

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 27

### ТРЕХЧАСТИЧНАЯ ЯДЕРНАЯ РЕАКЦИЯ

#### §1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное и теоретическое исследование процессов столкновения частиц является основным источником информации об их свойствах. Столкновения ядер и элементарных частиц называются *ядерными реакциями*. Для их экспериментального исследования пучок частиц определенного типа направляется на мишень, состоящую из известных ядер. В результате их взаимодействия образуется некоторое количество частиц – продуктов реакции, которые могут регистрироваться соответствующими детекторами. При этом могут измеряться энергии, импульсы, электрические заряды, массы продуктов реакции.

Символически запишем реакцию в виде

$$\alpha_{01} + \alpha_{02} \rightarrow \alpha_1 + \alpha_2 + \dots + \alpha_N, \quad (1)$$

где  $N$  – количество продуктов. Каждый набор частиц в конечном состоянии  $\{\alpha_i\}_{i=1}^N$  называют *выходным каналом реакции*, а совокупность частиц  $\{\alpha_{01}, \alpha_{02}\}$  *входным каналом*. Заданному входному каналу может соответствовать несколько выходных, одним из которых всегда является канал, совпадающий с входным. Этот канал называется *упругим*, поскольку в процессе взаимодействия не изменяется внутреннее состояние частиц.

Экспериментально определяемые характеристики входного и выходного каналов соответствуют их асимптотическим состояниям  $|in\rangle$  и  $|out\rangle$ , в которых частицы находятся настолько далеко друг от друга, что их взаимодействием можно пренебречь. Фундаментальным понятием квантовой теории столкновений [1, 2] является *оператор рассеяния*  $\hat{S}$ , связывающий эти асимптотические состояния

$$|out\rangle = \hat{S}|in\rangle. \quad (2)$$

Оператор рассеяния (S-матрица) определяется характером взаимодействия частиц при их сближении на микроскопические расстояния, где их наблюдение принципиально невозможно с помощью макроскопических приборов. Поэтому обычно анализ экспериментальных данных по рассеянию возможен только в рамках некоторой

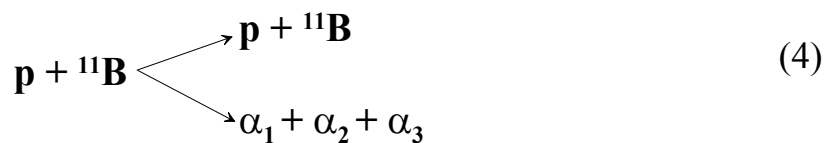
теоретической модели взаимодействия, которую принято называть *механизмом реакции*. Эта *динамика взаимодействия* всегда ограничена *законами сохранения* энергии, импульса, момента импульса, электрического, барионного и лептонного зарядов. В случае сильных и электромагнитных взаимодействий к ним надо добавить закон сохранения четности. Ограничения, связанные с действием законов сохранения, называются *кинематическими*. Роль закономерностей этих двух типов (динамических и кинематических) при анализе экспериментальных данных по рассеянию различна. Кинематические закономерности имеют абсолютный характер, а динамические являются следствиями механизма реакции, т.е. принятой теоретической модели процесса. Целью анализа экспериментальных данных является «выделение динамики на кинематическом фоне».

Как видно из (2), в отсутствие взаимодействия, когда состояние системы не изменяется, оператор рассеяния сводится к единичному оператору  $\mathcal{F}$ . Поэтому для описания взаимодействия принято использовать их разность

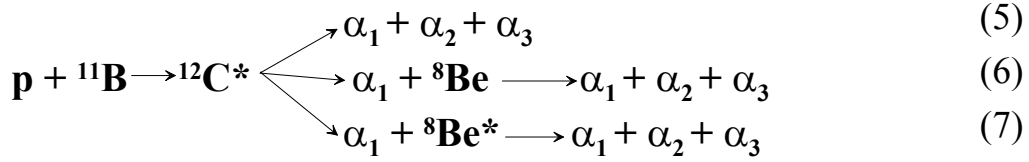
$$\mathcal{F} = \frac{i}{2\pi} (\mathcal{S} - \mathcal{F}), \quad (3)$$

где  $i/2\pi$  – мнимая константа. Этот оператор называется *оператором перехода* или Т-оператором. Его матричный элемент  $\langle fin | \mathcal{F} | in \rangle$  определяет амплитуду вероятности перехода системы из начального состояния  $|in\rangle$  в состояние  $|fin\rangle$ , которое задается условиями регистрации продуктов реакции (1).

В данной лабораторной работе изучаются процессы, происходящие при бомбардировке ядер  $^{11}\text{B}$  протонами с энергией, лежащей в диапазоне 150÷200 кэВ. При этом наряду с упругим каналом открыт канал с образованием трех  $\alpha$ -частиц:



Теоретический анализ показывает, что оба канала связаны с механизмом образования *составного ядра*  $^{12}\text{C}$ , которое распадается либо по одному, либо по другому каналу. Кроме того, в *трехчастичном канале* возможно парное резонансное взаимодействие  $\alpha$ -частиц с образованием промежуточного ядра  $^8\text{Be}$  в основном или возбужденном состояниях:



В этой лабораторной работе измеряются *энергетические спектры*  $\alpha$ -частиц, вылетающих в различных направлениях, при нескольких энергиях бомбардирующих протонов с целью получения оценки относительной вероятности каждого из трех механизмов (5), (6), (7) трехчастичного канала. Также надо оценить энергии возбуждения и времена жизни образующихся состояний промежуточного ядра  ${}^8\text{Be}$ .

## §2. Дифференциальное сечение трехчастичной реакции

Дифференциальное сечение реакции (1) можно представить в следующем общем виде [2]:

$$d^{3N} \sigma = \frac{(2\pi)^4}{|\vec{v}_{01} - \vec{v}_{02}| E_{01} E_{02}} \left| \langle fin | \mathcal{F} | in \rangle \right|^2 \delta^{(3)}(\vec{P}_{in} - \vec{P}_{fin}) \cdot \delta(E_{in} - E_{fin}) \prod_{j=1}^N (d^3 p_j / E_j), \quad (8)$$

где  $\{\vec{p}_j\}_{j=1}^N$  – импульсы продуктов реакции;  $E_{01}$ ,  $E_{02}$ ,  $\vec{p}_{01}$ ,  $\vec{p}_{02}$ ,  $\vec{U}_{01}$ ,  $\vec{U}_{02}$  – полные энергии, импульсы и скорости сталкивающихся частиц;  $\vec{P}_{in} = \vec{p}_{01} + \vec{p}_{02}$  – импульс системы в начальном состоянии  $|in\rangle$ ,  $\vec{P}_{fin} = \sum_{j=1}^N \vec{p}_j$  – импульс системы в конечном состоянии  $|fin\rangle$ ,  $E_{in} = E_{01} + E_{02}$  – полная энергия системы в начальном состоянии,  $E_{fin} = \sum_{j=1}^N E_j$  – полная энергия системы в конечном состоянии,  $\langle fin | \mathcal{F} | in \rangle$  – элемент T-матрицы, соответствующий переходу из начального состояния  $|in\rangle$  в конечное состояние  $|fin\rangle$ , которые задаются импульсами сталкивающихся и регистрируемых частиц. Выражение (8) включает  $\delta$ -функции, содержащие ограничения, накладываемые на импульсы продуктов реакции законами сохранения импульса и энергии

$$\vec{p}_{01} + \vec{p}_{02} = \sum_{j=1}^N \vec{p}_j, \quad E_{01} + E_{02} = \sum_{j=1}^N E_j \quad (9)$$

Благодаря этим  $\delta$ -функциям вклад в дифференциальное сечение дают только те области импульсного пространства продуктов реакции, которые удовлетворяют законам сохранения (9).

