ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 6. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОБЕГА ЭЛЕКТРОНОВ β-РАСПАДА МЕТОДОМ ПОГЛОЩЕНИЯ.

Цель работы: изучение механизма взаимодействия заряженных частиц с веществом. Определение с помощью метода поглощения максимального пробега электронов, образующихся при β - распаде, определение энергии β – частиц.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ.

Для анализа результатов различных экспериментов важно знать, какие процессы происходят при взаимодействии движущейся частицы с веществом мишени. Регистрация частиц также происходит в результате их взаимодействия с веществом детектора. Взаимодействие частиц с веществом зависит от их типа, заряда, массы и энергии. Заряженные частицы ионизируют атомы вещества, взаимодействуя с атомными электронами. Нейтроны и γ – кванты, сталкиваясь с частицами в веществе, передают им свою энергию, вызывая ионизацию за счёт вторичных заряженных частиц. В случае гамма - квантов основными процессами, приводящими к образованию заряженных частиц являются фотоэффект, эффект Комптона и рождение электрон-позитронных пар. Взаимодействие частиц зависит от таких характеристик вещества как плотность, атомный номер, средний ионизационный потенциал вещества.

Каждое взаимодействие приводит к потере энергии частицы и к изменению траектории её движения. В случае пучка заряженных частиц с кинетической энергией Е, проходящих слой вещества, их энергия уменьшается по мере прохождения вещества, разброс энергий увеличивается, пучок расширяется за счёт многократного рассеяния. Между проходящей в среде частицей и частицами вещества (электронами, атомными ядрами) могут происходить различные реакции. Как правило, их вероятность заметно меньше, чем вероятность ионизации. Однако, реакции необходимо учитывать в тех случаях, когда взаимодействующая с веществом частица является нейтральной. Например, нейтрино можно зарегистрировать только по их взаимодействию с электронами атомов или нуклонами ядер вещества детектора. Нейтроны регистрируются по протонам отдачи или по ядерным реакциям, которые они вызывают.

Взаимодействие электронов и позитронов с веществом

Прохождение электронов через вещество отличается от прохождения тяжёлых заряженных частиц. Главная причина — малая масса электрона. Это, соответственно приводит к большому изменению импульса при каждом столкновении, что в свою очередь вызывает заметное изменение направление движения электрона или позитрона, и как результат — электромагнитное радиационное излучение.

Проходя через вещество, заряженная частица совершает десятки тысяч соударений, постепенно теряя энергию. Тормозная способность вещества может быть охарактеризована величиной удельных потерь энергии $\frac{dE}{dx}$.

Удельные ионизационные потери представляют собой отношение энергии Е заряженной частицы, теряемой на ионизацию среды при прохождении отрезка х, к длине этого отрезка. Удельные потери энергии возрастают с уменьшением энергии частицы (рис. 1) и особенно резко перед остановкой в веществе (пик Брэгга). Этот эффект используется в терапии рака, где очень важно обеспечить максимальное выделение энергии в глубоко расположенной опухоли, причиняя при этом минимальный вред окружающей здоровой ткани.



Рис. 1 : Зависимость удельных потерь протонов с начальной энергией 400 МэВ от глубины проникновения протонов в биологическую ткань. Численные значения над кривой — энергия протона (в МэВ) на различной глубине проникновения. В конце пробега — пик Брэгга.

Удельные потери электронов с кинетической энергией Е, равной

$$E = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right)$$
 (1.1),

где

 m_e - масса электрона ($m_e c^2 = 511$ кэВ – энергия покоя электона); с- скорость света в вакууме; $\beta = \frac{V}{c}$, где V – скорость частицы, складываются из сумы ионизационных

и радиационных потерь

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{uonusay.} = -\frac{2\pi}{\beta^2} n_e r_0^2 m_e c^2 \left[\ln\left(\frac{m_e c^2 E}{\overline{I}^2} \cdot \frac{\beta^2}{2(1-\beta^2)}\right) - (1.2)\right]$$

$$-\left(2\sqrt{1-\beta^{2}}-1+\beta^{2}\right)\ln 2+1-\beta^{2}+\frac{1}{8}\left(1-\sqrt{1-\beta^{2}}\right)^{2}\right].$$

В этой формуле введены следующие обозначения:

$$m_e$$
, c, $\beta = \frac{V}{c}$ - то же, что и в (1.1),

n_e - плотность электронов в веществе,

$$r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,8 \cdot 10^{-13} \, cm$$
 - классический радиус электрона,

 \overline{I} - средний ионизационный потенциал атомов вещества среды, через которую проходит частица: $\overline{I} = 13, 5 \cdot Z' \cdot B$, где Z' - заряд ядер вещества среды в единицах заряда позитрона. К сожалению, эта формула слишком громоздка, поэтому на практике используют, как правило, приближенные формулы для вычислений.

