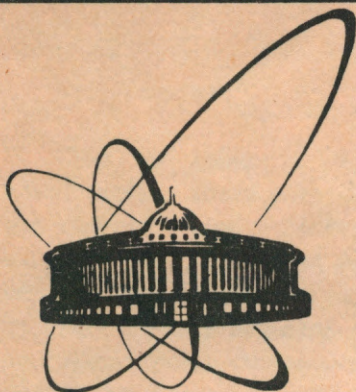


91-313



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P13-91-313

М.Я.Кузнецова, В.Г.Чумин

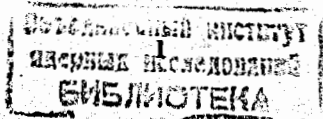
ОТРАЖЕНИЕ АЛЬФА-ЧАСТИЦ  
ОТ ПОВЕРХНОСТИ ЖЕЛЕЗА  
( $0,5 \text{ МэВ} < E_{\alpha} < V_{\text{кулон}}$ )

1991

## 1. Введение

Один из эффектов, искажающих форму аппаратурного спектра альфа-частиц, может быть обусловлен их обратным рассеянием от стенок вакуумной камеры спектрометра. Для того чтобы оценить степень влияния этого эффекта на форму аппаратурного спектра, необходимо иметь данные о вероятностях отражения альфа-частиц от поверхности толстых образцов вещества в различные энергетические и угловые интервалы. Таких экспериментальных данных для альфа-частиц с начальной энергией в несколько МэВ нет. Неизвестны также и какие-либо аналитические соотношения для определения вероятностей, энергетического и угловых распределений отраженных частиц, кроме формул Ремизовича и др.<sup>/1/</sup>, которые получены для скользящих углов падения заряженных частиц и в предположении, что эффективные углы рассеяния частицы на атомах среды много меньше углов падения. Это предположение практически исключает возможность отражения частиц на большие углы. Кроме того, в <sup>/1/</sup> было принято, что средний квадрат угла рассеяния на единице пути не зависит от энергии частицы и, следовательно, остается постоянным на всем пути частицы. Очевидно, что это условие может удовлетворительно выполняться лишь для частиц, вылетающих из мишени с энергиями, близкими к начальной энергии падающих частиц. В рамках вышепринятых ограничений было получено согласие теоретических результатов с экспериментальными в работе <sup>/2/</sup>, посвященной изучению обратного рассеяния первичного пучка моноэнергетических протонов с энергией в области 1-2 МэВ, падающих на поликристаллические мишени серебра и золота под скользящими углами, меньшими  $4,5^{\circ}$ .

Полагая, что разумное приближение процесса рассеяния частиц в веществе может дать его моделирование по методу Монте-Карло, мы провели соответствующие расчеты и получили вероятности, или коэффициенты, отражения -  $K_{M-K}$  альфа-частиц от поверхности железного образца, толщина которого больше пробега частицы, а также энергетические и угловые распределения отраженных частиц. Расчеты выполнены для альфа-частиц с начальными энергиями -  $E_0$ , равными 3,0, 4,5 и 6,0 МэВ, падающими на поверхность железа под углами -  $\xi_0$ , составляющими 0,5, 2,5 и 5,0 градусов. Полученные результаты сравниваются с результатами расчетов по формуле (33) <sup>/1/</sup>.



## 2. Взаимодействие альфа-частиц с веществом

Основные закономерности взаимодействия альфа-частиц с веществом изложены в монографиях Э.Сегре <sup>/3/</sup>, Б.Росси <sup>/4/</sup>, К.Зигба-на <sup>/5/</sup> и в других учебных пособиях. Альфа-частицы нерелятивистских энергий, проходя через вещество, теряют энергию главным образом за счет неупругих столкновений с электронами атомов этого вещества, при этом они не изменяют направления своего движения. Ионизационные потери энергии, обусловленные неупругими взаимодействиями, для альфа-частиц с энергией выше 1,0÷1,5 МэВ хорошо описываются формулой Бете (см., например, <sup>/3/</sup>). Потери энергии альфа-частицами меньших энергий рекомендуется определять по эмпирическим формулам. В настоящей работе использовались формулы Циглера <sup>/6/</sup>, которые справедливы и при более высоких энергиях частиц.

$$\frac{dE}{dx} = \frac{SL \cdot SH}{(SL+SH)} \frac{N\rho}{A} 10^{-21} \text{ (МэВ/см)}, \quad (1)$$

где  $N$  - число Авогадро,  $\rho$  и  $A$  - плотность и атомный вес рассеивающего вещества,  $SL$  и  $SH$  даны в <sup>/6/</sup>. Для железа

$$SL = 5,013 \cdot E_{\alpha}^{0,471}, \quad (2)$$

$$SH = (8,558 \cdot 10^4 / E_{\alpha}) \ln(1 + 1,665 \cdot 10^4 / E_{\alpha} + 0,003211 \cdot E_{\alpha}), \quad (3)$$

Здесь  $E_{\alpha}$  (кэВ) - энергия альфа-частицы.

Средняя энергия, передаваемая электрону альфа-частицей при столкновении с ним, определялась по формуле

$$E_{e,CP} = \frac{E_{e,max} \cdot E_{e,min}}{(E_{e,max} - E_{e,min})} \ln \left[ \frac{E_{e,max}}{E_{e,min}} \right], \quad (4)$$

где  $E_{e,min}$  - минимальная энергия электрона, необходимая для возбуждения атома, эта энергия равна ионизационному потенциалу вещества. Для того чтобы передать такую энергию электрону, альфа-частица должна иметь энергию не меньше, чем

$$E_{\alpha,min} = E_{e,min} \cdot M_{\alpha} / 4M_e. \quad (5)$$

Максимальная энергия, которую получает электрон от альфа-частицы при "лобовом" столкновении с ней, определяется соотношением

$$E_{e,max} = 4M_e E_{\alpha} / M_{\alpha}. \quad (6)$$

В формулах (5) и (6)  $M_{\alpha}$  и  $M_e$  - соответственно масса альфа-частицы и масса электрона.