Изучаемая в настоящей лабораторной работе реакция  $^{11}\text{B}(p,3\alpha)$  является трехчастичной ( $N = 3$ ). Конечное состояние определяется тремя импульсами, т.е. девятью скалярными параметрами. Если импульсы частиц  $\alpha_{01}$  и  $\alpha_{02}$  во входном канале зафиксированы, на эти 9 параметров наложены 4 связи, задаваемые законами сохранения (9). Остаются 5 независимых кинематических параметров, определяющих Т-матрицу. В Ц-системе, где  $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3 = 0$ , импульсы продуктов реакции могут рассматриваться в качестве сторон треугольника. Его ориентация в импульсном пространстве задается как ориентация твердого тела тремя параметрами (например, углами Эйлера). Если бомбардирующие частицы не поляризованы, а поляризация продуктов реакции не регистрируется, то в задаче рассеяния нет каких-либо выделенных направлений. Поэтому вероятность трехчастичной реакции не может зависеть от ориентации импульсного треугольника. Следовательно, из пяти независимых параметров остаются только два, определяющих дифференциальное сечение. В качестве них можно взять энергии  $E_1, E_2$  каких-либо двух частиц. Поэтому матричный элемент можно представить в виде

$$\langle fin | \hat{F} | in \rangle = M(E_1, E_2). \quad (10)$$

Выражение (8) инвариантно относительно преобразования Лоренца, а поэтому справедливо в любой инерциальной системе отсчета. Чаще других используются *лабораторная система* (Л-система), где одна из сталкивающихся частиц покоится (положим  $\vec{p}_{02} = 0$ ), и *система центра масс* (Ц-система), где равен нулю полный импульс

$$\vec{p}_{01} + \vec{p}_{02} = 0, \quad (11)$$

Все величины в Л-системе будем снабжать индексом Л, а величины в Ц-системе будут без специальных индексов.

Формула (8) позволяет получить импульсное распределение любой частицы путем интегрирования по импульсам всех других частиц. Особенно простой вид оно имеет в Ц-системе. Для трехчастичной реакции, интегрируя (8), находим

$$d^2\sigma = A |M(E_1, E_2)|^2 \Delta_S(E_1, E_2) dE_1 dE_2, \quad (12)$$

где  $A$  – константа,

$$\Delta_s(E_1, E_2) = \begin{cases} 1 & \text{при } (E_1, E_2) \in S, \\ 0 & \text{при } (E_1, E_2) \notin S, \end{cases} \quad (13)$$

$S$  – некоторая область в плоскости  $(E_1, E_2)$ , определяемая законами сохранения энергии и импульса. Интегрируя (12), получаем энергетический спектр в Ц-системе произвольного продукта трехчастичной реакции

$$\frac{d\sigma}{dE_1} = A \int |M(E_1, E_2)|^2 \Delta_s(E_1, E_2) dE_2. \quad (14)$$

Поскольку вероятность трехчастичного процесса с неполяризованными частицами не зависит от ориентации импульсного треугольника продуктов, можно утверждать, что угловое распределение любого продукта изотропно. Поэтому энергетический спектр не зависит от направления  $\Omega_1$  вылета частицы и можно написать

$$\frac{d^2\sigma}{dE_1 d\Omega_1} = \frac{1}{4\pi} \frac{d\sigma}{dE_1}. \quad (15)$$

### **§3. Кинематика нерелятивистской трехчастичной реакции**

Для преобразования дифференциального сечения (15) из Ц-системы в Л-систему необходимо установить связь между кинематическими величинами, характеризующими частицы в этих системах отсчета. Сделаем это в нерелятивистском случае, когда скорости всех частиц малы по сравнению со скоростью света и преобразование Лоренца переходит в преобразование Галилея.

Пусть  $\vec{V}'$  есть скорость движения системы отсчета К относительно системы К', а  $\vec{v}$  – скорость частицы в системе К. Согласно преобразованию Галилея скорость этой же частицы относительно системы отсчета К' есть

$$\vec{v}' = \vec{v} + \vec{V}'. \quad (16)$$

Отсюда для преобразования импульса  $\vec{p} = m\vec{v}$  и кинетической энергии  $T = (\vec{p})^2 / 2m$  частицы с массой  $m$  получаем

$$\vec{p}' = \vec{p} + m\vec{V}', \quad (17)$$

$$T' = T + \vec{p}\vec{V}' + \frac{m}{2}(\vec{V}')^2. \quad (18)$$

Легко видеть, что эти формулы применимы и к системе частиц, если под  $m$ ,  $\vec{p}$ ,  $T$  подразумевать суммарную массу, импульс и кинетическую энергию частиц системы. В частности, если  $K$  – система центра масс, где  $\vec{p} = 0$ , получаем

$$\vec{p}' = m\vec{V}', \quad T' = T + \frac{(\vec{p}')^2}{2m}, \quad (19)$$

где  $\vec{p}'$  – полный импульс относительно системы  $K'$ .

Вводя сферическую систему координат с полярной осью вдоль переносной скорости  $\vec{V}'$ , из (17) получаем

$$\begin{aligned} p' \cos \theta' &= p \cos \theta + mV', \\ p' \sin \theta' &= p \sin \theta, \end{aligned} \quad (20)$$

откуда находим закон преобразования угла вылета частицы

$$\operatorname{tg} \theta' = \frac{\sin \theta}{\cos \theta + V'/v}, \quad (21)$$

где  $V = p/m$  – скорость частицы в системе  $K$ . Для получения обратного преобразования запишем (17) в виде

$$\vec{p} = \vec{p}' - m\vec{V}'$$

и спроектируем на вектор  $\vec{V}'$ ; получаем

$$\begin{aligned} p \cos \theta &= p' \cos \theta' - mV', \\ p \sin \theta &= p' \sin \theta' \end{aligned} \quad (22)$$

откуда

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\sin \theta'}{\cos \theta' - V'/v'}, \quad (23)$$

где  $v' = p'/m$  – скорость частицы в системе  $K'$ .