Ионизационные потери энергии электронами. В области типичных для β - распада энергий электронов (0, 02 - 12 МэВ) определяющий вклад в потери энергии дают неупругие ионизационные процессы взаимодействия с атомными электронами, включающие ионизацию атомов и молекул. Передаваемая в одном столкновении энергия в среднем очень мала и при движении в веществе потери складываются из очень большого числа таких малых потерь (рис. 2). Статистические флуктуации в ионизационных процессах ведут к разбросу потерь и величин пробегов.



Рис. 2. Схематическое представление поведения траекторий первоначального параллельного нерелятивистского пучка электронов в вешестве.

3

В нерелятивистской области ионизационные потери быстро уменьшаются при увеличении энергии и достигают минимума при энергии $E \approx 1,5$ МэВ. Далее потери очень медленно (логарифмически) растут с энергией, выходя на плато. Причиной такой зависимости является поляризация среды пролетающим электроном (эффект плотности). В результате ослабляется кулоновское поле релятивистского электрона и в плотных средах (твердые тела, жидкости) потери не растут. В газах рост может достигать нескольких десятков процентов.

При расчетах потерь учитывается, что приведенная масса взаимодействующих электронов равна $\frac{m_e}{2}$, и движение обоих электронов после взаимодействия. Принимаются в расчет также квантомеханический эффекты тождественности электронов. Относительная величина этих поправок составляет несколько процентов.



Рис. 3 : N-Z диаграмма — распределение ядер в зависимости от числа протонов Z и нейтронов N. Величина A/Z = 1 + N/Z меняется в узких пределах — $2 \div 3$ для подавляющего большинства ядер.

Массовая тормозная способность $\rho^{-1}\left(\frac{dE}{dx}\right)$, где $\rho \sim \frac{n_e Z}{A}$ - массовая

плотность вещества, слабо зависит от ρ , т. к. отношение заряда Z к массовому числу A для различных веществ меняется в узких пределах (рис. 3).

Радиационные потери энергии электронами. Ионизационные потери электронов преобладают в области относительно небольших энергий. С ростом энергии электрона Е растут радиационные потери. Согласно классической электродинамике, заряд, движущийся с ускорением *a*, излучает энергию. Мощность излучения *P* определяется формулой

$$P = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{2}{3} \frac{e^2 a^2}{c^3}$$
(1.3)

Ускорение заряженной частицы в поле атомного ядра можно оценить как

$$a \approx \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{m} \cdot \frac{Z \cdot z \cdot e^2}{r^2}$$
(1.4)

где Ze - заряд частицы, ze - заряд ядра, r – расстояние между электроном и ядром. Следует отметить, что здесь мы пренебрегаем движением ядра (или переходим в систему отсчета, связанную с ядром).

Как видно из (1.3), ускорение пропорционально произведению заряда ядра на заряд частицы и обратно пропорционально массе частицы. Поэтому энергия, излучаемая при торможении протона, меньше энергии, излученной электроном в том же поле в $3,5 - 10^6$ раз. По этой причине радиационные потери, играющие важную роль в торможении электронов высокой энергии, практически не возникают при прохождении через вещество тяжелых заряженных частиц. Основные диаграммы Фейнмана тормозного излучения показаны на рис. 4.



Рис. 4 Основные диаграммы Фейнмана тормозного излучения электрона в поле ядра.

Критическая энергия. Отношение удельных радиационных и ионизационных потерь энергии *К* определяется зависимостью:

$$K = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{pa\partial.}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{uohu3.}} = 1,25 \cdot 10^{-3} ZE$$
(1.5)

где *Е* выражается в Мегаэлектронвольтах, Z — средний заряд ядер атомов среды.

Энергия электронов $E_{\text{крит}}$ при которой величина удельных радиационных потерь равна величине удельных ионизационных потерь — называется критической. Критические энергии электронов для различных веществ приведены в таблице 1.

