Препринт ЕФИ-1174(51)-89

ЕРЕВАНИ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE

Е.А.АРАКЕЛЯН, Г.Л.БАЯТЯН, Н.К.ГРИГОРЯН,
С.Г.КНЯЗЯН, А.Т.МАРГАРЯН, Г.Г.МАРИКЯН

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СИСТЕМЫ МЕЧЕНИЯ В РОЛИ СПЕКТРОМЕТРА ДЛЯ НЕУПРУГОРАССЕЯННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПОД МАЛЫМИ УГЛАМИ

ЦНИИатоминформ
ЕРЕВАН - 1989

Նախնական ԵՓԻ-II74(5I)-89

ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ Ն.Ա., ԲԱՅԱԹՅԱՆ Հ.Լ., ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ Ն.Ղ.
ԿՈՅԱՋՅԱՆ Ս.Գ., ՄԱՐԳԱՐՅԱՆ Ա.Թ., ՄԱՐԻԿՅԱՆ Գ.Գ.

ՈՂՈՐ ԱՆԿՅՈՒՆՆԵՐԻ ՏԱԿ ՈՉ-ՄՐԱՁԳԱԿԱՆ ՑՐՈՒՄ ԿՐԱԾ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԱՐԱՆՑՄԱՆ ՀԱՄԱՐ՝ՆՇԱՐԿՄԱՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳԻ ԿԻՐԱՌՈՒՄԸ ՈՐՊԵՍ ՍՊԵԿՏՐՈՄԵՏՐԻ

Աշխատանքում նկարագրվում է մագնիսական սպեկտրաչափի ակսեպտանսի որոշման մեթոդը: Որպես մագնիսական սպեկտրաչափ, ուրանի միջուկի էլեկտրատրոհման ընթացքում ոչ-առաձգական ցրում կրած էլեկտրոնների գրանցման նպատակով՝ օգտագործվում է նշարկման համակարգ: Ակսեպտանսը որոշվում է էլեկտրատրոհման ընթացքը մոնտե-կառլո մեթոդով մոդելավորելով՝ ելնելով երկրաչափական պայմաններից, ինչպես նաև էլեկտրոնների վնջի քնութագրերից: Հաշվման արդյունքները բերվում են մագնիսական սպեկտրաչափի որոշակի կանալներում գրանցված՝ ցրված էլեկտրոնների էներգետիկ բաշխման ձևով, ինչպես և ուրանի էլեկտրատրոհման կտրվածքի և հաղորդների Փոտոծնման լրիվ կտրվածքի տեսքով վիրտուալ Փոտոնների էներգիաների E_γ=0,15-3,55 ԳԷՎ տիրույթում:

Երևանի Ֆիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1989

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ) 1989 г.

Препринт ЕФИ-1174(51)-89

УДК 518:535.853:539.172.2

Е.А.АРАКЕЛЯН, Г.Л.БАЯТЯН, Н.К.ГРИГОРЯН,
С.Г.КНЯЗЯН, А.Т.МАРГАРЯН, Г.Г.МАРИКЯН

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СИСТЕМЫ МЕЧЕНИЯ В РОЛИ СПЕКТРОМЕТРА ДЛЯ НЕУПРУГОРАССЕЯННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПОД МАЛЫМИ УГЛАМИ

В работе описывается метод определения аксептанса магнитного спектрометра, использованного в эксперименте по измерению сечения неупругого рассеяния электронов в результате электроделения ядра урана. Аксептанс вычислен путем моделирования эксперимента методом Монте-Карло с учетом геометрии эксперимента и характеристик электронного пучка. Приведены результаты вычисления в виде энергетического распределения вероятностей регистрации рассеянного электрона данным каналом магнитного спектрометра, сечения электроделения урана и полного сечения фотообразования адронов в области энергии виртуальных фотонов E_γ = (0,15-3,55) Гэв.

Ереванский физический институт
Ереван 1989

Preprint YERPHI-1174(51)-89

E.A.ARAKELIAN, H.L.BAYATIAN, N.K.GRIGORIAN,
S.G.KNIAZIAN, A.T.MARGARIAN, G.G.MARIKIAN

THE TAGGING SYSTEM AS A SPECTROMETER OF ELECTRONS INELASTICLY SCATTERED AT SMALL ANGLES

A method for determining the acceptance of a magnetic spectrometer used in an experiment on measurement of the electron inelastic scattering cross section resulting from electrofission of the uranium nuclei, is described in this work. The acceptance was calculated by a Monte-Carlo simulation of the experiment with regard to the geometry of the experiment and the electron beam specifications. The results of calculation are presented in the form of the energy distribution of the probabilities for a scattered electron detection by a given channel of the magnetic spectrometer and for the uranium electrofission cross section and the total cross section of hadron photoproduction in the virtual photon energy range E_γ = (0.15-3.55)GeV.