Формулы (14) и (15) дают энергетический спектр продукта трехчастичной реакции, вылетающего в заданном направлении в  $\Pi$ -системе. Поскольку полная  $E$  и кинетическая  $T$  энергии связаны соотношением

$$E = T + mc^2, \quad (24)$$

имеем

$$\frac{d^2 \sigma}{dT d\Omega} = \frac{d^2 \sigma}{dE d\Omega}.$$

Переходя здесь от переменных  $(T, \Omega)$  к переменным  $(T^\wedge, \Omega^\wedge)$ , получаем

$$\frac{d^2 \sigma}{dT^\wedge d\Omega^\wedge} = \frac{d^2 \sigma}{dT d\Omega} \left| \frac{dT d\Omega}{dT^\wedge d\Omega^\wedge} \right|. \quad (25)$$

Согласно (17), имеем

$$d^3 p^\wedge = d^3 p,$$

т. е.

$$(p^\wedge)^2 dp^\wedge d\Omega^\wedge = p^2 dp d\Omega. \quad (26)$$

Поскольку  $p dp = m dT$ , получаем

$$\frac{dT d\Omega}{dT^\wedge d\Omega^\wedge} = \frac{p^\wedge}{p}, \quad (27)$$

причем  $p^\wedge/p$  можно выразить как через переменные в Ц-системе, так и через переменные в Л-системе. Из (20) и (22) находим

$$\frac{p^\wedge}{p} = [(\cos \theta + \chi)^2 + \sin^2 \theta]^{1/2} = [(\cos \theta^\wedge - \chi^\wedge)^2 + \sin^2 \theta^\wedge]^{1/2}, \quad (28)$$

где

$$\chi = \frac{V^\wedge}{v}, \quad \chi^\wedge = \frac{V^\wedge}{v^\wedge}. \quad (29)$$

Скорость  $V^\wedge$  движения Ц-системы относительно Л-системы легко можно найти из (19), если под  $\vec{p}'$  подразумевать полный импульс в Л-системе, а под  $m$  – полную массу частиц. Применяя эту формулу к частицам во входном канале реакции (8), находим

$$\vec{V}^\wedge = \frac{\vec{p}_{01}^\wedge}{m_{01} + m_{02}}. \quad (30)$$

Как видно из (21), (23), (28), величина эффекта перехода из Ц- в Л-систему определяется величинами  $\chi$  и  $\chi^\wedge$ . Если

$$\chi \ll |\cos \theta|, \quad \chi^\wedge \ll |\cos \theta^\wedge|, \quad (31)$$

можно пренебречь различием Л- и Ц-систем.

Теперь найдем область  $S$  в плоскости  $(T_1, T_2)$ , содержащую точки, разрешенные законами сохранения (9) энергии и импульса. Для этого введем в рассмотрение систему отсчета  $K^*$ , которая является системой центра масс частиц 2 и 3. Все величины в этой системе будем снабжать звездочкой. Следовательно,

$$\vec{p}_2^* + \vec{p}_3^* = 0. \quad (32)$$

Обозначим суммарную кинетическую энергию частиц 2 и 3 в этой системе

$$T_{23}^* = T_2^* + T_3^*, \quad (33)$$

а в Ц-системе

$$T_{23} = T_2 + T_3. \quad (34)$$

Согласно (19) имеем

$$T_{23} = T_{23}^* + \frac{(\vec{p}_2 + \vec{p}_3)^2}{2(m_2 + m_3)},$$

где  $\vec{p}_2 + \vec{p}_3 = -\vec{p}_1$ . Следовательно,

$$T_{23}^* = T_{23} - \frac{m_1}{m_2 + m_3} T_1, \quad (35)$$

где  $T_1 = p_1^2 / 2m_1$  – кинетическая энергия частицы 1 в Ц-системе. Обозначим суммарную кинетическую энергию продуктов реакции в Ц-системе

$$T_0 = T_1 + T_2 + T_3.$$

Тогда  $T_{23} = T_0 - T_1$  и (35) принимает вид

$$T_{23}^* = T_0 - \frac{m_1 + m_2 + m_3}{m_2 + m_3} T_1. \quad (37)$$

Решая систему уравнений (32) и (33), находим

$$\vec{p}_2^* = -\vec{p}_3^*, \quad p_2^* = \sqrt{2 \frac{m_2 m_3}{m_2 + m_3} T_{23}^*}. \quad (38)$$

Из (37) и (38) видно, что импульсы частиц 2 и 3 в системе  $K^*$  одинаковы по модулю и однозначно определяются энергией  $T_1$  частицы 1

в Ц-системе. Обозначим  $\vec{v}_2^* = \vec{p}_2^*/m_2$  – скорость частицы 2 в системе  $K^*$ . Тогда в Ц-системе скорость этой частицы согласно (16) есть

$$\vec{v}_2 = \vec{v}_2^* + \vec{V}, \quad (39)$$

где

$$\vec{V} = \frac{\vec{p}_2 + \vec{p}_3}{m_2 + m_3} = -\frac{\vec{p}_1}{m_2 + m_3} \quad (40)$$

– скорость системы  $K^*$  относительно Ц-системы. Поскольку согласно (38) скорость  $V_2^*$  частицы не зависит от направления ее вылета, из (39) следует, что экстремальные значения скорости  $v_2$  определяются формулой

$$v_2^{\max/\min} = |v_2^* \pm V|, \quad (41)$$

если импульс частицы 1 в Ц-системе есть  $p_1$ . Следовательно, если кинетическая энергия частицы 1 есть  $T_1 = p_1^2/2m_1$ , кинетическая энергия частицы 2 в Ц-системе имеет экстремальные значения  $T_2^{\max/\min} = \frac{m_2}{2} |v_2^* \pm V|^2$ . Подставляя сюда (38), (35) и (40), находим

$$T_2^{\max/\min} = \frac{m_3}{m_2 + m_3} T_0 + \frac{m_1 m_2 - M m_3}{(m_2 + m_3)^2} T_1 \pm 2 \frac{\sqrt{m_1 m_2 m_3 M}}{(m_2 + m_3)^2} \sqrt{T_1 (T_1^{\max} - T_1)}, \quad (42)$$

где

$$M = m_1 + m_2 + m_3, \quad T_1^{\max} = \frac{m_2 + m_3}{M} T_0. \quad (43)$$

Формула (42) дает границу искомой кинематически разрешенной области  $S$ . Из нее же видно, что энергия частицы 1 лежит в интервале

$$0 \leq T_1 \leq T_1^{\max}. \quad (44)$$

Граница кинематически разрешенной области называется *фигурой Далица*.

Наконец, найдем  $T_0$  из (36), (24) и (9)

$$T_0 = T_{01} + T_{02} + Q, \quad (45)$$

где

$$Q = m_{01} + m_{02} - m_1 - m_2 - m_3 \quad (46)$$

– энергия реакции. Используя (19) и (30), находим

$$T_{01} + T_{02} = T_{01}^{\wedge} - \frac{m_{01} + m_{02}}{2} \cdot \frac{p_{01}^2}{(m_{01} + m_{02})^2} = \frac{m_{02}}{m_{01} + m_{02}} T_{01}^{\wedge}.$$

Подставляя в (45), получаем

$$T_0 = Q + \frac{m_{02}}{m_{01} + m_{02}} T_{01}^{\wedge}. \quad (47)$$

Применительно к реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  имеем  $m_1 = m_2 = m_3 = m_\alpha$ , а фигура Далица (42) принимает вид

$$T_2 = \frac{1}{2} \left( T_0 - T_1 \pm \sqrt{3T_1 \left( \frac{2}{3} T_0 - T_1 \right)} \right). \quad (48)$$

Заметим, что величина  $T_{23}^*$ , введенная в (33), в данном случае имеет значение

$$T_{23}^* = (m_{^8\text{Be}} - 2m_\alpha) c^2, \quad (49)$$

а система отсчета  $K^*$  является системой покоя ядра  $^8\text{Be}$ .