Изменение направления движения альфа-частицы при прохождении через вещество происходит в результате упругого взаимодействия ее с атомным ядром рассеивателя. При условии, что заряд и масса рассеиваемой частицы значительно меньше соответственно заряда и массы ядра рассеивающего вещества, вероятность упругого рассеяния описывается формулой Резерфорда

$$W = \frac{N\rho}{A} \frac{\pi Z_{\alpha}^2 Z^2 e^4}{E_{\alpha}^2 \theta_{min}^2}, \quad (7)$$

Здесь  $Z_{\alpha}$  и  $Z$  - атомные номера альфа-частицы и рассеивающего вещества соответственно,  $e$  - элементарный заряд,  $\theta_{min}$  - так называемый нижний предел угла рассеяния заряженной частицы при единичном столкновении с атомным ядром (см., например, <sup>/3/</sup>). В случае рассеяния альфа-частиц нерелятивистских энергий -  $E_{\alpha}$  (МэВ)

$$\theta_{min} = 4,32 Z^{1/3} \cdot 10^{-5} / \sqrt{E_{\alpha}}. \quad (8)$$

Для определения пробега альфа-частиц в железе использовалось соотношение, рекомендуемое в <sup>/7/</sup>

$$R = 0,585 E_{\alpha}^{1,75} / \{ C [1 - \exp(-0,42856 \delta E_{\alpha})] \}; \quad (9)$$

где  $C = 1706$ ,  $\delta = 0,54$ , а единицы измерения для  $C$  -  $[MэВ^{1,75} \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}]$ , для  $\delta$  -  $[MэВ^{-1}]$ , для  $E_{\alpha}$  -  $[MэВ]$  и для  $R$  -  $[г \cdot \text{см}^{-2}]$

Эффективный заряд альфа-частицы в зависимости от ее энергии -  $E_{\alpha}$  (МэВ) определялся по формуле

$$Z_{эфф.} = 2[1 - \exp(-\sqrt{3,6 E_{\alpha}})], \quad (10)$$

которая в области  $E_{\alpha} > 0,5$  МэВ удовлетворительно описывает эмпирическую кривую зависимости  $Z_{эфф.}$  от скорости альфа-частицы, приведенную в <sup>/5/</sup> (рис. 1.28, стр. 49).

### 3. Программа расчетов

#### 3.1. Геометрия движения рассеянных альфа-частиц

Начало основной системы координат (точка  $O_N$  на рис. 1) лежит на поверхности образца, при этом ось  $O_N Z_N$  перпендикулярна этой поверхности и направлена внутрь образца.

Для описания движения альфа-частицы внутри рассеивающего вещества используется последовательность координатных систем (рис. 1), подобная введенной в [8]. Направление движения частицы в рассеивающем веществе будем характеризовать углами  $\theta$  и  $\varphi$ . Принимаем, что альфа-частица входит в образец в точке  $O_0$ , вектор ее скорости  $\vec{v}_0$  совпадает с осью  $O_0 Z_0$  новой системы координат  $X_0 Y_0 Z_0$  и характеризуется в основной системе  $X_N Y_N Z_N$  полярным углом  $\theta_{N0}$  и азимутальным углом  $\varphi_{N0}$ . Пусть в точке  $O_1$  частица испытывает первое упругое столкновение с атомным ядром среды, при этом она отклоняется от своего направления движения, начинает двигаться в направлении  $O_1 Z_1$ , и вектор ее скорости  $\vec{v}_1$  в системе координат  $X_0 Y_0 Z_0$  характеризуется углами  $\theta_{01}$  и  $\varphi_{01}$ . Полагаем, что в точке  $O_2$  происходит второе упругое взаимодействие, и альфа-частица приобретает вектор скорости  $\vec{v}_2$ , который совпадает с осью  $O_2 Z_2$  и в системе координат  $X_1 Y_1 Z_1$  описывается углами  $\theta_{12}$  и  $\varphi_{12}$ . Рассуждая подобным образом и далее, приходим к заключению, что в точке  $O_i$  альфа-частица испытывает  $i$ -е упругое соударение с атомным ядром рассеивающего вещества. Вектор скорости частицы после  $i$ -го столкновения  $\vec{v}_i$  совпадает с осью  $O_i Z_i$  системы координат  $X_i Y_i Z_i$  и в координатной системе  $X_{i-1} Y_{i-1} Z_{i-1}$  характеризуется углами  $\theta_{i-1,i}$  и  $\varphi_{i-1,i}$ . Таким образом, в принятых обозначениях углов  $\theta_{ki}$  и  $\varphi_{ki}$  первый индекс указывает систему координат, в которой они определены, а второй — порядковый номер упругого столкновения частицы с атомом.

Между двумя упругими столкновениями альфа-частицы с ядром среды, т.е. между любыми точками  $O_i$  и  $O_{i+1}$ , частица может испытать одно или несколько неупругих взаимодействий с электронами рассеивающего вещества без последующего изменения направления движения, но с потерей энергии в каждом таком взаимодействии.

Для вычисления направляющих косинусов  $\cos \alpha_x^{i+1}$ ,  $\cos \alpha_y^{i+1}$ ,  $\cos \alpha_z^{i+1}$ , характеризующих направление движения альфа-частицы в

основной системе координат после  $(i+1)$ -го упругого столкновения, через углы  $\theta_{i,i+1}$ ,  $\varphi_{i,i+1}$  и направляющие косинусы  $\cos \alpha_x^i$ ,  $\cos \alpha_y^i$  и  $\cos \alpha_z^i$ , определяющие направление движения частицы после предыдущего  $i$ -го столкновения, были использованы соотношения, приведенные в [8,9].

$$\cos \alpha_x^{i+1} = \cos \alpha_x^i \cos \theta_{i,i+1} + \sin \theta_{i,i+1} \cos \varphi_{i,i+1}$$

$$(\cos \alpha_x^i \cos \alpha_z^i \cos \varphi_{i,i+1} - \cos \alpha_y^i \sin \varphi_{i,i+1}) / \sqrt{1 - \cos^2 \alpha_z^i} \quad (11a)$$

$$\cos \alpha_y^{i+1} = \cos \alpha_y^i \cos \theta_{i,i+1} + \sin \theta_{i,i+1} \sin \varphi_{i,i+1}$$

$$(\cos \alpha_y^i \cos \alpha_z^i \cos \varphi_{i,i+1} + \cos \alpha_x^i \sin \varphi_{i,i+1}) / \sqrt{1 - \cos^2 \alpha_z^i} \quad (11b)$$

$$\cos \alpha_z^{i+1} = \cos \alpha_z^i \cos \theta_{i,i+1} - \sin \theta_{i,i+1} \sin \varphi_{i,i+1} \sqrt{1 - \cos^2 \alpha_z^i} \quad (11b)$$

#### 3.2. Последовательность операций в программе моделирования процесса рассеяния альфа-частиц

Для выполнения расчетов вводятся следующие начальные данные.