Yerevan Physics Institute
Yerevan 1989

В работе [I] приведены результаты измерения полного сечения деления ^{238}U виртуальными фотонами при малых передаваемых импульсах методом измерения сечения неупругого рассеяния электронов в результате электроделения ядра урана. Неупруго - рассеянные электроны регистрировались I6-канальной системой мечения [2] , работающей в качестве магнитного спектрометра. Точность измеряемого в данном эксперименте сечения связана с точностью определения аксептанса спектрометра. Постановка эксперимента такова, что нельзя экспериментально проверить точность определения аксептанса путем проведения контрольных измерений на легких ядрах. Поэтому величина аксептанса спектрометрами определяется путем моделирования эксперимента методом Монте-Карло с учетом геометрии эксперимента и характеристик электронного пучка.

Энергия неупругорассеянного электрона разыгрывается по выражению дифференциального сечения неупругого рассеяния при малых передаваемых импульсах [3]

$$\frac{d^2\sigma}{dq^2 d\nu} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{\sigma_{tot}(\gamma, A)}{q^2} \left[\frac{1}{\nu} - \frac{1}{E_0} + \frac{\nu}{2E_0^2} - \frac{2m_e^2}{q^2} \frac{\nu}{2E_0^2} \right], \quad (I)$$

где $\nu = E_0 - E'$; E_0, E' - энергия первичного и рассеянного электронов соответственно, q^2 - передаваемый импульс, экстремальные значения которого определяются как:

$$q^2_{min} = m_e^2 \left(\frac{E_0^2 + E'^2}{E_0 E'} - 2 \right) ;$$

$$q^2_{max} = q^2_{min} + 4E_0 E'_{max} \sin^2 \theta/2 \quad (2)$$

θ - полярный угол отклонения рассеянного электрона от первоначального направления.

Функция распределения неупругорассеянных электронов будет:

$$f(q^2; \nu) = \frac{1}{q^2} \left[\frac{1}{\nu} - \frac{1}{E_0} + \frac{\nu}{2E_0^2} - \frac{2m_e^2}{q^2} \frac{\nu}{2E_0^2} \right], \quad (3)$$

при $q^2 > 10^{-6}$ $(ГэВ/с)^2$ последним членом можно пренебрегать, так что энергия рассеянных электронов легко разыгрывается аналитическим методом [4]

$$\frac{1}{q^2} \int_{E'_1}^{E'} f(E')dE' = \frac{R}{q^2} \int_{E'_1}^{E'_2} f(E')dE'. \quad (4)$$

Здесь R - случайное число, равномерно распределенное в области от 0 до I. Розыгрыш энергии отдельно проводится для всех

16 каналов магнитного спектрометра, принимая за E_1' и E_2' граничные значения энергии, определяемые исходя из магнитного поля отклоняющего магнита и геометрического расположения счетчиков каналов спектрометра. При определении E_1' и E_2' учитываются размеры первичного электронного пучка и геометрия пучка относительно отклоняющего магнита.

Для разыгранного значения энергии затем разыгрывается передаваемый импульс по выражению

$$q^2 = \frac{(q^2_{max})^R}{(q^2_{min})^{R-1}} \cdot \qquad (5)$$

R – случайное число, а q^2_{max} и q^2_{min} определяются для данной разыгранной энергии по выражениям (2), для q^2_{max} принимается максимальное значение полярного угла θ_{max}= 0,314 рад, что обуславливается величиной зазора отклоняющего магнита. Для разыгранного по выражению (5) и значения q^2 определяется полярный угол, полученный электроном вследствие неупругого рассеяния. Азимутальный угол разыгрывается из равномерного распределения. Переходя к декартовым координатам, определяются параметры рассеянного электрона, т.е. угол и координаты, при его входе в отклоняющий магнит. После вылета из магнита электрон принимает параметры, вытекающие из магнитных соотношений

$$\sin\beta = \frac{30\,BL}{P_c} - \sin\alpha \,, \qquad (6)$$

$$\ell_2 - \ell_1 = L\,tg\left(\frac{\alpha-\beta}{2}\right),$$

где L – эффективная длина магнита

B – индуктивность магнитного поля

ℓ_1, ℓ_2 – расстояние от нижнего края зазора магнита при входе и выходе электрона.