#### **§4. Механизмы реакции**

Формула (14) дает дифференциальное сечение произвольной трехчастичной реакции, если известна ее  $T$ -матрица. Простейшим является такой механизм реакции, когда  $T$ -матрица не зависит от кинематических переменных и может быть аппроксимирована константой

$$M(T_1, T_2) = \text{const}. \quad (50)$$

При этом (14) после интегрирования по  $T_2$  в пределах (42) принимает вид

$$\frac{d\sigma}{dT_1} \sim \sqrt{T_1 (T_1^{\text{max}} - T_1)}. \quad (51)$$

Рассмотренный механизм называется *статистическим распадом*, потому что дифференциальное сечение определяется только

величиной объема в импульсном пространстве, занимаемого продуктами реакции, а также теми корреляциями импульсов, которые обусловлены законами сохранения энергии и импульса.

Механизм статистического распада соответствует модели распада промежуточного (составного) ядра на три частицы без какого-либо взаимодействия между ними в конечном состоянии.

Однако такой распад может сопровождаться сильным *двухчастичным взаимодействием*, приводящим к образованию двухчастичной системы С с конечным временем жизни:

$$\alpha_{01} + \alpha_{02} \rightarrow \theta \rightarrow \alpha_1 + c \rightarrow \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3. \quad (52)$$

Эта модель соответствует *двухступенчатому механизму* процесса, когда на первой стадии промежуточное ядро  $\theta$  распадается на две частицы ( $\alpha_1 + c$ ), а затем частица  $c$  тоже распадается на пару частиц ( $\alpha_2 + \alpha_3$ ). Такой механизм реакции может быть описан T-матрицей следующего вида

$$\langle fin | \mathcal{T} | in \rangle \sim \frac{\Gamma/2}{T_R - T_{23}^* - i\Gamma/2}, \quad (53)$$

где  $T_{23}^*$  – суммарная кинетическая энергия частиц 2 и 3 в их системе центра масс,  $T_R$ ,  $\Gamma$  – некоторые положительные константы,  $i$  – мнимая единица. Следовательно,

$$\left| \langle fin | \mathcal{T} | in \rangle \right|^2 \sim \frac{(\Gamma/2)^2}{(T_R - T_{23}^*)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (54)$$

Эта функция называется *функцией Лоренца*. Ее максимум находится в точке  $T_R$ , а ширина на половине максимума равна  $\Gamma$ . Выражение (54) называется *формулой Брайта-Вигнера*. Она описывает резонансную зависимость сечения процесса от величины внутренней энергии системы, состоящей из частиц 2 и 3. Поэтому  $T_R$  называется *резонансной энергией*, а  $\Gamma$  – *шириной резонанса*. По этой же причине двухступенчатый механизм называют *резонансным*. Время жизни  $\tau$  резонансного состояния и его ширина  $\Gamma$  связаны известным соотношением  $\tau \Gamma = \hbar$ .

Подставляя (37) в (54), получаем

$$|\langle fin | \mathcal{F} | in \rangle|^2 \sim \frac{\left(\frac{\tilde{\Gamma}}{2}\right)^2}{(T_1 - T_1^{(R)})^2 + \left(\frac{\tilde{\Gamma}}{2}\right)^2}, \quad (55)$$

где

$$T_1^{(R)} = \frac{m_2 + m_3}{M}(T_0 - T_R), \quad \tilde{\Gamma} = \frac{m_2 + m_3}{M}\Gamma. \quad (56)$$

Подставляя (55) в (14), находим

$$\frac{d\sigma}{dT_1} \sim \frac{\left(\frac{\tilde{\Gamma}}{2}\right)^2}{(T_1 - T_1^{(R)})^2 + \left(\frac{\tilde{\Gamma}}{2}\right)^2} \sqrt{T_1(T_1^{\max} - T_1)}. \quad (57)$$

Подставляя (54) в (12) и интегрируя по  $T_1$  при фиксированном  $T_2$  с использованием (35) и (42), получаем

$$\frac{d\sigma}{dT_2} \sim \tilde{\Gamma} \left[ \arctg \frac{T_{23}^{*\max}(T_2) - T_R}{\Gamma/2} + \arctg \frac{T_R - T_{23}^{*\min}(T_2)}{\Gamma/2} \right], \quad (58)$$

где

$$T_{23}^{*\min}(T_2) = T_0 - \frac{M}{m_2 + m_3} T_1^{\max}(T_2),$$

$$T_1^{\max}(T_2) = \frac{m_3}{m_1 + m_3} T_0 + \frac{m_1 m_2 - M m_3}{(m_1 + m_3)^2} T_2 \pm 2 \frac{\sqrt{m_1 m_2 m_3 M}}{(m_1 + m_3)^2} \sqrt{T_2(T_2^{\max} - T_2)},$$

$$T_2^{\max} = \frac{m_2 + m_3}{M} T_0. \quad (59)$$

Формулы (57) и (58) дают *энергетические спектры* продуктов реакции, причем последняя соответствует частице, являющейся продуктом распада резонансного состояния пары частиц ( $\alpha_2 + \alpha_3$ ). Их вид определяется параметрами  $T_R$  и  $\Gamma$  резонанса. Поэтому экспериментальное исследование энергетических спектров продуктов трехчастичной реакции позволяет получать информацию о параметрах *двухчастичных резонансов*.

Рассмотрим специально один частный случай, когда продуктами трехчастичной реакции являются три тождественные частицы. Обозначим  $T_{ik}$  матрицу, соответствующую резонансу в паре частиц ( $\alpha_i + \alpha_k$ ). Поскольку в данном случае частицы неразличимы, гамиль-

тониан системы должен быть инвариантен относительно перестановки любой пары частиц. Поэтому T-матрицу реакции следует взять в виде

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_{12} + \mathcal{F}_{13} + \mathcal{F}_{23}. \quad (60)$$

Следовательно, сечение реакции определяется величиной

$$|\mathcal{F}|^2 = |\mathcal{F}_{12}|^2 + |\mathcal{F}_{13}|^2 + |\mathcal{F}_{23}|^2 + 2 \operatorname{Re}(\mathcal{F}_{12} \mathcal{F}_{13}^* + \mathcal{F}_{12} \mathcal{F}_{23}^* + \mathcal{F}_{13} \mathcal{F}_{23}^*), \quad (61)$$

т.е. оно не сводится к сумме сечений, соответствующих резонансу в каждой паре частиц.

Этот частный случай реализуется в реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ . При этом в роли двухчастичной системы  $C$  выступает ядро  $^8\text{Be}$ .