	Критическая	Радиаг	Радиационная	
Вещество	энергия	длина L_r		
	$E_{\kappa p \mu \tau}$, МэВ	Γ/cM^2	CM	
H	340	63.1	$7 \cdot 10^{5}$	
C	C 103		19.4	
Воздух	83	83 36.2 3		
Al	47	24	8.9	
Fe	24	13.8	1.77	
Cu	21.5	12.9	1.4	
Pb	6.9	6.4 0.5		

Критические энергии электронов *E*_{крит} и радиационные длины *L_r* для различных веществ

При энергиях электрона выше критической радиационные потери преобладают над ионизационными. Так для электронов с энергией 100 МэВ радиационные потери в железе и свинце превышают ионизационные соответственно в 3 и 10 раз. В области энергий, в которой преобладают радиационные потери, энергия электронов экспоненциально убывает при прохождении через вещество:

$$E = E_0 e^{-x/L_r}$$
(1.6)

где E_0 - начальная энергия электрона, E- энергия электрона после прохождения длины x, L_r – радиационная длина – длина на которой энергия пучка электронов уменьшается в e раз.

Пробег заряженной частицы. Для определённой среды и частицы с данным зарядом Z величина dE/dx является функцией только её кинетической энергии E: $\frac{dE}{dx} = \varphi(E)$. Решая это дифференциальное уравнение относительно x, получим $dx = \frac{dE}{\varphi(E)}$. Проинтегрировав это выражение по всем значениям E от 0 до начальной энергии частицы E_0 , можно получить полный

чениям *E* от 0 до начальной энергии частицы *E*₀, можно получить полный путь R, который заряженная частица проходит до остановки:

$$R = \int_0^{E_0} \frac{dE}{\varphi(E)} \tag{1.7}$$

Обычно пробег измеряется в единицах длины (м, см, мкм) или длины, умноженной на плотность вещества, (г/см²).

Экстраполированный пробег электронов. Масса электрона значительно меньше массы тяжелых частиц, что, как уже было сказано выше, сказывается на характере движения в веществе. При столкновении с атомными электронами и ядрами электроны значительно отклоняются от первоначального направления движения и двигаются по извилистой траектории (рис. 2). Для электронов вводится пробег, определяемый минимальной толщиной вещества, измеряемой в направлении исходной скорости пучка и соответствующей полному поглощению электронов.

Экстраполированные пробеги в г/см² электронов с энергией Е (МэВ) в

алюминии можно определить по формулам:

$$R(Al) = 0.4 E^{1.4} , \qquad \text{при } E < 0.8 , R(Al) = 0.54 E - 0.133 , \qquad \text{при } E > 0.8.$$
(1.8)

Экстраполированный пробег электронов в веществе с зарядом Z и массовым числом A связан с пробегом в алюминии следующим образом:

$$R(A, Z) = R(AI) \frac{(Z/A)_{AI}}{(Z/A)}$$

Экстраполированные пробеги электронов в различных веществах приведены в таблице 2.

Таблица 2

Экстраполированные пробеги электронов в различных веществах в зависимости от их энергии, см

Вещество	Энергия электронов, МэВ				
	0.05	0.5	5	50	500
Воздух	4.1	160	$2 \cdot 10^{3}$	$1.7 \cdot 10^{4}$	$6.3 \cdot 10^{4}$
Вода	$4.7 \cdot 10^{-3}$	0.19	2.6	19	78
Алюминий	$2 \cdot 10^{-3}$	0.056	0.95	4.3	8.6
Свинец	$5 \cdot 10^{-4}$	0.026	0.30	1.25	2.5

Электроны при движении испытывают рассеяние на атомах вещества. При многократном рассеянии зависимость среднего квадрата угла отклонения $\langle \theta^2 \rangle$ электрона от его импульса *p*, скорости *V* и пройденного в веществе расстояния *x* имеет вид

$$\left< \theta^2 \right> \sim \frac{x}{\left(pV \right)^2}$$

Поскольку масса электронов мала, то углы их рассеяния, особенно при небольших энергиях, значительно больше, чем у тяжёлых частиц. Так для электронов с энергией 2 и 5 МэВ среднеквадратичный угол многократного рассеяния составляет $\langle \theta^2 \rangle \sim 1,27$ и 1, 00 соответственно, т. е. примерно в 25 раз больше угла рассеяния α - частиц с такой же энергией. Увеличению среднего угла способствует и большая величина пробега *х*. В результате многократного рассеяния направление движения электрона значительно отклоняется от исходного и полная длина пути электрона может в 1, 5 - 4 раза превосходить пробег, понимаемый как расстояние, проходимое электроном в направлении первоначального движения.

