и β [9]. Затем

Таблица 1. Статистические и систематические неопределенности при измерении α и β

Параметр	$\Delta\alpha, 10^{-4} \text{ фм}^3$	$\Delta\beta, 10^{-4} \text{ фм}^3$
Ошибка при статистике, $8 \cdot 10^6$ событий	0,07	0,11
Отклонение при ошибке по углу $0,3^\circ$	0,05	0,11
Отклонение при ошибке по энергии 1,4 МэВ	0,07	0,07
Отклонение при ошибке в измерении энергии 2 %	0,007	0,008

в предположении, что статистическое распределение значений сечения рассеяния подчиняется нормальному распределению, а поток фотонов обратно пропорционален их энергии (спектр тормозного излучения), с помощью генератора случайных чисел были получены значения для экспериментальных сечений. Предложенная схема моделирования позволяет, меняя значения параметров, используемых в расчетах, оценить изменения дифференциального сечения и, таким образом, определить возможные неопределенности для α и β при проведении эксперимента. Сечения моделировались для двух углов (90 и 130°) рассеяния фотонов. При подгонке методом наименьших квадратов одновременно находились четыре параметра: величины α и β , а также нормировочные значения сечений для этих углов (N_{90} и N_{130}). В табл. 1 представлены статистические и наиболее значимые систематические неопределенности для α и β , которые могут возникнуть из-за неточностей в определении углов и энергий рассеянных фотонов.

Моделирование дифференциальных сечений показало, что с учетом всех рассмотренных ошибок для представленного эксперимента неопределенности для параметров α и β составят $0,12 \cdot 10^{-4}$ и $0,18 \cdot 10^{-4} \text{ фм}^3$ соответственно. Таким образом, планируемый эксперимент более чем в 2 раза улучшит точность определения электрической и магнитной поляризуемостей по сравнению с современными мировыми данными.

3. ИОНИЗАЦИОННАЯ КАМЕРА

Принцип работы ионизационной камеры (активной мишени) основан на способности заряженных частиц отдачи, возникающих в процессе рассеяния налетающих частиц пучка в газовой мишени (водороде, дейтерии, гелии), ионизировать его на своем пути. По мере замедления частица отдачи образует электрон-ионные пары, количество которых пропорционально кинетической энергии частицы отдачи. Приложенное электрическое поле вызывает дрейф электронов в направлении анодного электрода, на котором формируется электрический сигнал. Камера позволяет определить энергию и угол вылета частицы отдачи, а также точку взаимодействия в объеме между катодом и сеткой.

Для выполнения измерений в НИЦ «Курчатовский институт» – ПИЯФ создана ионизационная камера Compton, общий вид которой

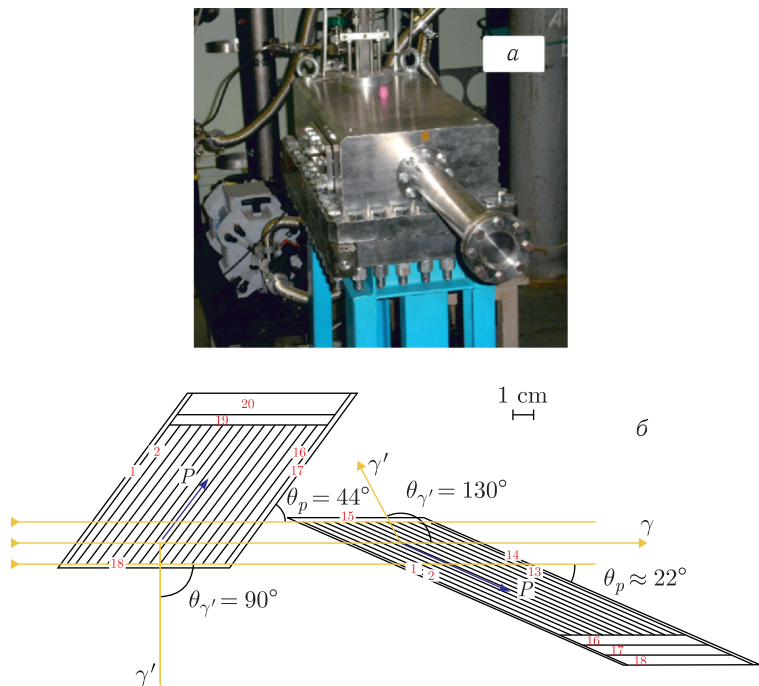


Рис. 4. а) Ионизационная камера Compton; б) геометрия анодных плоскостей внутри ионизационной камеры

представлен на рис. 4, а. Внутри нее установлены две последовательные анодные плоскости. Эти анодные плоскости имеют центральную часть, состоящую из полосок (стрипов), направленных под углами 44 и 22° к направлению оси пучка, предназначенные для регистрации угла вылета и энергии частиц отдачи, как показано на рис. 4, б.