## **§ 5. Обработка экспериментальных данных.**

### **5.1. Потери энергии и преобразование энергетического спектра при прохождении частиц через слой вещества.**

Для защиты детектора от интенсивного потока протонов, упруго рассеянных в мишени, используется майларовая пленка. Толщина пленки достаточна для полного поглощения всех протонов. Поскольку  $\alpha$ -частицы тормозятся в пленке, спектр  $W_F(T_F)$  прошедших через этот фильтр частиц отличается от спектра  $W(T)$  частиц, падающих на него. Эти спектры связаны очевидным соотношением

$$W_F(T_F) = W(T) \left| \frac{dT}{dT_F} \right|, \quad (62.1)$$

где  $T_F$  – энергия частицы после прохождения фильтра, а  $T$  – энергия той же частицы до фильтра. Уменьшение энергии тяжелой частицы описывается соотношением

$$\frac{dT}{dx} = -S(T), \quad (62.2)$$

где  $S(T)$  – тормозная способность вещества фильтра, а  $X$  – координата частицы на ее прямолинейной траектории. Пусть толщина пленки  $h$ , и частицы падают на нее перпендикулярно. Интегрируя (62.2), находим

$$\int_{T_F(T)}^T \frac{dT'}{S(T')} = h. \quad (62.3)$$

Дифференцируя это соотношение по  $T$ , получаем

$$\frac{dT_F}{dT} = \frac{S(T_F)}{S(T)}. \quad (62.4)$$

Обозначим  $R(T)$  пробег частицы с энергией  $T$ , т.е.

$$R(T) = \int_0^T \frac{dT'}{S(T')}. \quad (62.5)$$

Тогда (62.3) можно переписать в виде

$$R(T) - R(T_F) = h. \quad (62.6)$$

Это соотношение позволяет найти  $T_F$  по заданному  $T$ . Подставляя (62.4) в (62.1), находим спектр частиц, прошедших фильтр, в виде

$$W_F(T_F) = W(T) \frac{S(T)}{S(T_F)}. \quad (62.7)$$

## **5.2. Преобразование спектра энергий частиц в спектр амплитуд импульсов спектрометра.**

Измеряемой величиной в спектрометрическом эксперименте является *амплитудное распределение*  $P(A)$  импульсов спектрометра, регистрирующего частицы с *энергетическим распределением*  $V(T)$ .

Амплитуда  $A$  электрического импульса на выходе спектрометра является случайной величиной и может быть представлена в виде

$$A = \varepsilon + \xi, \quad (63.1)$$

где  $\xi$  – вклад в амплитуду заряда, образованного в детекторе при попадании в него частицы с энергией  $T$ , а  $\varepsilon$  – вклад в амплитуду различных других источников заряда (шумов детектора и усилительного тракта), а также источников флуктуаций заряда за счет статистического характера процесса торможения частицы в рабочем веществе детектора и процессов образования вторичных носителей заряда в детекторе. Считая  $\varepsilon$  и  $\xi$  независимыми случайными величинами с плотностями вероятности  $W(\varepsilon)$  и  $G(\xi)$  соответственно, для плотности вероятности их суммы (63.1) по общему правилу вычисления плотности распределения функции случайных величин имеем

$$P(A) = \int W(\varepsilon)G(\xi)\delta(A - \varepsilon - \xi)d\varepsilon d\xi = \int W(\varepsilon)G(A - \varepsilon)d\varepsilon. \quad (63.2)$$

Распределения  $W(\varepsilon)$  и  $V(T)$  связаны очевидным соотношением

$$W(\varepsilon) = V(T) \left| \frac{dT}{d\varepsilon} \right|. \quad (63.3)$$

Функция  $\varepsilon = f(T)$  является амплитудной характеристикой спектрометра, которая обычно близка к линейной функции

$$f(T) = k \cdot (T - T_{os}) \cdot \theta(T - T_{os}), \quad (63.4)$$

где  $k$ ,  $T_{os}$  – некоторые константы, имеющие смысл коэффициента преобразования кинетической энергии частицы в амплитуду электрического импульса и *порога регистрации*, соответственно. Здесь

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x \geq 0 \\ 0 & \text{при } x < 0. \end{cases}$$

Подставляя (63.3) в (63.2), получаем

$$P(A) = \int V(T) G(A - f(T)) dT. \quad (63.5)$$

Распределение  $G(\xi)$  называется *функцией отклика* спектрометра или его *аппаратной функцией*. Для заряженных частиц она обычно близка к функции Гаусса

$$G(\xi) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2\sigma^2}\right), \quad (63.6)$$

где  $\sigma^2$  – дисперсия спектрометра, которая просто связана с шириной FWHM распределения на половине максимума:

$$FWHM = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma \approx 2.36\sigma. \quad (63.7)$$

Функция отклика  $G(\xi)$  может быть определена экспериментально, если на вход спектрометра подать монохроматическое излучение, для которого

$$V(T) \approx \delta(T - T_0).$$

При этом (63.5) принимает вид

$$P(A) \approx G(A - f(T_0)). \quad (63.8)$$

Пусть, например, энергетический спектр имеет вид

$$V(T) = \begin{cases} C & \text{при } T \in [T_1, T_2], \\ 0 & \text{при } T \notin [T_1, T_2]. \end{cases} \quad (63.9)$$

где  $C$ ,  $T_1$ ,  $T_2$  – некоторые константы, а спектрометр линейный без порога регистрации ( $T_{0S}=0$ ) с гауссовой аппаратной функцией. Подставляя (63.9), (63.6) и (63.4) в (63.5), получаем амплитудный спектр

$$P(A) = \frac{C}{2k} \left[ \operatorname{erf} \left( \frac{A - kT_1}{\sigma\sqrt{2}} \right) - \operatorname{erf} \left( \frac{A - kT_2}{\sigma\sqrt{2}} \right) \right], \quad (63.10)$$

где

$$\operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-x^2} dx \quad (63.11)$$

– функция Лапласа (интеграл вероятностей).

### **5.3. Калибровка спектрометра. Определение толщины майларовой пленки.**

Функция отклика  $G(\xi)$  спектрометра заряженных частиц обычно имеет максимум при  $\xi = 0$ . В этом случае из (63.8) следует

$$f(T_0) = A_{\max}, \quad (64.1)$$

где  $A_{\max}$  – наиболее вероятное значение амплитуды импульса спектрометра, если на его вход попадают частицы с энергией  $T_0$ . Таким образом, измерение калибровочной функции  $f(T)$  сводится к измерению зависимости положения максимума  $A_{\max}$  амплитудного распределения  $P(A)$  от энергии  $T$  частиц на входе в спектрометр.