- начальная энергия -  $E_0$  и начальное направление движения - углы  $\theta_{N0} = 90^\circ - \xi_0^0$  и  $\varphi_{N0}$  альфа-частицы, падающей на поверхность образца рассеивателя;
- атомный номер -  $Z$ , атомный вес -  $A$ , плотность -  $\rho$  и ионизационный потенциал -  $I$  рассеивающего вещества (для железа  $I=278,2$  эВ /10/);
- атомный номер и масса альфа-частицы;
- элементарный заряд -  $e$ ;
- масса электрона;
- число Авогадро;
- начальное целое число, служащее базой для генератора случайных чисел -  $\gamma$ , равномерно распределенных в интервале от 0 до 1.

Для определения потери энергии на единице пути, средней потери энергии на одно столкновение и вероятности упругого взаимодействия альфа-частицы с атомным ядром рассеивателя использовались соотношения (1)-(3), (4) и (7) соответственно. Доля упругих взаимодействий определяется коэффициентом:

$$D = \lambda_{\text{неупр.}} / (\lambda_{\text{упр.}} + \lambda_{\text{неупр.}}), \quad (12)$$

где  $\lambda_{\text{упр.}} = 1/W$  и  $\lambda_{\text{неупр.}} = E_{e,\text{ср.}} / \left( \frac{dE}{dx} \right)$

При моделировании процесса рассеяния прежде всего, путем сравнения случайного числа  $\gamma$  с коэффициентом  $D$ , определяется тип взаимодействия. Если случайное число больше коэффициента  $D$ , то взаимодействие считается неупругим, в противном случае взаимодействие относится к упругим. Далее рассматривается тот или другой случай.

### 3.2.1. Упругое взаимодействие

В каждом акте упругого взаимодействия разыгрываются углы  $\theta$ ,  $\varphi$  и длина свободного пробега  $\lambda$ , при этом используются формулы:

$$\theta_{\text{случ.}} = 2 \arcsin \left[ \frac{\theta_{\min}}{2\sqrt{\gamma}} \right], \quad (13)$$

$$\varphi_{\text{случ.}} = 2\pi\gamma \quad (14)$$

$$\lambda_{\text{случ.}} = \lambda_{\text{упр.}} \cdot \lambda_{\text{неупр.}} \cdot \ln \gamma / (\lambda_{\text{упр.}} + \lambda_{\text{неупр.}}), \quad (15)$$

полученные в результате решения следующих уравнений [11].

$$\gamma = \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\text{случ.}}} \rho(\theta) d\theta, \quad \gamma = \int_0^{\varphi_{\text{случ.}}} \rho(\varphi) d\varphi \quad \text{и} \quad \gamma = \int_0^{\lambda_{\text{случ.}}} \rho(x) dx, \quad (16)$$

где плотности вероятности случайных величин  $\theta_{\text{случ.}}$ ,  $\varphi_{\text{случ.}}$  и  $\lambda_{\text{случ.}}$  соответственно равны

$$\rho(\theta) = \frac{\theta_{\min}^2}{8} \frac{\sin \theta}{\sin^2 \frac{\theta}{2}}, \quad \rho(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \quad \text{и} \quad \rho(x) = \delta^x e^{-\sigma x}, \quad (17)$$

Здесь  $\sigma = (\lambda_{\text{неупр.}} + \lambda_{\text{упр.}}) / \lambda_{\text{упр.}} \cdot \lambda_{\text{неупр.}}$ .

Используя полученные значения углов  $\theta_{\text{случ.}}$  и  $\varphi_{\text{случ.}}$ , по формулам (11) определяем направляющие косинусы вектора скорости рассеянной частицы относительно основной системы координат, а  $\lambda_{\text{случ.}}$  служит для определения координаты места нахождения частицы -  $Z_H$ . Если  $Z_H < 0$ , то считается, что частица отразилась от поверхности образца рассеивающего материала, и моделирование процесса рассеяния данной частицы прекращается. Если же  $Z_H > 0$ , то процедура моделирования повторяется.

### 3.2.2. Неупругое взаимодействие

В случае неупругого взаимодействия разыгрывается энергия, которая передается альфа-частицей электрону.

$$E_{\text{случ.}} = 1 / \left[ \frac{1}{E_{e,\min}} - \frac{(E_{\alpha,\max} - E_{\alpha,\min})}{E_{e,\max} \cdot E_{e,\min}} \cdot \gamma \right], \quad (18)$$

Соотношение (18) является результатом решения уравнения

$$\gamma = \int_{E_{e,\min}}^{E_{\alpha,\max}} \rho(E) dE, \quad (19)$$

$$\text{где } \rho(E) = E_{e,\max} \cdot E_{e,\min} / (E_{e,\max} - E_{e,\min}) \cdot E^2 \quad (20)$$

есть плотность вероятности случайной величины  $E_{\text{случ.}}$ . В результате неупругого взаимодействия энергия частицы уменьшится на величину  $E_{\text{случ.}}$ . Далее разыгрывается длина свободного пробега альфа-частицы, после чего определяется  $Z_H$  - координата ее места нахождения. Если  $Z_H > 0$  и  $E_{\alpha} > E_{\alpha,\min}$ , то процедура моделирования повторяется, если же при  $Z_H > 0$   $E_{\alpha} \leq E_{\alpha,\min}$ , то альфа-частица считается поглощенной. Частица считается отраженной или обратно рассеянной, в том случае, когда  $Z_H < 0$ .