Следует отметить, что направление вылета рассеянных частиц отдачи определяется в основном углом рассеяния фотона и слабо зависит от его энергии. Электроны и электрон-позитронные пары, которые образуются при рассеянии фотонов на электронах, имеют углы вылета, существенно отличающиеся от угла вылета частиц отдачи. Таким образом, ионизационный сигнал, вызываемый этими электронами (позитронами), распределяется на несколько сегментов анода, что приводит к маленьким сигналам на одиночных стрипах.

В камере предусмотрены бериллиевые окна толщиной 15 мм для обеспечения вылета рассеянных фотонов под углами 90 и 130° в направлении гамма-спектрометров, которые будут измерять энергию рассеянных фотонов. Корпус камеры изготовлен из нержавеющей стали со стенками толщиной 50 мм. Фотонный пучок входит (выходит) из камеры

через бериллиевые окна диаметром 50 мм и толщиной 8 мм. Объем камеры составляет 10 л, рабочее давление 75 атм. Высокое напряжение, приложенное к катоду, составляет –70 кВ, к сетке –5 кВ. Время дрейфа электронов приблизительно 5 и 0,12 мкс для промежутков катод–сетка и сетка–анод соответственно. Дополнительные сегменты анода, ориентированные вдоль направления пучка, позволяют получить информацию о протонах отдачи с треком длиной больше длины основного стрипа. Вокруг основных стрипов (рабочая область) расположены сегменты анти-совпадений, которые позволяют улучшить отбор событий с точкой взаимодействия внутри рабочей области. Геометрические параметры ионизационной камеры Compton представлены в табл. 2.

Сигналы с анодов ионизационной камеры регистрируются специальными малощумящими усилителями и быстрыми 12-битными 25-МГц АЦП (Flash ADC), которые оцифровывают аналоговые сигналы с шагом 40 нс. Энергетическое разрешение электроники при регистрации частиц отдачи составляет порядка 20–30 кэВ. Камера была успешно испытана при давлении 130 атм.

Таблица 2. Геометрические параметры ионизационной камеры Compton

Параметр	Значение	
Направление вылета фотонов, °	90	130
Ширина основных анодных стрипов, мм	4	3
Длина анодной плоскости по пучку, мм	90	
Зазор между стрипами, мм	0,3	
Расстояние катод–сетка, мм	26	
Расстояние анод–сетка, мм	1,4	
Зазор между сеточными проволоками, мм	0,5	
Диаметр проволоки, мм	0,055	
Направление анодных стрипов, °	44	22
Число основных стрипов	15	12
Длина основных стрипов, мм	90	120
Число дополнительных стрипов	2	3
Ширина дополнительных стрипов*, мм	6	
Число антистрипов	3	
Ширина антистрипов	2	

*Дополнительный стрип №20 имеет двойную ширину, напротив него на катоде нанесен альфа-источник Am-241 с энергией 5,486 МэВ.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ СИГНАЛОВ

Для подготовки предлагаемого эксперимента было проведено моделирование установки с помощью пакета программ Geant4 [11]. Моделирование сигналов, которые будут получены в ходе эксперимента, состоит из четырех этапов — моделирования геометрии установки, сигналов от частиц отдачи, сигналов-шумов от налетающего пучка и сигналов-шумов, вызванных электроникой.

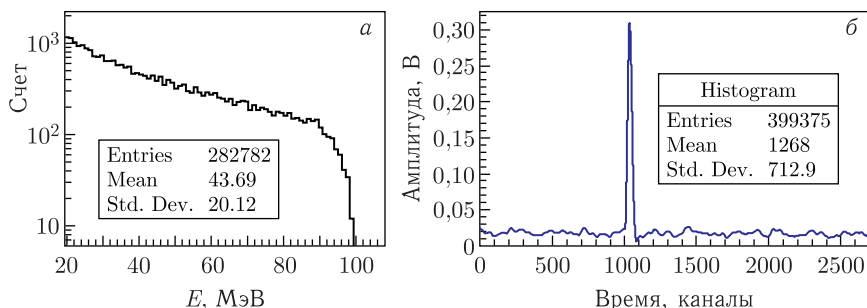


Рис. 5. а) Спектр тормозного излучения от пучка электронов с энергией 100 МэВ. б) Пример сигнала от протона отдачи с энергией 5 МэВ с шумами от электроники и налетающего пучка (интенсивность — $2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$), временной канал — 4 нс