На рис. 5 показано, как меняется интенсивность *I* пучка первоначально моноэнергетических электронов от пути *x*, пройденного ими в алюминии в направлении первоначального движения, для разных начальных энергий электронов.



Рис. 5 : Зависимость изменения интенсивности *I* первоначально моноэнергетического пучка электронов от толщины алюминиевого поглотителя для разных энергий пучка. *R*_э — экстраполированный пробег для моноэнергетических электронов.

При больших энергиях ($E \gg m_e c^2 = 511$ кэВ) рассеяние невелико, основная часть электронов движется в первоначальном направлении, их интенсивность практически е меняется, что соответствует участкам плато на кривых поглощения.

По мере увеличения пройденного расстояния и уменьшения энергии угол рассеяния электронов растёт, и их интенсивность в первоначальном направлении уменьшается. При малых энергиях направления движений электронов приобретают хаотический характер, а распространение пучка — характер диффузии (рис. 2).

Процессы рассеяния электронов и потери ими энергии, ведущие к уменьшению интенсивности, носят вероятностный характер, что приводит к разбросу величин пробегов отдельных частиц. Однако, всегда можно определить некоторую среднюю величину пробегов — экстраполированный пробег. Критерии определения выбираются из соображений практического удобства и физических особенностей ослабления интенсивности пучка с заданным энергетическим спектром. В случае моноэнергетического пучка на кривой поглощения можно выделить три характерных участка — плато, сравнительно длинный линейный участок и "хвост" при малой интенсивности. Удобно определить экстраполированный пробег, как толщину поглотителя, при которой продолжение линейного участка пересекает уровень нулевой интенсивности (рис. 5)

Электроны высоких энергий. Электроны высоких энергий (E > 100 МэВ.) образуют в результате последовательных актов испускания γ -квантов

(которые рождают затем электрон-позитронные пары) каскадные ливни (рис. 6).



Рис. 6 : Каскадный ливень.

Каскадный ливень может быть инициирован и γ – квантом высокой энергии. В зависимости от толщины слоя вещества число электронов в ливне в начале быстро возрастает. Однако по мере развития каскада средняя энергия, приходящаяся на электрон, уменьшается. После того как она уменьшится настолько, что фотоны не смогут рождать электрон-позитронные пары, ливень прекращается. Число частиц в ливне для высокоэнергетичных электронов может достигать 10^6 .

Ионизация атомов среды является только одним из результатов взаимодействия с ними электронов. При энергиях электронов 10^4 MэB $< E < 10^6$ МэB вероятности различных процессов составляют соответственно:

- ионизация 35 %;
- возбуждение атомов 60 %;
- упругие столкновения 5 %.

Взаимодействие позитронов с веществом. Взаимодействие позитронов в веществе описывается теми же соотношениями, что и для электронов. Необходимо дополнительно учесть эффекты аннигиляции налетающего позитрона с электроном вещества и исключить из расчетов эффект обмена. Сечение аннигиляции $\sigma \sim \frac{1}{V}$, поэтому позитроны аннигилируют, практически потеряв всю свою энергию.

β –распад

За β-распад ответственно слабое взаимодействие. Принимающие в нём участие лептоны [электроны, позитроны, (анти)нейтрино] не участвуют в сильных взаимодействиях, а (анти)нейтрино участвуют только в слабых взаимодействиях.

Существуют три вида β-распада.

 β^{-} - распад. Реакция β^{-} - распада имеет вид

$$^{A}_{Z}X \rightarrow^{A}_{Z+1}X + e^{-} + \tilde{\nu}_{e}$$
.

В силу сохранения лептонного заряда электрон e^- рождается вместе с электронным антинейтрино $\tilde{v_e}$. Необходимым условием распада является положительность энергии распада E_{β} .

$$E_{\beta} = (M(A,Z) - M(A,Z+1) - m_e) \cdot c^2 > 0$$

где m_e — масса электрона. Энергия распада выделяется в форме кинетических энергий продуктов распада — дочернего ядра, электрона и антинейтрино. Однако, поскольку масса электрона много меньше массы дочернего ядра, а антинейтрино не имеет массы, то энергия распада практически полностью распределяется между электроном и антинейтрино.

 β^+ - распад. Аналогичный вид имеет реакция β^+ - распада

$$^{A}_{Z}X \rightarrow^{A}_{Z-1}X + e^{+} + \nu_{e}$$
.