Если перед детектором стоит майларовая пленка, энергия  $T_F$  частиц, попадающих в детектор, отличается от энергии  $T_0$  тех же частиц до пленки. Пусть  $\{T_0^i\}_{i=1}^N$  – энергии  $N$  монохроматических калибровочных линий,  $\{T_F^i\}_1^N$  – энергии этих же линий после прохождения фильтра толщиной  $h$ ,  $\{A_{\max}^i\}_1^N$  – наиболее вероятные значения амплитуд соответствующих групп импульсов. В случае линейного спектрометра эти величины согласно (63.4) и (62.6) удовлетворяют уравнениям

$$A_{\max}^i = k \cdot (T_F^i - T_{0S}), \quad (64.2)$$

$$R(T_0^i) - R(T_F^i) = h. \quad (64.3)$$

Находя  $T_F^i$  из (64.3) в виде  $T_F^i = g(h, T_0^i)$  и подставляя в (64.2), получаем

$$A_{\max}^i = k \cdot (g(h, T_0^i) - T_{0S}) \quad I = 1, 2, \dots, N. \quad (64.4)$$

Решая эту систему уравнений методом наименьших квадратов, можно получить оценки неизвестных параметров  $k$ ,  $T_{0S}$ ,  $h$ . Обычно можно полагать  $T_{0S} = 0$ .

#### **5.4. Получение оценок параметров модели трехчастичной реакции методом наименьших квадратов.**

Сравнивая экспериментальный амплитудный спектр  $P_{\text{exp}}(A)$  продуктов реакции с теоретическим амплитудным распределением  $P(A)$  (63.5), можно получить оценки параметров теоретической модели  $\{\alpha_k\}_{k=1}^M$  (например, амплитуд, энергий и ширин резонансов).

Как известно [3], наиболее вероятные оценки могут быть получены из условия абсолютного минимума квадратичного функционала

$$\chi^2(\{\alpha_k\}_1^M) = \sum_{i=1}^N W_i \cdot (Y_i - p(A_i; \{\alpha_k\}_1^M))^2, \quad (65.1)$$

где  $Y_i = P_{\text{exp}}(A_i)$  – экспериментальное значение для амплитуды  $A_i$ ,  $w_i = \sigma_i^{-2}$ ,  $\sigma_i$  – среднеквадратичная ошибка измерения в точке  $A_i$ ,  $N$  – количество экспериментальных точек, включенных в обработку.

Необходимые условия экстремума функционала (65.1) приводят к системе  $M$  уравнений относительно параметров  $\{\alpha_k\}_1^M$

$$\frac{\partial}{\partial \alpha_e} \chi^2(\{\alpha_k\}_1^M) = 0, l = 1, 2, \dots, M. \quad (65.2)$$

Решение этой системы уравнений может быть найдено, например, методом последовательных приближений путем линеаризации функции  $P(A; \{\alpha_k\}_1^M)$  относительно параметров.

#### **5.5. Описание программного комплекса обработки экспериментальных данных.**

Программный комплекс состоит из трех независимых программ DALITZ, CALIBR и FIT, которые позволяют производить в

интерактивном режиме вычисление и графическое представление всех физических величин, описанных в предыдущих разделах.

### **5.5.1. Программа DALITZ.**

Эта программа вычисляет энергетический спектр в Ц-системе продукта нерелятивистской реакции с тремя тождественными частицами в конечном состоянии по формуле (61) с произвольными значениями всех параметров. При этом имеется возможность вычислять отдельно вклад каждого слагаемого и некоторых их комбинаций.

Затем последний из рассчитанных спектров преобразуется из Ц-системы в Л-систему по формуле (25) для произвольного угла  $\theta^{\wedge}$  вылета частицы. При этом также вычисляется зависимость  $p = f(p^{\wedge}, \theta^{\wedge})$  импульса частицы в Ц-системе от ее импульса в Л-системе при данном значении угла ее вылета в Л-системе.

Далее энергетический спектр в Л-системе преобразуется по формуле (62.7) в спектр частиц, прошедших пленку вещества заданной толщины  $h$ . Для этого используются эмпирические функции  $S(T)$  и  $R(T)$  для  $\alpha$ -частиц в майларе. Здесь также вычисляется по формуле (62.6) зависимость энергии  $T_F$  частицы, прошедшей через фильтр, от ее энергии  $T$  на входе в фильтр.

Далее последний из рассчитанных энергетических спектров преобразуется в амплитудный спектр по формуле (63.5) для гауссовой аппаратной функции (63.6) спектрометра при произвольных значениях его параметров.

Затем производится статистическое моделирование в Ц-системе энергий  $(T_1, T_2)$  двух частиц с плотностью распределения (61). При этом имеется возможность наблюдать на экране формирование диаграммы Далица в процессе моделирования. Одновременно производится моделирование энергетического спектра (14). После завершения моделирования гистограмма может наблюдаться на экране, а также может быть записана в файл OUTPUT.FOR для дальнейшей статистической обработки в программе FIT.

На графиках всех функций указываются минимальное и максимальное значения величин по каждой оси, что позволяет производить количественный анализ представленных функций.

### **5.5.2. Программа CALIBR.**

Программа предназначена для обработки методом наименьших квадратов экспериментальных данных по калибровке спектро-

метра с помощью источника частиц, имеющего несколько известных монохроматических линий, в условиях, когда перед детектором помещена тонкая пленка (фильтр) из известного материала, но неизвестной толщины.

Преобразование энергии  $T_0$  частицы, попадающей на фильтр, в энергию  $T_F$  после прохождения фильтра толщиной  $h$  производится по формуле (64.3) с использованием известной тормозной способности майлара для  $\alpha$ -частиц.

Эмпирическая кривая регрессии задается в виде

$$A = \sum_{k=1}^M \alpha_k T_F^{k-1},$$

где  $\{\alpha_k\}_1^M$  – фитируемые параметры,  $A$  – наиболее вероятная амплитуда импульса, соответствующая энергии  $T_F$ . Задавая различные значения  $M$ ,  $h$  и контролируя значение  $\chi^2$ , следует убедиться в том, что амплитудная характеристика спектрометра хорошо аппроксимируется линейной функцией (64.2). При этом определяются ее параметры  $k$  и  $T_{0S}$ , а также наиболее вероятное значение  $h$ . Линия регрессии и экспериментальные точки представляются на графике. Обычно можно полагать  $T_{0S} = 0$ .

### **5.5.3. Программа FIT.**

С помощью этой программы производят обработку методом наименьших квадратов (см. раздел 5.4) экспериментальных амплитудных спектров продуктов нерелятивистской трехчастичной реакции с тождественными частицами в выходном канале. В данной версии программы находятся оценки  $M$  параметров реакции – относительных вероятностей  $\{\alpha_k\}_1^M$   $M$  каналов процесса, отличающихся друг от друга положением и шириной резонанса. Теоретическая модель амплитудного распределения определяется выражением

$$P(A) = \sum_{k=1}^M \alpha_k P_k(A), \quad M \leq 3, \quad (66.3.1)$$

где базисное амплитудное распределение  $P_k(A)$  берется в виде (63.5), а параметры  $T_R$ ,  $\Gamma$  для каждого резонанса определяются формулой (54).

После введения значений этих фиксированных параметров пользователь приступает к первому этапу обработки, на котором произвольно выбираются значения параметров  $\{\alpha_k\}_1^M$  и на графике наблюдается взаимное положение теоретической кривой (66.3.1) и

точек обрабатываемого экспериментального спектра. После достижения приемлемой величины  $\chi^2$ , определяемой по формуле (65.1), этап «ручной» обработки заканчивается. На втором этапе работает программа автоматического выбора шага в пространстве варьируемых параметров с выдачей соответствующей теоретической кривой с ее коридором ошибок после каждой итерации. При этом выдаются также текущие значения  $\chi^2$  оценок параметров и их ошибок.