В расчетах фиксируется число упавших и отраженных частиц, при этом для каждой отраженной частицы выдаются ее энергия и углы вылета  $\theta_H$  и  $\varphi_H$  относительно основной системы координат, а также число упругих и неупругих соударений, происшедших до момента отражения.

#### 4. Результаты

Полученные вероятности отражения альфа-частиц всех энергий и по всем возможным направлениям —  $K_{M-K}$  в зависимости от угла падения —  $\xi_0$  и начальной энергии частиц —  $E_0$ , а также сравнение их с величинами  $K_{Рем.}$ , рассчитанными по формуле (33)<sup>/1/</sup>, приведены в табл. 1. При сравнении рассматриваемых величин использованы углы  $\xi_0$ ,  $\xi$  и  $\varphi$ , которые введены в <sup>/1/</sup> и связаны с углами  $\theta_{HO}$ ,  $\theta_H$  и  $\varphi_H$  следующими соотношениями:  $\xi_0^0 = 90^\circ - \theta_{HO}^0$ ,  $\xi^0 = \theta_H^0 - 90^\circ$ ,  $\varphi = \varphi_H$ ; азимутальный угол падения ( $\varphi_0 = \varphi_{HO}$ ) в наших расчетах принят равным нулю. Коэффициенты отражения —  $K_{M-K}$  и отношения  $B = K_{M-K}/K_{Рем.}$  для энергии падающих частиц  $E_0 = 7,5$  МэВ при углах падения  $\xi_0$ , равных 0,5, 2,5 и 5,0 градусов, получены путем экстраполяции этих величин к энергии 7,5 МэВ при каждом значении  $\xi_0$ . Более неопределенной является экстраполяция коэффициента отражения  $K_{M-K}$  при заданной энергии к углу падения  $\xi_0 > 5^\circ$  из-за нелинейного изменения этой величины с ростом угла падения и недостаточного числа "экспериментальных" точек. Поэтому приведенные в таблице экстраполированные значения  $K_{M-K}$  для  $\xi_0 = 7,5^\circ$  являются приближенными и могут отличаться от "истинных" значений в 2,0÷2,5 раза. Экстраполированные величины  $K_{M-K}$  и  $B$  в табл. 1 заключены в скобки.

Из таблицы видно, что при угле скольжения  $\xi_0 = 0,5^\circ$  отношение коэффициентов отражения  $B = K_{M-K}/K_{Рем.}$  для всех исследуемых энергий  $E_0$  близко к единице, но с ростом угла падения это отношение постепенно растет и, кроме того при углах  $\xi_0$ , равных 2,5<sup>0</sup> и 5,0<sup>0</sup>, наблюдается тенденция к его возрастанию при увеличении начальной энергии падающих частиц.

Энергетические и угловые распределения альфа-частиц, отраженных от поверхности железа, изображены на рис. 2÷4, где плавные кривые описываются формулой (33) <sup>/1/</sup>, гистограммы представляют результаты расчетов по методу Монте-Карло, а  $N_{отр.}$  — число отраженных альфа-частиц, которое набрано в расчетах.

При угле скольжения  $\xi_0 = 0,5^\circ$  наблюдается удовлетворительное согласие энергетического распределения, а в области малых углов  $\xi$  и  $\varphi$  также и угловых распределений, полученных в настоящей работе, с соответствующими распределениями, предсказанными теорией <sup>/1/</sup>. Из рисунков видно, что максимум в энергетическом распределении отраженных альфа-частиц, резко выраженный для случая  $\xi_0 = 0,5^\circ$ , не наблюдается в распределениях при  $\xi_0$ , равном 2,5<sup>0</sup> и 5,0<sup>0</sup>. Кроме того,

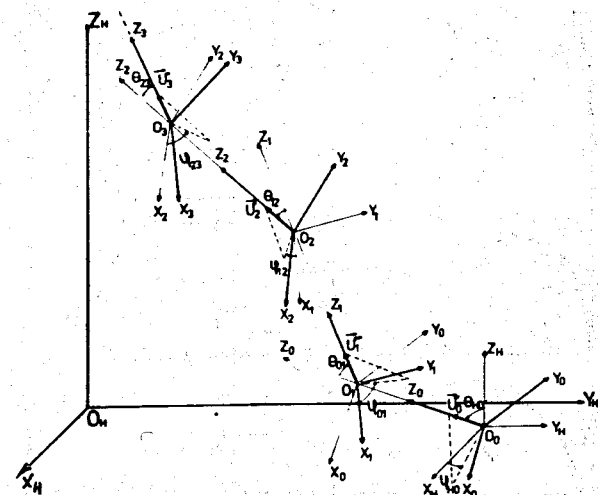


Рис. 1. Последовательность координатных систем, используемых при моделировании процесса рассеяния альфа-частиц в веществе.

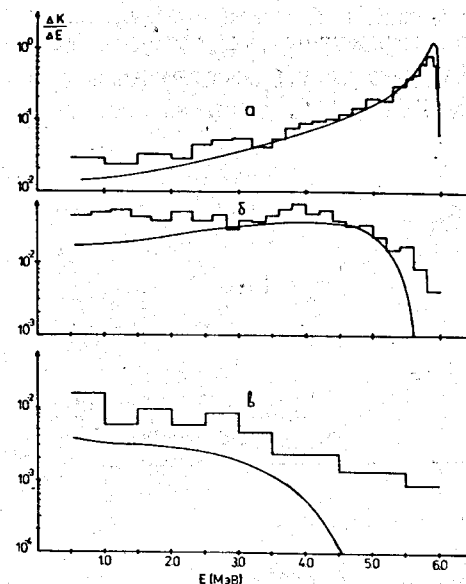


Рис. 2. Энергетическое распределение альфа-частиц отраженных от поверхности железа по всем возможным направлениям  
 а.  $E_0 = 6,0$  МэВ,  $\xi_0 = 0,5^\circ$ ,  $N_{отр.} = 2177$   
 б.  $E_0 = 6,0$  МэВ,  $\xi_0 = 2,5^\circ$ ,  $N_{отр.} = 503$   
 в.  $E_0 = 6,0$  МэВ,  $\xi_0 = 5,0^\circ$ ,  $N_{отр.} = 62$ .