и её условие

$$E_{\beta} = (M(A,Z) - M(A,Z-1) - m_e) \cdot c^2 > 0$$

е – захват. В случае е-захвата ядро захватывает электрон с одной из ближайших к нему атомных оболочек, вероятнее всего с К-оболочки:

$$^A_Z X + e^- \rightarrow^A_{Z-1} X + \nu_e$$
.

Реакция возможна при условии

$$E_{\rm B} = (M(A,Z) + m_e - M(A,Z-1)) \cdot c^2 > 0$$

Для отдельных ядер могут одновременно выполняться два или все три условия β - распада. Примером служит β - распад изотопа $^{64}_{29}Cu$ (рис. 7).



Рис. 7 : Схема распада ⁶⁴₂₉Cu.

При распаде $^{64}_{29}Cu$

• 37% ядер распадается по β^- - каналу с образованием стабильного изотопа 64 Zn;

• 44% ядер претерпевает е-захват;

• 18% ядер испытывает β^+ - распад с образованием изотопа ⁶⁴Ni в основном состоянии;

• 0.5% ядер участвует в е-захвате и β^+ - распаде с образованием ядра ⁶⁴Ni в возбуждённом состоянии с последующим испусканием γ -кванта и образованием основного состояния стабильного изотопа ⁶⁴Ni.

Период полураспада. Периоды полураспадов *β* - активных ядер лежат в диапазоне

$$10^{-2}~{
m c} < T_{1/2} < 10^{16}$$
 лет .

Вероятность распада в сильной степени зависит от разности спинов материнского и дочернего ядер и тем меньше, чем больше эта разность.

Энергии частиц, образующихся при β - распаде. Энергии Е электронов и позитронов, вылетающих из ядра при β^{\pm} - распадах, лежат в диапазоне

2.64 кэВ
$$\binom{187}{75}$$
Re) $\leq E \leq 16.6$ МэВ $\binom{12}{7}$ N).

Ввиду того, что продуктами β^{\pm} -распадов являются три частицы — дочернее ядро, позитрон (электрон) и (анти)нейтрино, спектр β - частиц непрерывен

(рис. 8). Средняя энергия электронов \overline{E} составляет примерно $\overline{E} = \frac{E_{\text{макс}}}{3}$. Для

тяжёлых ядер $\bar{E} \approx 0.25 \div 0.45$ МэВ. В случае е-захвата спектр вылетающих из ядра нейтрино моноэнергетичен.



Рис. 8 : Спектр электронов при β^- -распаде — зависимость числа частиц N(E) от энергии E.

Сложные распады. Относительно простой пример β - спектра, показанный на рис. 8, соответствует тому случаю, когда β - распад происходит на одно состояние конечного ядра. В этом случае закон радиоактивного распада имеет простой вид

$$dN = -\lambda N dt$$
,

Решая это дифференциальное уравнение относительно N, найдем зависимость N(t) числа ядер данного радиоактивного вещества в момент времени t, (λ — постоянная распада):

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t}$$
(1.9)
$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} - период полураспада.$$

Распады могут происходить на разные возбуждённые уровни конечного ядра, что приводит к усложнению формы β - спектра. В этом случае обычно приводят вероятности (в %) распада на различные возбуждённые состояния конечного ядра.

Если дочернее ядро нестабильно по отношению к β - распаду, то происходит ещё большее усложнение спектра регистрируемых частиц. Уравнения, описывающие динамику распада, в этом случае отражают баланс между увеличением числа дочерних ядер в результате β – распада.

$$dN_1=-N_1oldsymbol\lambda_1 dt \ , \quad dN_2=N_1oldsymbol\lambda_1 dt -N_2oldsymbol\lambda_2 dt$$

Индексами 1 и 2 обозначены величины, относящиеся к материнскому и дочернему ядрам соответственно. Интегральные соотношения имеют вид:

$$N_1(t) = N_1(0)e^{-\lambda_1 t} , \quad N_2(t) = \frac{N_1(0)\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right) + N_2(0)e^{-\lambda_2 t} .$$

Если $\lambda_1 \ll \lambda_2$, как, например, это имеет место в случае распада ⁹⁰Sr (см.



рис. 9), то соотношение между числами ядер во время $t \gg T_2$ равно

Так как число распадов в единицу времени (активность) равно λN , то полученное соотношение равновесия означает равенство активностей материнского и дочернего веществ. Для приведенного примера это означает что спектр вылетающих электронов является суммой β - спектров стронция-90 и иттрия-90, имеющих одинаковую интегральную интенсивность. Спектр иттрия-90, в свою очередь, образуется двумя β - распадами, идущими на основной и возбуждённый уровни ядра циркония-90. Основной вклад (99 %) вносят переходы на основной уровень. Переход с возбуждённого уровня ⁹⁰Zr на основной осуществляется путём испускания γ - квантов.