В таком режиме может быть обработано несколько спектров, содержащихся во входном файле. Затем можно изменить значения базисных параметров  $\{T_R^{(k)}, \Gamma^{(k)}\}_{k=1}^M$  повторить обработку всех спектров с целью получения оптимальных оценок параметров  $\{\alpha_k\}_1^M$ .

Обрабатываемые амплитудные спектры и соответствующие параметры размещаются пользователем друг за другом во входном файле INPUT.FOR в том формате, который задается программой DALITZ при записи моделированного спектра во внешний файл OUTPUT.FOR.

### §6. Экспериментальная установка

Экспериментальная установка состоит из ускорителя протонов прямого действия УП-200, системы транспортировки ускоренных протонов, камеры рассеяния и регистрирующей аппаратуры. Общая схема установки приведена на рис. 1. Рассмотрим подробнее некоторые отдельные узлы.

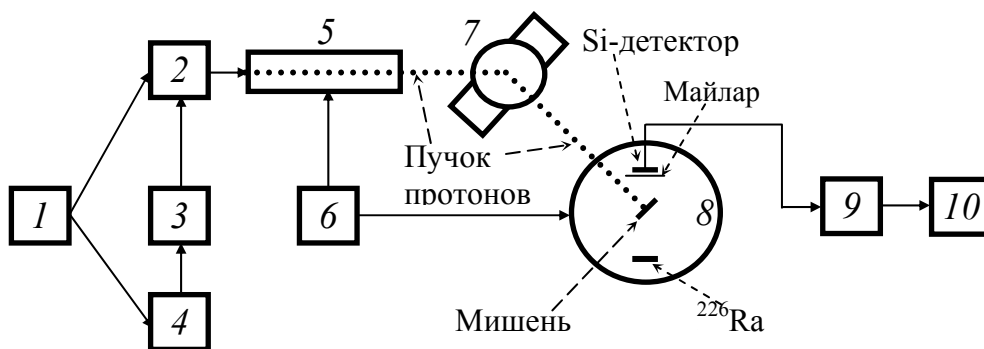


Рис.1. Блок-схема установки.

- |  |  |
|--|--|
| 1 – Пульт управления.                          | 6 – Вакуумная система.                         |
| 2 – Источник ионов.                            | 7 – Электромагнит-анализатор.                  |
| 3 – Переходной трансформатор.                  | 8 – Камера рассеяния.                          |
| 4 – Высоковольтный выпрямитель.<br>(до 200кВ). | 9 – Усилитель                                  |
| 5 – Ускорительная трубка.                      | 10 – Многоканальный амплитудный<br>анализатор. |

### 6.1. Ускоритель протонов УП-200

Ускоритель предназначен для получения протонов, ускоренных до энергии  $50 \div 200$  кэВ. Максимальный ток пучка – 200 мкА.

Конструктивно УП-200 состоит из следующих основных узлов:

1. ускорительной трубки;
2. источника ионов водорода;
3. переходного трансформатора с выпрямителями ионного источника;
4. регулируемого высоковольтного выпрямителя на максимальное напряжение 200 кВ;
5. пульта управления.

#### Ускорительная трубка с ионным источником

Ускорительная трубка (рис. 2) состоит из 19 фарфоровых колец и проложенных между ними плоских дюралюминиевых электродов, на которые подается ускоряющее напряжение с выравнивающего делителя. На концах трубка имеет стальные фланцы для

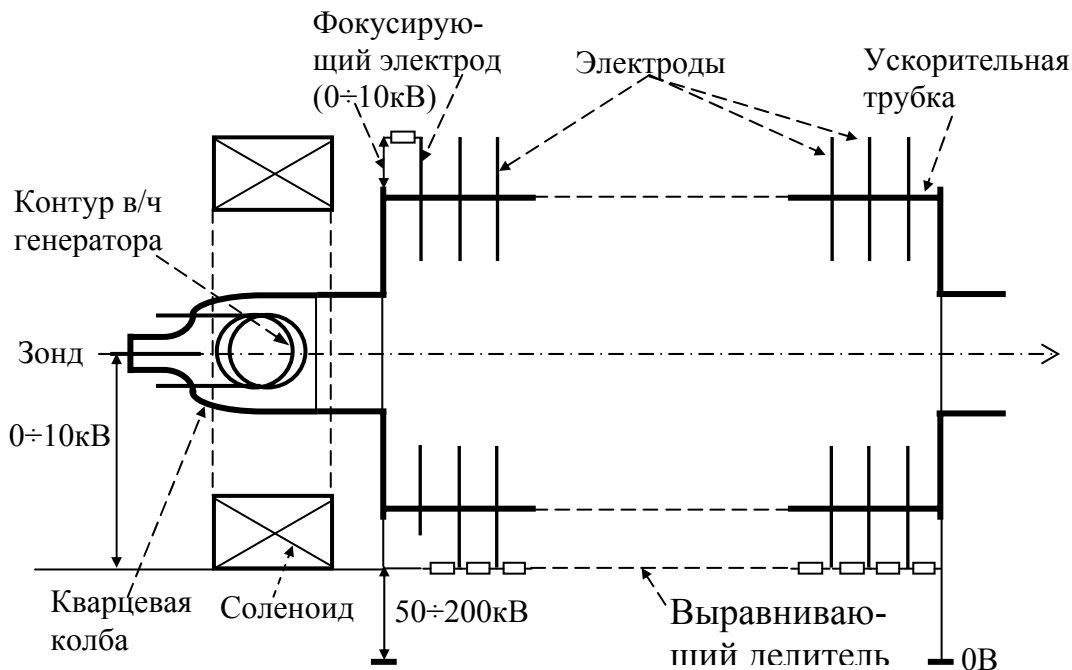


Рис. 2. Ускорительная трубка с ионным источником.

сочленения с вакуумной системой и источником ионов.

0-вым электродом является входной фланец – на него подается основное ускоряющее напряжение ( $50 \div 200$  кВ). 1-й электрод является фокусирующим; на него подается регулируемое напряжение с блока питания ионного источника ( $0 \div 10$  кВ). Выходной фланец имеет потенциал, равный 0.

Для получения ионов водорода применяется *ионный источник* высокочастотного типа с продольным магнитным и поперечным электрическим полями. Ионы образуются внутри кварцевой колбы, соединенной с ускорительной трубкой через входной фланец. В колбе под действием высокочастотного поля возбуждается разряд. Рабочая частота генератора, создающего высокочастотное поле, равна 50 МГц. Магнитное поле создается соленоидом и может регулироваться для получения оптимального значения.

Вытягивание ионов из плазмы высокочастотного разряда осуществляется с помощью зондовой системы. Вытягивающее напряжение регулируется в пределах  $0 \div 10$  кВ. Напуск водорода в колбу осуществляется с помощью палладиевого натекавателя. Натекатель позволяет плавно регулировать поступление водорода в ионный источник. В этом устройстве используется свойство палладия при высоких температурах пропускать водород, причем проницаемость увеличивается с ростом температуры. Конструктивно натекаватель выполнен в виде запаянной с одного конца трубки с электрическим подогревателем.