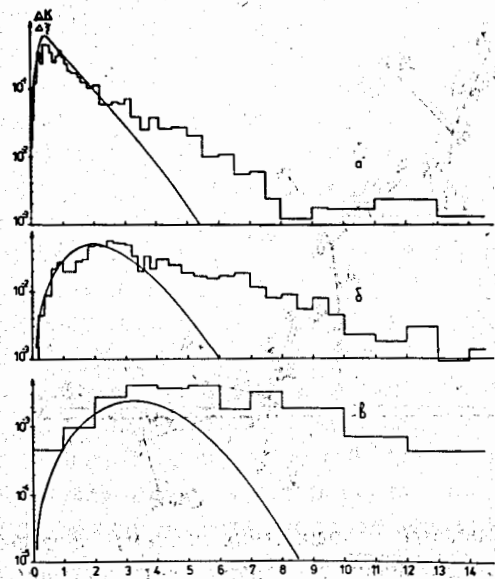


Рис. 3. Распределение отраженных от поверхности железа альфа-частиц по полярному углу  $\xi$  безотносительно к их энергии и азимутальному углу (а, б, в см. на рис. 2).

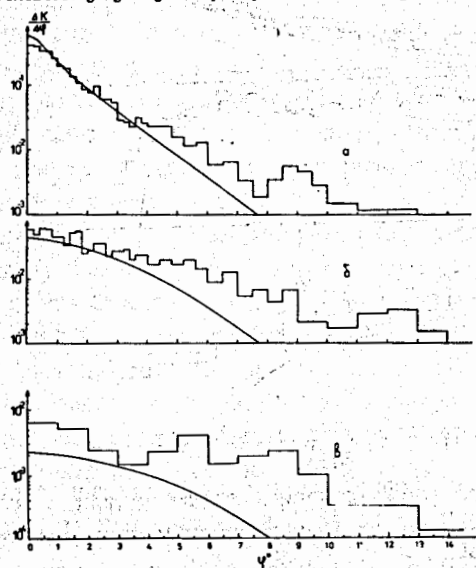


Рис. 4. Распределение отраженных от поверхности железа альфа-частиц по азимутальному углу  $\phi$  безотносительно к их энергии и полярному углу (а, б, в см. на рис. 2).

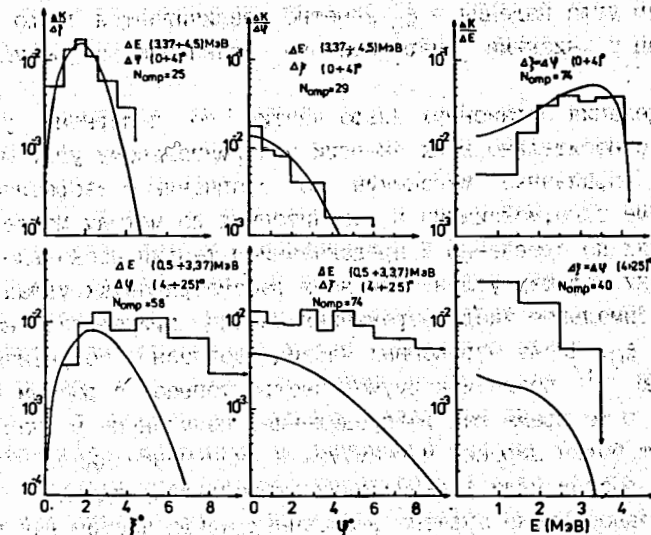


Рис. 5. Угловые и энергетические распределения альфа-частиц, отраженных от поверхности железа в заданные энергетические и угловые интервалы. Начальная энергия альфа-частиц  $E_0 = 4,5$  МэВ, угол падения  $\xi_0 = 2,5^\circ$ ,  $N_{отр.} = 170$ .

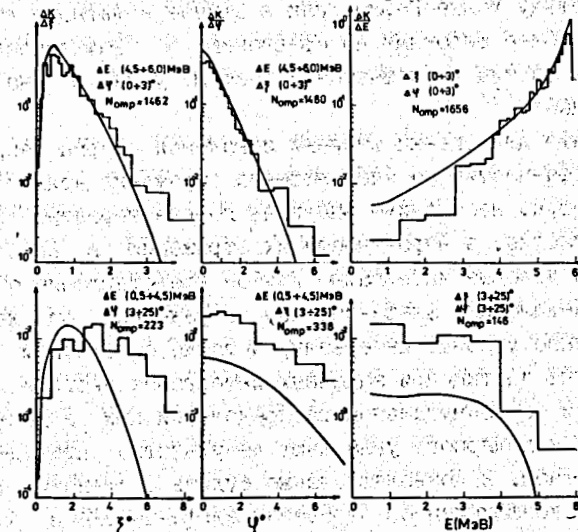


Рис. 6. Угловые и энергетические распределения альфа-частиц, отраженных от поверхности железа в заданные энергетические и угловые интервалы. Начальная энергия альфа-частиц  $E_0 = 6,0$  МэВ, угол падения  $\xi_0 = 0,5^\circ$ ,  $N_{отр.} = 2177$ .

с увеличением угла падения -  $\xi_0$  заметно увеличивается число отраженных частиц с низкими энергиями по сравнению с результатом работы /1/.

Распределения отраженных альфа-частиц по полярному углу  $\xi$  (рис. 3) безотносительно к их энергии и азимутальному углу  $\phi$  имеют менее резко выраженные максимумы по сравнению с теоретическими кривыми. Кроме того, максимумы в рассчитанных по методу Монте-Карло распределениях по сравнению с предсказанием теории несколько сдвинуты в сторону больших углов. При всех рассматриваемых углах падения -  $\xi_0$  максимальное число отраженных частиц приходится на углы  $\xi$ , близкие к  $\xi_0$ . Число отраженных частиц согласно теоретическому распределению /1/ после максимумов быстро убывает с ростом полярного угла  $\xi$ , в то время как распределения, полученные в настоящей работе, имеют более широкие максимумы, и уменьшение числа отраженных частиц с ростом угла  $\xi$  происходит относительно плавно.