Экстраполированный пробег электронов β -распада. В случае пучка электронов радиоактивного β -источника, для которого характерен непрерывный спектр (см. рис. 8), уменьшение интенсивности пучка электронов происходит как за счёт рассеяния электронов, так и из-за последовательного выбывания из пучка электронов с меньшими начальными энергиями. Кривая поглощения пучка в этом случае (рис. 10) представляет собой сумму моноэнергетических кривых, аналогичных кривым на рис. 5, причём относительный вклад кривой с данной энергией *E* определяется видом β - спектра и пропорционален *N*(*E*) (см. рис. 8).

 $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 \; .$



Рис. 10 : Зависимость изменения числа I_{β} электронов, испускаемых β источником, от пути x, пройденного ими в веществе.

На кривой поглощения в этом случае отсутствует линейный участок, что не позволяет определить экстраполированный пробег электронов β -источника так же, как в случае моноэнергетического пучка (рис. 5). Однако, распределение электронов, испускаемых β - источником, по энергии таково, что линейный участок можно выделить на кривой поглощения, построенной в полулогарифмическом масштабе. Экстраполированный пробег определяется в этом случае, как толщина поглотителя, при которой продолжение линейного участка зависимости логарифма полной интенсивности $I=I_{\beta}+I_{\Phi}$ от толщины поглотителя x - (ln I)(x) пересекает уровень фона $- \ln I_{\phi}$ (рис. 11).



Рис. 11 : Зависимость изменения логарифма интенсивности $\ln I$ пучка электронов от β -источника от толщины поглотителя x. $R_{\mathfrak{s}}$ — экстраполированный пробег.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

В первом приближении зависимость I от d=x, где d – толщина поглотителя, может быть представлена в виде экспоненты:

$$I = I_0 \exp(-\alpha d) \tag{1.10}$$

где α – коэффициент поглощения, I_0 - интенсивность для d = 0.

Начиная с некоторой предельной толщины поглотителя, наступает полное поглощение β – частиц, и скорость счёта приближается к фону счётчика. Величину $R_{\text{макс}}$ называют пробегом β – частиц с максимальной энергией $E_{\text{макс}}$. или, как было сказано выше экстраполированным пробегом. Обычно пробег выражают в граммах на квадратный сантиметр площади поглотителя, исходя из соотношения

$$R_{\text{макс}} = \rho \, d_{\text{макс}}, \qquad (1.11)$$

где ρ - плотность вещества поглотителя.

Приборы и принадлежности: радиоактивный источник *β* – *излучения* (спросить у преподавателя), набор тонких алюминиевых пластинок, счётчик ионизированного излучения, соединительные кабеля.

Схема установки

1 - радиоактивный источник *β* – излучения.

2 - набор тонких алюминиевых пластинок.

3 - окошко счётчика ионизированного излучения.

- 4 счётчик ионизированного излучения.
- 5 измерительное устройство.
- 6 соединительные кабели.



Устройство и принцип работы.

1. Принцип действия установки основан на регистрации β - частиц при помощи счетчика ионизированного излучения. β–частицы ионизируют газ, которым наполнен счетчик и вызывают кратковременные разряды (импульсы), регистрируемые установкой.

2. Установка конструктивно состоит из измерительного устройства, счётчика ионизированного излучения, направляющих для перемещения источника, набора алюминиевых пластин, объекта исследования, соединяемых кабелей.

3. Измерительное устройство выполнено в виде конструктивно законченного изделия, состоящего из блока питания, блока управления и индикации, узла автоблокировки, таймера и узла пересчёта импульсов. На передней панели размещены органы управления (кнопки СТОП, СБРОС, ИЗМЕРЕНИЕ, ВРЕМЯ: «+», «-», УСТАНОВКА) и табло КОЛИЧЕСТВО ЧАСТИЦ, СЕКУНДЫ. На задней панели расположены выключатель СЕТЬ, клемма заземления держатель предохранителя, сетевой шнур с вилкой и выходной разъём. Подключается к сети 220В, 50Гц.

4. В качестве источника бета-частиц, рекомендуется применять образцовый источник диаметром 35 мм с площадью активной поверхности 1кв. см с нуклидом: стронций – 90 + иттрий –90 активностью не более 3,7*10(4)Бк. Источник помещается в держателе источника.