ℓ_1 легко определяется для разыгранного q^2 при известном расстоянии мишени от отклоняющего магнита. Определив β и ℓ_2 по соотношениям (6) , легко вычислить координаты x и y электрона отдачи при данном значении z , определяемом расположением счетчиков спектрометрических каналов вдоль электронного пучка. Полученные таким образом координаты сравниваются с координатами счетчиков каждого канала и определяется – каким каналом может регистрироваться неупругорассеянный электрон в данном разыгранном случае. Многократным повторением такой процедуры определяется вероятность регистрации неупругорассеянных электронов данным каналом, т.е. энергетическое разрешение данного канала. Учитываются также пространственное и угловое распределения пучка, принимая, что эти распределения имеют гауссову форму.

Результаты вычисления в виде энергетического распределения вероятностей попадания рассеянного электрона на данный канал спектрометра приведены на рисунке.

Измеренное нами сечение электроделения урана определяется соотношением

$$\sigma_{дел.} = \frac{N}{N_e N_o} K \,, \qquad (7)$$

где N_o – число ядер на $см^2$ площади мишени, $N_o = 2{,}48 \cdot 10^{18}$

K – аксептанс каналов спектрометра, соответствующий в

наших расчетах величине

$$K = \frac{1}{W \ln \nu^2/\nu} , \qquad (8)$$

где W – средняя для данного канала величина выражения

$$W = \left(1 - \frac{\nu}{E_0} + \left(\frac{\nu}{E_0}\right)^2\right) \ln \frac{q^2_{max}}{q^2_{min}} - \left(1 - \frac{\nu}{E_0}\right) . \qquad (9)$$

Вычисленные по Монте-Карло значения W приведены в табл.I. Там же приведены энергетическая область регистрации электронов отдачи, максимальное и минимальное значения передаваемого им импульса, соответствующие данному каналу, и измеренное нами в эксперименте число совпадений рассеянных электронов с осколками деления урана при соударении $N_e = 0{,}78 \cdot 10^{12}$ электронов с мишенью – N .

Полное сечение фотообразования адронов при малых передаваемых импульсах связывается с сечением неупругого рассеяния электронов

$$\sigma_{tot}(\gamma, A) = \frac{\pi}{\alpha} \frac{\sigma_{неупр.}}{W \ln \nu^2/\nu_1} \qquad (10)$$

При предположении, что делимость урана в области исследуемой нами энергии равна единице, с учетом аксептанса магнитного спектрометра можно написать

$$\sigma_{дел.} = K \cdot \sigma_{неупр.}$$

$$\sigma_{tot}(\gamma, A) = \frac{\pi}{\alpha} \sigma_{дел.}$$

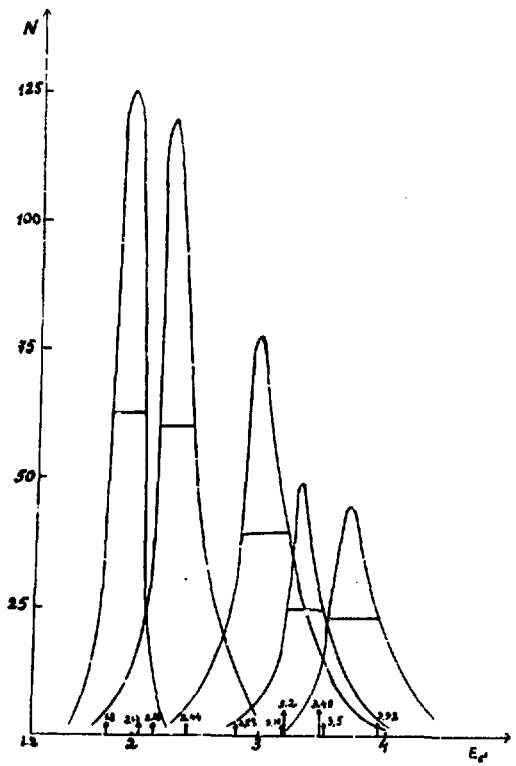
В табл.2 приведены сечения электроделения урана и полные сечения фотообразования адронов в области энергии виртуальных фотонов E_γ = (0,15 - 3,55) ГэВ. Основные источники систематических погрешностей как изменение размеров и углового разброса электронного пучка в течение эксперимента, учитывались при определении аксептанса, поэтому в таблице приведены только статистические ошибки. В приведенных результатах не учтены радиационные поправки, соответствующие процессу внутреннего тормозного излучения с сопровождением деления ядра, не учтена также эффективность каналов магнитного спектрометра.