Максимальное число обратно рассеянных альфа-частиц как в теоретическом, так и в рассчитанном нами распределении по азимутальному углу  $\phi$  (рис. 4) безотносительно к их энергии и полярному углу  $\xi$  лежит вблизи  $\phi=0$  при условии, что азимутальный угол для падающих частиц  $\xi_0=0$ . Распределения отраженных частиц по углу  $\phi$ , полученные в расчетах по методу Монте-Карло, как в случае полярного распределения, являются более широкими по сравнению с теоретическими, и число отраженных частиц уменьшается с ростом угла  $\phi$  значительно медленнее, чем дает /1/.

Напомним, что для оценки степени искажения формы аппаратурного спектра альфа-частиц за счет эффекта отражения этих частиц от стенок спектрометра, необходимо знать не полные вероятности обратного рассеяния частиц, а вероятности их отражения в определенные энергетические и угловые интервалы. Грубое представление об энергетическом распределении альфа-частиц, отраженных от железного образца в различные угловые интервалы, а также о полярном распределении отраженных частиц при заданных интервалах энергии и азимутального угла и об азимутальном распределении при заданных интервалах энергии и полярного угла дают результаты, приведенные в табл. 2. Данные табл. 2 позволяют также судить о степени согласия (или несогласия) коэффициентов отражения альфа-частиц в различные энергетические и угловые интервалы, полученные в расчетах по методу Монте-Карло и по формуле (33) /1/.

Таблица 1. Полные коэффициенты отражения альфа-частиц от поверхности железа для различных углов падения ( $\xi_0$ ) и различных энергий падающих частиц ( $E_0$ ).

$\xi_0$ (град.)	$E_0$ (МэВ)	$K_{M-K}$	$K_{Rem} / 1/$	$B = \frac{K_{M-K}}{K_{Rem}}$
0,5	3,0	0,65(5)	0,686	0,95(8)
0,5	4,5	0,64(4)	0,670	0,96(6)
0,5	6,0	0,641(18)	0,664	0,96(3)
0,5	7,5	(0,64)	0,653	(0,98)
2,5	3,0	0,24(2)	0,185	1,30(11)
2,5	4,5	0,22(2)	0,157	1,40(13)
2,5	6,0	0,225(12)	0,138	1,63(9)
2,5	7,5	(0,22)	0,124	(1,8)
5,0	3,0	0,052(8)	0,0271	1,9(3)
5,0	4,5	0,044(7)	0,0146	3,0(5)
5,0	6,0	0,030(4)	0,0089	3,4(5)
5,0	7,5	(0,022)	0,0060	(4)
7,5	3,0	(0,008)	0,00203	-
7,5	4,5	(0,005)	0,00053	-
7,5	6,0	(0,0025)	0,00019	-
7,5	7,5	(0,0008)	0,000077	-

## 5. Выводы

Полный анализ полученных результатов позволяет сделать заключение о том, что для альфа-частиц, отраженных от поверхности рассеивающего вещества с энергией  $E_\alpha \geq 0,7 E_0$  в область относительно малых углов ( $\xi$  и  $\phi \leq 3^\circ$  при  $\xi_0 = 0,5^\circ$  и  $\xi$  и  $\phi \leq 5^\circ$  при  $\xi_0 = 2,5^\circ$ ) наблюдается удовлетворительное согласие (в пределах  $10 \pm 30\%$ ) угловых и энергетических распределений, рассчитанных по методу Монте-Карло и по формуле (33) /1/. При несоблюдении вышеуказанных условий, как и следовало ожидать, такого согласия нет. О степени этого согласия (или несогласия) можно судить по рис. 5 и 6.



Таблица 2. Распределение отраженных от поверхности железа  $\alpha$ -частиц по заданным угловым и энергетическим интервалам

$E_0$ (град)	$E_0$ (МэВ)	$E_{\min}-E_{\max}$ (град)	$\varphi_{\min}-\varphi_{\max}$ (град)	$E_{\min}-E_{\max}$ (МэВ)	$\Delta N^a$	$P(\%)^b$	$\frac{K_{M-K}}{K_{Рем}}$
1	2	3	4	5	6	7	8
0,5	6,0	0,0÷3,0	0,0÷3,0	0,5÷E <sub>0</sub>	1656	76,1	0,82
"	4,5	"	"	"	290	74,9	0,82
"	3,0	"	"	"	224	73,7	0,86
"	6,0	"	"	0,5÷0,5E <sub>0</sub>	36	1,65	0,42
"	4,5	"	"	"	9	≈2,3	≈0,7
"	3,0	"	"	"	7	≈2,3	≈1,2
"	6,0	"	"	0,5E <sub>0</sub> ÷0,75E <sub>0</sub>	194	8,9	0,91
"	4,5	"	"	"	32	8,3	0,98
"	3,0	"	"	"	21	6,9	1,15
"	6,0	"	"	0,75E <sub>0</sub> ÷0,9E <sub>0</sub>	465	21,4	1,02
"	4,5	"	"	"	78	20,2	1,05
"	3,0	"	"	"	61	20,1	1,20
"	6,0	"	"	0,9E <sub>0</sub> ÷E <sub>0</sub>	961	44,1	0,76
"	4,5	"	"	"	171	44,2	0,73
"	3,0	"	"	"	135	44,4	0,72
"	6,0	0,0÷3,0	3,0÷25,0	0,5÷E <sub>0</sub>	145	6,7	0,96
"	4,5	"	"	"	30	7,8	1,05
"	3,0	"	"	"	31	10,2	1,31
"	6,0	"	"	0,5÷0,5E <sub>0</sub>	25	1,2	0,53
"	4,5	"	"	"	10	2,6	1,3
"	3,0	"	"	"	7	≈2,3	≈1,4
"	6,0	"	"	0,5E <sub>0</sub> ÷0,75E <sub>0</sub>	54	2,5	0,90
"	4,5	"	"	"	11	2,8	1,0
"	3,0	"	"	"	15	4,9	1,8
"	6,0	"	"	0,75E <sub>0</sub> ÷E <sub>0</sub>	66	3,0	1,50
"	4,5	"	"	"	9	≈2,3	≈0,9
"	3,0	"	"	"	9	≈3,0	≈0,9
"	6,0	3,0÷25,0	0,0÷3,0	0,5÷E <sub>0</sub>	230	10,6	4,3
"	4,5	"	"	"	29	7,5	2,5
"	3,0	"	"	"	28	9,2	2,5