Также моделировалось падение пучка электронов на вольфрамовую мишень-радиатор (толщиной 1 мм), в результате чего был получен спектр тормозного излучения. В качестве примера на рис. 5, а приведен спектр тормозного излучения от пучка электронов с энергией 100 МэВ. Для заданной геометрии двух анодных плоскостей ионизационной камеры, состоящих из 15 анодных сегментов, расположенных под углом 44° , и 12 сегментов, расположенных под углом 22° , были смоделированы сигналы от протонов отдачи, возникающих на определенном анодном стрипе, и оценен уровень шумов. Например, на рис. 5, б показан смоделированный сигнал от протона отдачи с энергией 5 МэВ на анодном стрипе под углом 44° с учетом шумов от пучка и электроники. Основные шумы связаны с взаимодействием высокоинтенсивного ($2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$) пучка фотонов с рабочим газом ионизационной камеры. Моделирование подтвердило возможность надежной регистрации сигналов от частицы отдачи с энергией выше 0,5 МэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследуются возможности нового метода измерения поляризуемостей нуклонов с помощью активной мишени. Активная мишень позволяет измерить энергию и угол частицы отдачи, что, помимо увеличения

скорости набора статистики (использование сплошного спектра фотонов тормозного излучения), даст возможность впервые измерить корреляцию между энергиями частицы отдачи и рассеянного фотона, что, в свою очередь, существенно уменьшит вклад фоновых реакций. Выполненный ранее тестовый эксперимент [10] на прототипе активной мишени показал эффективность данного метода и возможность определения поляризуемости нуклона с высокой точностью. Эксперимент планируется провести на пучке фотонов тормозного излучения интенсивностью $\sim 2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ в области энергий 20–120 МэВ. Для получения фотонов тормозного излучения необходим пучок электронов с энергией порядка 140 МэВ и током 50 мкА. Предполагается набрать за 600 ч порядка 10^7 событий комптоновского рассеяния на водороде, что приблизительно в 10 раз больше, чем во всех предыдущих экспериментах. Показано, что данный метод позволит существенно увеличить точность определения поляризуемостей нуклонов (более чем в 2 раза) по сравнению с существующими мировыми данными. Следует отметить, что большинство экспериментов были проведены на пучках меченых фотонов при энергиях больше 60 МэВ. Возможность выполнения измерений сечений комптоновского рассеяния вплоть до малых (~ 20 МэВ) энергий фотонов позволит значительно уменьшить теоретические неопределенности, связанные с модельным описанием сечений.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Goldansky V. I. et al.* Elastic γ - p Scattering at 40 to 70 MeV and Polarizability of the Proton // Nucl. Phys. 1960. V. 18. P. 473–491.
2. *Baranov P. S. et al.* New Experimental Data on the Proton Electromagnetic Polarizabilities // Phys. Lett. B. 1974. V. 52. P. 122–124.
3. *Federspiel F. J. et al.* Proton Compton Effect: A Measurement of the Electric and Magnetic Polarizabilities of the Proton // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 1511–1514.
4. *Zieger A. et al.* 180° Compton Scattering by the Proton below the Pion Threshold // Phys. Lett. B. 1992. V. 278. P. 34–38.
5. *Hallin E. L. et al.* Compton Scattering from the Proton // Phys. Rev. C. 1993. V. 48. P. 1497–1507.
6. *MacGibbon B. E. et al.* Measurement of the Electric and Magnetic Polarizabilities of the Proton // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 2097–2109.
7. *Leon V. et al.* Low-Energy Compton Scattering and the Polarizabilities of the Proton // Eur. Phys. J. A. 2001. V. 10. P. 207–215.
8. *Martel P. P. et al.* Measurement of Compton Scattering at MAMI for the Extraction of the Electric and Magnetic Polarizabilities of the Proton // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 128. P. 132503(6).
9. *Workman R. L. et al.* Review of Particle Physics (PDG) // Prog. Theor. Exp. Phys. 2022. 083C01.

10. *Yevetska O. et al.* New Experimental Method for Investigation of the Nucleon Polarizabilities // Nucl. Instr. Meth. A. 2010. V. 618. P. 160–167.
11. *Wolfram S.* The Mathematica Book. 1999. 359 p.
12. *Agostinelli P. et al.* Geant4 — A Simulation Toolkit // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 506. P. 250–303.
13. *Petrin'kin V. A.* Electric and Magnetic Polarizability of Hadrons // Sov. J. Part. Nucl. 1981. V. 12. P. 278–302.