Таблица I

Энергия виртуальн. фотонов, ГэВ	Максим. передан. импульс, $(ГэВ/с)^2$	Миним. передан. импульс, $(МэВ/с)^2$	Число случаев N	W
0,33±0,I7	0,0062	0,00052	I22	I,I6
0,65±0,2	0,0046	0,0048	93	I,72
I,03±0,22	0,0045	0,0066	327	3,33
I,33±0,22	0,0044	0,028	62	2,42
I,66±0,2	0,0043	0,045	6I	2,92
2,0I±0,I6	0,0042	0,082	5I	3,2
2,24±0,I	0,0038	0,I26	37	4,47
2,44±0,I3	0,0035	0,I56	32	3,4
2,72±0,II	0,0034	0,234	24	2,83
3,04±0,I	0,0032	0,372	29	3,94
3I±0,I	0,0030	0,548	65	8,5I

Таблица 2

Энергия виртуальн. фотонов, ГэВ	Сечение электроделения ^{238}U, мкбн	Полное сечение фотообразования адронов, мбн
0,33±0,I7	45,0±4,I	I9,4±I,8
0,65±0,2	43,6±4,5	I8,8±I,9
I,03±0,22	6I,4±5,4	26,4±2,3
I,33±0,22	39,4±5,0	I6,9±2,2
I,66±0,2	44,7±5,7	I9,2±2,5
2,0I±0,I6	5I,08±7,3	22,[illegible]±3,[illegible]
2,24±0,I	55,8±9,2	[illegible]
2,44±0,I3	47,3±[illegible],4	
2,72±0,II	[illegible]	
[illegible]		
[illegible]		



Энергетическое распределение вероятностей попадания неупругорассеянного электрона на данный канал магнитного спектрометра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

I. Arakelian Y.A.,Bagdasarian A.R., Bayatian H.L. et al. Experimental study of shadowing in the electrofission of ^{238}U nuclei at E_γ = 1-3,5 GeV and Low Q^2. Preprint YerPhI-1103 (66)-88 Yerevan, 1988.

2. Аракелян Е.А.,Баятян Г.Л.,Вартанян Г.С. и др. Меченый фотонный пучок на выведенном разреженном электронном пучке Ереванского синхротрона. Препринт ЕФИ-733(48)-84,Ереван, 1984.

3. Yang-Su Tsai Pair production and bremsstrahlung of charged Leptons Rev. of Modern Physics, vol.46, No.4, October,1974.

4. Ермаков С.М. Метод Монте-Карло и смежные вопросы. М.: Наука, 1971.

Рукопись поступила 19 мая 1989 г.

Е.А.АРАКЕЛЯН, Г.Л.БАЯТЯН, Н.К.ГРИГОРЯН, С.Г. КНЯЗЯН,
А.Т.МАРГАРЯН, Г.Г.МАРИКЯН

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СИСТЕМЫ МЕЧЕНИЯ В РОЛИ СПЕКТРОМЕТРА ДЛЯ НЕУПРУГОРАССЕЯННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПОД МАЛЫМИ УГЛАМИ

Редактор Л.П.Мукаян
Технический редактор А.С.Абрамян

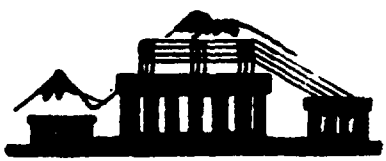
Подписано в печать 7/УП-89 ВФ- 02224 Формат 60x84/16
Офсетная печать. Уч.изд.л. 0,8 Тираж 299 экз. Ц. 12 к.
Зак.тип.№ 1043 Индекс 3649

Отпечатано в Ереванском физическом институте

Ереван 36, ул.Братьев Алиханян, 2

The address for requests:
Information Department
Yerevan Physics Institute
Alikhanian Brothers 2,
Yrevan, 375036
Armenia, USSR

ИНДЕКС 3649



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