1	2	3	4	5	6	7	8
"	6,0	"	"	0,5÷0,5E <sub>0</sub>	120	5,5	4,0
"	4,5	"	"	"	11	2,8	1,9
"	3,0	"	"	"	10	3,3	2,2
"	6,0	"	"	0,5E <sub>0</sub> ÷0,75E <sub>0</sub>	74	3,4	3,7
"	4,5	"	"	"	12	3,1	2,6
"	3,0	"	"	"	10	3,3	2,0
"	6,0	"	"	0,75E <sub>0</sub> ÷E <sub>0</sub>	36	1,6	10,3
"	4,5	"	"	"	6	≈1,6	≈6
"	3,0	"	"	"	8	≈2,6	≈5
"	6,0	3,0÷25,0	3,0÷25,0	0,5÷E <sub>0</sub>	146	6,7	6,3
"	4,5	"	"	"	38	9,8	6,6
"	3,0	"	"	"	21	6,9	3,1
"	6,0	"	"	0,5÷0,5E <sub>0</sub>	114	5,2	6,9
"	4,5	"	"	"	23	5,9	6,0
"	3,0	"	"	"	7	≈2,3	≈2
"	6,0	"	"	0,5E <sub>0</sub> ÷0,75E <sub>0</sub>	30	1,4	4,8
"	4,5	"	"	"	13	3,4	7,5
"	3,0	"	"	"	11	3,6	4,4
"	6,0	"	"	0,75E <sub>0</sub> ÷E <sub>0</sub>	2	≈0,1	≈4
"	4,5	"	"	"	2	≈0,5	≈11
"	3,0	"	"	"	3	≈1	≈7
2,5	6,0	0,0÷4,0	0,0÷4,0	0,5÷E <sub>0</sub>	222	44,1	0,91
"	4,5	"	"	"	74	43,5	0,80
"	3,0	"	"	"	83	43,4	0,82
"	6,0	"	"	0,5÷0,5E <sub>0</sub>	51	10,1	0,58
"	4,5	"	"	"	15	8,8	0,53
"	3,0	"	"	"	15	7,8	0,65
"	6,0	"	"	0,5E <sub>0</sub> ÷0,75E <sub>0</sub>	109	21,7	1,04
"	4,5	"	"	"	34	20,0	0,86
"	3,0	"	"	"	39	20,4	0,96
"	6,0	"	"	0,75E <sub>0</sub> ÷0,9E <sub>0</sub>	53	10,5	1,07
"	4,5	"	"	"	20	11,8	0,87
"	3,0	"	"	"	23	12,0	0,69
"	6,0	"	"	0,9E <sub>0</sub> ÷E <sub>0</sub>	9	≈2	≈5
"	4,5	"	"	"	5	≈3	≈4

1	2	3	4	5	6	7	8
"	3,0	"	"	"	6	≈3	≈2
"	6,0	0,0÷4,0	4,0÷30,0	0,5÷E <sub>0</sub>	59	11,7	1,53
"	4,5	"	"	"	22	12,9	1,3
"	3,0	"	"	"	32	16,8	1,37
"	6,0	"	"	0,5÷0,5E <sub>0</sub>	35	7,0	1,46
"	4,5	"	"	"	7	≈4	≈0,7
"	3,0	"	"	"	16	8,4	1,5
"	6,0	"	"	0,5E <sub>0</sub> ÷0,75E <sub>0</sub>	20	4,0	1,5
"	4,5	"	"	"	12	7,1	1,9
"	3,0	"	"	"	11	5,8	1,1
"	6,0	"	"	0,75E <sub>0</sub> ÷E <sub>0</sub>	4	≈0,8	≈2,5
"	4,5	"	"	"	3	≈1,8	≈2,9
"	3,0	"	"	"	5	≈2,6	≈1,9
"	6,0	4,0÷30,0	0,0÷4,0	0,5÷E <sub>0</sub>	118	23,4	5,7
"	4,5	"	"	"	34	20,0	3,3
"	3,0	"	"	"	42	22,0	2,7
"	6,0	"	"	0,5÷0,5E <sub>0</sub>	83	16,5	5,5
"	4,5	"	"	"	22	12,9	3,2
"	3,0	"	"	"	28	14,6	3,0
"	6,0	"	"	0,5E <sub>0</sub> ÷0,75E <sub>0</sub>	28	5,6	5,2
"	4,5	"	"	"	12	7,1	4,0
"	3,0	"	"	"	13	6,8	2,2
"	6,0	"	"	0,75E <sub>0</sub> ÷E <sub>0</sub>	7	≈1,4	≈24
"	4,5	"	"	"	0	-	-
"	3,0	"	"	"	1	-	-
"	6,0	4,0÷30,0	4,0÷30,0	0,5÷E <sub>0</sub>	104	20,7	20,0
"	4,5	"	"	"	40	23,5	13,0
"	3,0	"	"	"	34	17,8	5,4
"	6,0	"	"	0,5÷0,5E <sub>0</sub>	92	18,3	20,8
"	4,5	"	"	"	35	20,6	14,0
"	3,0	"	"	"	23	12,0	5,0
"	6,0	"	"	0,5E <sub>0</sub> ÷0,75E <sub>0</sub>	12	2,4	16
"	4,5	"	"	"	5	≈3	≈15
"	3,0	"	"	"	8	≈4	≈5