#### **Переходной трансформатор**

Для обеспечения работы различных узлов ионного источника (высокочастотный генератор, зонд, фокусирующий электрод, соленоид, нагреватель палладиевого натекавателя), имеется блок питания ионного источника. Он находится под потенциалом, равном основному ускоряющему напряжению. Для отделения его от первичной цепи (сеть 220 В) используется переходной трансформатор. Его коэффициент трансформации равен единице.

Переходной трансформатор и блок питания ионного источника размещаются в гетинаксовом баке. Для уменьшения вероятности пробоя трансформатор погружен в трансформаторное масло. На верхнем фланце бака находятся автотрансформаторы типа ЛАТР, с помощью которых можно управлять всеми элементами питания ионного источника по первичной цепи.

На подставке бака (под потенциалом земли) укреплены сельсины-приемники, связанные изолированными механическими приводами с автотрансформаторами, которые регулируют входные напряжения выпрямителей ионного источника. Дистанционное управление осуществляется с помощью сельсин-датчиков «ЗОНД», «ФОКУС», «МАГНИТ», расположенных на пульте управления.

## 4.2. Вакуумная система

Вакуумная система обеспечивает вакуум внутри ускорительной трубки, камеры рассеяния и системы транспортировки пучка  $\sim 10^{-6}$  мм рт. столба. Для откачки используются два агрегата ЭРА 300-2. Для предварительной откачки в состав каждого агрегата входят два цеолитовых насоса ЦВН-1-2 и ионный насос НМД-0,25-3

## 4.3. Поворотный магнит-анализатор

Пучок частиц, выходящий из ускорителя, на (60÷70)% состоит из протонов. Остальные составляющие – ионизированные молекулы водорода  $H^+$ , молекулярный и атомарный водород.

Для получения чистого протонного пучка и его монохроматизации служит магнит-анализатор – это электромагнит, отклоняющий пучок на угол  $60^\circ$ . Магнитное поле анализатора и система коллимирующих щелей в ионопроводах позволяют выделять протоны с разбросом по энергии не более одного кэВ.

Магнитное поле анализатора обладает фокусирующими свойствами и позволяет уменьшить сечение пучка протонов на мишени. Обмотки электромагнита питаются от стабилизированного выпрямителя с плавной регулировкой напряжения.

## 4.4. Камера рассеяния

В камере рассеяния (рис.1) поддерживается вакуум  $\sim 10^{-6}$  мм рт. ст. В ней установлена мишень, представляющая собой пластинку сусального золота, на которую напылен карбид бора, обогащенного изотопом  $^{10}B$ . Там же размещен  $\alpha$ -источник  $^{226}Ra$ , используемый для градуировки. Кроме того, в камере установлен полупроводниковый детектор заряженных частиц, закрытый майларовой пленкой, защищающей детектор от протонов; он может перемещаться внутри камеры и устанавливаться под разными углами по отношению к мишени. В одном из возможных положений детектор устанавливается напротив  $\alpha$ -источника  $^{226}Ra$ ; при этом исследуемые  $\alpha$ -частицы на него не попадают.

Крышка камеры имеет смотровое окно, позволяющее видеть мишень, детекторы, входную диафрагму и др. При работе ускорителя можно видеть пучок протонов (ионизация остаточных газов) и профиль пучка протонов на мишени, так как большинство мишеней флюоресцирует под действием пучка заряженных частиц.

## 4.4. Регистрирующая электронная аппаратура.

Сигналы с полупроводникового кремниевого детектора поступают на вход предусилителя, расположенного непосред-

ственно у камеры рассеяния. Напряжение смещения на детектор подается по тому же кабелю. Сигналы с выхода предусилителей поступают в основной усилитель. Все электронное оборудование, кроме предусилителей, расположено в соседнем с ускорителем помещении.

Импульсы с выхода усилителя поступают на вход многоканального амплитудного анализатора, роль которого выполняют компьютер с встроенным в него амплитудно-цифровым преобразователем (АЦП).

Регистрация и обработка данных выполняется с помощью спектрометрической системы NP-4; ее описание и специальные команды данной лабораторной работы приведены в **Приложении 2**.

### Аналитические упражнения

1. Получить формулы (12), (42), (57), (58).
2. Исследовать зависимость энергетических спектров (57) и (58) от  $T_R, \Gamma, Q, T_{01}$ . Специально рассмотреть случай очень больших и очень малых значений  $\Gamma$ . Нарисовать соответствующие графики.
3. Рассчитать кинематические границы в Л-системе различных компонентов энергетического спектра  $\alpha$ -частиц из реакций  ${}^{11}\text{B}(p, \alpha) {}^8\text{Be}_{\text{осн}}^{\rightarrow 2\alpha}$  и при  ${}^{11}\text{B}(p, \alpha) {}^8\text{Be}^*(2,9\text{МэВ})^{\rightarrow 2\alpha}$  при  $T_p^{\wedge} = 160$  кэВ,  $\theta_{\alpha}^{\wedge} = 150^{\circ}$ .
4. Найти энергию возбуждения ядра С в реакции (5) при  $T_p^{\wedge} = 160$  кэВ.
5. Получить и исследовать амплитудный спектр (63.10).
6. Описание ускорителя и измерительной аппаратуры в описании лабораторной работы № 28, разделы IV.1 – IV.4.

### Упражнения

1. Ознакомиться с основными элементами ускорителя, камеры рассеяния и со спектрометрической аппаратурой.
2. Измерить амплитудный спектр  $\alpha$ -частиц от источника  ${}^{226}\text{Ra}$  для градуировки спектрометра и определения параметров его аппаратной функции.
3. Измерить спектры  $\alpha$ -частиц из реакции  ${}^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  при энергиях протонов 160 кэВ и 200 кэВ для двух положений детектора  $\theta = 120^{\circ}, 150^{\circ}$ .

4. Проверить стабильность градуировки спектрометра с помощью программы обработать экспериментальные данные п. 2. Определить значения параметров амплитудной характеристики спектрометра  $\alpha$ -частиц и параметров его аппаратной функции. Получить оценку толщины майларовой пленки.
5. Используя программу DAL1TZ, произвести моделирование амплитудных спектров  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{11}\text{B}(p,3\alpha)$  для параметров, соответствующих измерениям п. 3.
6. С помощью программы FIT обработать методом наименьших квадратов экспериментальные амплитудные спектры, полученные в п. 3. Использовать калибровочные параметры, полученные в п. 5. Получить оценки энергий, времен жизни и относительных вероятностей возбуждения различных двухчастичных резонансов. Оценить вклад статистического механизма распада составного ядра.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гольдбергер М., Ватсон К. Теория столкновений. – М.: Мир, 1967.
2. Тейлор Дж. Теория рассеяния. — М.: Мир, 1975.
3. Гришин В.К., Живописцев Ф.А., Иванов В.А. Математическая обработка и интерпретация физического эксперимента. — М.: Изд-во МГУ, 1988.