5. Механизм изменения расстояния между источником бета-частиц и счетчиком состоит из направляющих, по которым перемещается источник. Величину перемещения, при необходимости, можно измерить с помощью линейки.

6. Набор алюминиевых фильтров предназначен для дискретного изменения толщины фильтра при изучении поглощения β - *частиц* при прохождении через слои алюминия различной толщины.

7. Измерительное устройство включает в себя также устройство формирования импульсов (поступающих со счетчика) по амплитуде и длительности и высоковольтный преобразователь для питания счетчика.

Проведение измерений:

1.Включите установку (при этом на индикаторе ВРЕМЯ загорится 10 с) и дайте ей прогреться в течение 1.5 мин.

2. Нажать кнопку СБРОС, при этом во всех разрядах цифровых индикаторов должны загореться нули.

3. С помощью кнопок «+» и « - » установите необходимое время экспозиции (от 10 до 30 сек.).

4. Далее при выполнении измерений необходимо учитывать, что детектор регистрирует не только излучение от используемого радиоактивного источника, но и так называемое фоновое излучение, порождаемое космическими лучами. Космические лучи – это потоки элементарных частиц очень большой энергии, которые, приходя из космоса, непрерывно взаимодействуют с земной атмосферой. Сталкиваясь с атомами воздуха на больших высотах, они образуют потоки вторичных, более медленных частиц (в основном это мюоны и протоны), которые долетают до земной поверхности и образуют постоянный, но очень слабый уровень радиации. Эти вторичные частицы также производят ионизацию газа счётчика и регистрируются в эксперименте. Поэтому для получения правильного результата необходимо сначала измерить количество частиц фонового излучения $\overline{N_{\phi}}$, а затем найти результирующее количество импульсов:

$$\overline{N} = \overline{N}_{u_{3M}} + \overline{N}_{\phi} \tag{1.12}$$

5. При закрытом источнике β – *излучения* не менее семи раз включить счётчик на время, установленное в п.3. и измерить количество импульсов фонового излучения. Вычислить интенсивность фонового излучения по формуле:

$$I_{\phi} = \frac{N_{\phi}}{t_{_{U3M.}}},\tag{1.13}$$

где *t*_{изм.} - время, установленное в пункте 3 проведения измерений. Вычислить среднее значение интенсивности. Данные занести в Таблицу 4.

6. Установить источник *β* – *излучения* в центре металлической подложки так, чтобы окошко источника было на одной линии с окошком счётчи-

ка. Источник *β* – *излучения* при этом должен находиться на минимальном расстоянии от счётчика.

7. Нажать кнопку ПУСК (при этом должен загореться светодиод ИЗМЕРЕНИЕ). При этом должны появиться и нарастать показания индикаторов КОЛИЧЕСТВО ЧАСТИЦ и СЕКУНДЫ. После истечения времени экспозиции счёт импульсов автоматически прекращается. При необходимости остановки измерения необходимо нажать кнопку СТОП, при этом изменение показаний счётчиков должно прекратиться. После окончания измерений нажать кнопку СБРОС.

8. Измерить количество частиц без поглотителя и с поглотителями различной толщины, начиная с самого тонкого. По формуле (1.12) вычислить суммарное значение *N* и суммарную интенсивность *I*. Данные занести в Таблицу 3.

9. По окончании работы отключить установку от сети.

10. Записать толщину каждого алюминиего фильтра. Результаты занести в Таблицу 1.

<u>Внимание</u>: Поскольку опыт проводится с радиоактивным источником, то во избежание негативного воздействия излучения на организм необходимо после каждого измерения накрывать источник свинцовым колпаком.

<u>Внимание</u>: Режим работы установки прерывистый – через каждые 2 часа работы делается перерыв на 10 –15 мин.

Обработка результатов

1. Построить график зависимости *lnI* от *x*, где *x*=*d* - толщина поглотителя.

2. Определить по графику точку *d*, в которой продолжение линейного участка зависимости логарифма полной интенсивности $I=I_{\beta}+I_{\phi}$ от толщины поглотителя $x - \ln I(x)$ пересекает уровень фона — $\ln I_{\phi}$ (см. рис. 11).

3. Определить по формуле (1.11) экстраполированный пробег, выраженный в граммах на квадратный сантиметр площади поглотителя. $\rho_{aлюминия} = 2,7 \frac{2}{CM^3}$

и результат занести в таблицу 5.