1	2	3	4	5	6	7	8
"	6,0	"	"	0,75E <sub>0</sub> ÷E <sub>0</sub>	0	-	-
"	4,5	"	"	"	0	-	-
"	3,0	"	"	"	3	≈2	≈36
5,0	6,0	0,0÷7,0	0,0÷7,0	0,5÷E <sub>0</sub>	29	47	1,6
"	4,5	"	"	"	16	42	1,4
"	3,0	"	"	"	19	45	1,0
"	6,0	"	"	0,5÷0,5E <sub>0</sub>	19	31	1,3
"	4,5	"	"	"	12	32	1,3
"	3,0	"	"	"	10	24	0,7
"	6,0	"	"	0,5E <sub>0</sub> ÷0,75E <sub>0</sub>	8	≈13	≈3
"	4,5	"	"	"	3	≈8	≈1
"	3,0	"	"	"	9	≈21	≈2
"	6,0	"	"	0,75E <sub>0</sub> ÷E <sub>0</sub>	2	≈3	≈40
"	4,5	"	"	"	1	-	-
"	3,0	"	"	"	0	-	-
"	6,0	0,0÷7,0	7,0÷35,0	0,5÷E <sub>0</sub>	9	≈14	≈15
"	4,5	"	"	"	6	≈16	≈11
"	3,0	"	"	"	6	≈14	≈4
"	6,0	"	"	0,5÷0,5E <sub>0</sub>	6	≈10	≈11
"	4,5	"	"	"	5	≈13	≈10
"	3,0	"	"	"	4	≈10	≈3
"	6,0	"	"	0,5E <sub>0</sub> ÷E <sub>0</sub>	3	≈5	≈120
"	4,5	"	"	"	1	-	-
"	3,0	"	"	"	2	≈5	≈11
"	6,0	7,0÷35,0	0,0÷7,0	0,5÷E <sub>0</sub>	19	31	113
"	4,5	"	"	"	10	26	51
"	3,0	"	"	"	12	28	17
"	6,0	"	"	0,5÷0,5E <sub>0</sub>	18	29	109
"	4,5	"	"	"	10	26	53
"	3,0	"	"	"	11	26	17
"	6,0	"	"	0,5E <sub>0</sub> ÷E <sub>0</sub>	1	-	-
"	4,5	"	"	"	0	-	-
"	3,0	"	"	"	1	-	-

1	2	3	4	5	6	7	8
"	6,0	7,0±35,0	7,0±35,0	0,5±E <sub>0</sub>	5	≈8	≈700
"	4,5	"	"	"	6	≈16	≈500
"	3,0	"	"	"	5	≈12	≈70
"	6,0	"	"	0,5±0,5E <sub>0</sub>	5	≈8	≈700
"	4,5	"	"	"	6	≈16	≈500
"	3,0	"	"	"	5	≈12	≈70
"	6,0	"	"	0,5E <sub>0</sub> ±E <sub>0</sub>	0	-	-
"	4,5	"	"	"	0	-	-
"	3,0	"	"	"	0	-	-

- а)  $\Delta n$  - число частиц, отраженных в заданный интервал энергий и углов.  
 б)  $R\% = \frac{\Delta n}{N} \cdot 100$  %, где  $n$  - полное число отраженных частиц для заданных  $E_0$  и  $\xi_0$ .

Для случая, когда угол падения  $\xi_0 = 5^\circ$  полное число "наблюденных" отраженных частиц составляет всего несколько десятков, и поэтому невозможно сделать более определенные выводы, чем дает табл. 2, о степени согласия (или несогласия) теории и наших расчетов.

Важным результатом настоящей работы нам представляется то, что для области исследуемых углов падения и начальных энергий альфа-частиц, анализ полученных данных позволяет определить условия, при которых ожидается удовлетворительное согласие, рассчитанных по методу Монте-Карло вероятностей отражения альфа-частиц от поверхности толстых образцов рассеивающего вещества, а также энергетических и угловых распределений обратно рассеянных частиц с соответствующими величинами, рассчитанными по <sup>11/</sup>. С другой стороны, в случае несоблюдения этих условий, полученные в работе результаты позволят судить о мере различия между данными расчетов по методу Монте-Карло и по формуле (33) <sup>11/</sup>.

Полученные результаты могут быть использованы при решении некоторых методических задач и, в частности, при определении влияния альфа-частиц, отраженных от стенок вакуумной камеры спектрометра, на изучаемые спектры этих частиц. Однако, в последнем случае необходимо помнить, что камера спектрометра выполнена не из чистого железа, ее стенки не являются идеально ровными и абсолютно чистыми, и поэтому расчеты о влиянии обратно рассеянных альфа-частиц на их аппаратный спектр, использующие результаты настоящей работы, следует рассматривать как оценочные.

Мы благодарим А. Маринова, при участии которого были начаты расчеты, и консультациями которого мы неоднократно пользовались на протяжении всего времени выполнения настоящей работы.

#### Литература

1. Ремизович В.С., Рязанов М.И., Тилинин И.С. ЖЭТФ, 1980, т. 79, с. 448. Сб. "Исследование поверхностных и объемных свойств твердых тел по взаимодействию частиц". Под ред. Рязанова М.И., М., Энергоиздат, 1981, с. 3.
2. Kuwata N., Kimura K., Mannami M. Nucl. Instr. Meth. in Phys. Research. 1984. v. 229(B1). p. 35.
3. Кн. "Экспериментальная ядерная физика". Под ред. Э.Сегре, т.1, М., Изд-во И.Л., 1955.
4. Росси Б. "Частицы больших энергий". М., Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1955.
5. В кн. "Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия". Под ред. К.Зигбана, вып.1, М., Атомиздат, 1969.
6. Ziegler J.F. Handbook of stopping cross-section for energetic ions in all elements: vol 4. Helium stopping powers and ranges in all elements. Pergamon. N-Y. 1977.
7. Zaidins C.S. Nucl. Instr. Meth. 1974. v.120. p.125.
8. Здесенко Ю.Г., Третьяк В.И. Препринт КИЯИ-86-43.
9. Grosswendt B., Waibel E. Nucl. Instr. Meth. 1975. v.131. p.143.
10. Janni J.F. Atom Data and Nucl. Data Tables. 1982. v.27, N 4/5. p. 418.
11. Соболев И.М. "Метод Монте-Карло", М., Изд-во "Наука", 1985.

Рукопись поступила в издательский отдел  
5 июля 1991 года.