4. Пользуясь калибровочным графиком на рис. 12 определить максимальную энергию β – частиц источника *Emax. эксп.* и результат занести в таблицу

5. Воспользовавшись формулой (1.8) (обратный ход) вычислить пробег электронов $R_{meop.}$ в алюминии и сравнить с экспериментально определенным пробегом с помощью графика. Сравнить теоретические и экспериментальные результаты.

6. Оценить погрешности результатов (см. рис. 13). Ошибка определения интенсивности равна $\Delta I = \frac{\Delta N}{t}$, а логарифма интенсивности -

$$\Delta(\ln I) = \frac{\Delta I}{I} = \frac{\Delta N}{N} = \delta \; .$$



Рис. 12 : Зависимость экстраполированного пробега электронов в алюминии R от их энергии E.



Рис. 13 Схематическое определение ошибки экстраполированного пробега $R_{\rm p}$ из экспериментальных данных.

	~			\mathbf{a}	
	วก	TIA	IT Q	-	
1	av	JIKI	ца	Э.	

No	t,c	N, количество частиц					
		Толщина пластин d, мм					
		d=0	d_1	d_2	d ₃	d_4	d ₅
1							
2							
3							
4							
5							
6							
7							
	$\overline{I}_{u_{3M}}$						
	\overline{I}						

Таблица 4.



Таблица	5.
---------	----

-		•		,
	d_{max} ,см	$R_{max \; m _{> kcn.}}$, г/см 2	Eтах. эксп , M Э B	$R_{max\ meop.}$,г/с ${\cal M}^2$

Контрольные вопросы:

- 1. Дайте определение удельных ионизационных потерь.
- 2. Доказать, что энергия, излучаемая при торможении в тормозящем поле протона, меньше энергии, излучаемой электроном в таком же тормозящем поле?
- **3.** Как называется энергия электронов, при которой величина удельных радиационных потерь равна величине удельных ионизационных потерь?
- 4. Объяснить понятие радиационной длины.
- 5. В чём причина радиоактивности ядер?
- 6. Найти энергию *Е* электронов в электрон-вольтах, после прохождения ими 0,5 мм пластины алюминия, если начальная энергия электронов равна 100 МэВ.
- 7. Найти полный путь, который частица проходит до остановки, если величина удельных потерь энергии частицы зависит от энергии по закону: $\frac{dE}{dx} = \frac{5}{E}$, если начальная энергия частицы $E_0 = 10$ эВ.
- 8. Что понимается под экстраполированным пробегом электронов?
- **9.** Вычислить экстраполированный пробег электронов с энергией E = 0,6 э*B* в железе с атомной массой 56.
- **10.** Рассчитать толщину алюминиевой мишени, полностью поглощающей электроны с энергией 1МэВ.
- 11. Энергия протонов в ускорителе 100 МэВ. Подсчитать толщину поглотителя, из углерода, необходимую для снижения энергии до 20 МэВ.
- 12. Что такое «каскадные ливни»?
- **13.** Опишите три вида β распада.
- **14.** В чем причина столь сильной разницы в периодах полураспада β активных ядер?
- 15. В чём состоит закон радиоактивного распада?
- 16. Что такое период полураспада?
- 17. Вывести исходя из закона радиоактивного распада формулу для периода полураспада, считая известной постоянную распада λ.
- 18. Что такое фоновое излучение и какова причина его появления?
- **19.** Как в данной работе вы определяли пробег электронов *R* и их максимальную энергию *E max*?

Список используемой литературы:

- 1. Ахматов А. С., Андреевский В. М., Кулаков А.И. и др. Лабораторный практикум по физике. М., Высшая школа, 1980, с. 334-336.
- **2.** Нерсесов Э.А. Основные законы атомной и ядерной физики. М., Высшая школа, 1988, с.271-279.
- 3. Савельев И. В. Курс общей физики. М., 1982, т. 3, с. 230-263.
- **4.** Широков Ю. М., Юдин Н. П. Ядерная физика. М., Наука, 1980, с. 30-44, с. 203-272.
- 5. Практикум по общей физике (часть 3). Тула, Типография ТПИ, 1984, с. 2-21.
- 6. Практикум по ядерной физике. М., МГУ, 1972, 2-е изд., с. 75-103.
- 7. Капитонов И. М., Введение в физику ядра и частиц.

В разработке лабораторной работы принимали участие:

Семин В. А.

Колмаков Ю. Н.

Финогенов С. Е.