Использование данного калькулятора позволяет точно рассчитать энергетические распады ядер. При этом точность решения гораздо выше, а погрешности сведены к минимуму.

Литература

1. Лоренц А., Шмидт Дж.Дж. Центр ядерных данных: удовлетворение насущных потребностей науки и техники // Бюллетень МАГАТЭ, 1986.

К.Д. Поляков (УО «ГГТУ имени П.О. Сухого», Гомель)
Науч. рук. **В.Ю. Гавриш**, ст. преподаватель

ИНТЕГРИРОВАНИЕ ФАЗОВОГО ПРОСТРАНСТВА ДЛЯ ДВУХЧАСТИЧНОГО РАСПАДА

Введение. Задача о вычислении наблюдаемых на опыте величин, помимо вычисления матричного элемента процесса, включает в себя и интегрирование по фазовому пространству конечных частиц. Подобные расчеты требуют определенных приёмов вычислений, которые мы и продемонстрируем.

В данной работе будут вычислены интегралы по фазовому пространству двухчастичного распада в случае, когда начальная частица покоится. Помимо этого, продемонстрируем как общее выражение преобразуется для различных случаев масс конечных частиц.

Процесс распада $1 \to 2$. Рассмотрим процесс распада в системе покоя исходной частицы. Используя закон сохранения энергии-импульса, получаем [1]

$$M = E_1 + E_2 \tag{1}$$

и

$$0 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2. \tag{2}$$

После некоторых преобразований, с учетом того, что

$$\left|\vec{k}_1\right| = \sqrt{E_1^2 - m_1^2}, \quad \left|\vec{k}_2\right| = \sqrt{E_2^2 - m_2^2} \tag{3}$$

выражения для энергий конечных запишутся в виде [1]

$$E_1 = \frac{M^2 + m_1^2 - m_2^2}{2M}, \quad E_2 = \frac{M^2 - m_1^2 + m_2^2}{2M}. \tag{4}$$

Для импульса конечных частиц, в силу выражения (2), получаем

$$\left|\vec{k}\right| = \left|\vec{k}_1\right| = \left|\vec{k}_2\right| = \sqrt{\frac{(M^2 + m_1^2 - m_2^2)^2 - 4M^2 m_1^2}{4M^2}}. \tag{5}$$

Типичный интеграл по импульсу конечных частиц имеет вид [2,3]

$$I_2 = \int \frac{d^3k_1}{2E_1}\frac{d^3k_2}{2E_2}\delta^{(4)}\ \ P-(k_1+k_2)\ \ , \tag{6}$$

где $P=\{M,0,0,0\}$, а $\delta^4\ \ P-(k_1+k_2)$ – дельта-функция Дирака, выражающая закон сохранения энергии-импульса.

Интегрирование по d^3k_2 устраняет трехмерную часть дельта-функции Дирака, после чего выражение (6) принимает вид:

$$I_2 = \int \frac{d^3k_1}{2E_1}\delta\ \ M-(E_1+E_2)\ \ . \tag{7}$$

Для дальнейшего вычисления воспользуемся тем, что

$$\begin{gathered}\frac{dM}{d\left|\vec{k}\right|} = \frac{d(E_1+E_2)}{d\left|\vec{k}\right|} = \frac{d}{d\left|\vec{k}\right|}\ \ \sqrt{\vec{k}_1^{\,2}+m_1^2}+\sqrt{\vec{k}_2^{\,2}+m_2^2}\ \ = \\ = \frac{\left|\vec{k}_1\right|}{\sqrt{\vec{k}_1^{\,2}+m_1^2}}+\frac{\left|\vec{k}_2\right|}{\sqrt{\vec{k}_2^{\,2}+m_1^2}} = \left|\vec{k}\right|\frac{M}{E_1E_2},\end{gathered} \tag{8}$$

откуда, с учетом того, что $\left|\vec{k}\right| = \left|\vec{k}_1\right| = \left|\vec{k}_2\right|$, получаем

$$d\left|\vec{k}\right| = \frac{E_1E_2}{\left|\vec{k}\right|M}. \tag{9}$$

Преобразование $d^3k = \left|\vec{k}\right|^2 d\left|\vec{k}\right| d\Omega$, где $d\Omega$ – элемент телесного угла, в выражении (7) с учетом выражения (9) приводит к окончательному ответу [2]:

$$I_2 = \frac{\left|\vec{k}\right|}{4M}d\Omega. \tag{10}$$

Явный вид интеграла для различных спектров масс конечных частиц. Из формулы (10) следует, что выражение для интеграла по фазовому пространству зависит от импульсов конечных частиц $\left|\vec{k}\right| = \left|\vec{k}_1\right| = \left|\vec{k}_2\right|$.

Рассмотрим случай, когда обе конечные частицы имеют одинаковую массу $m = m_1 = m_2$. В этом случае выражение (5) упростится до [4]

$$\left|\vec{k}\right| = \sqrt{\frac{\ \ M^2+m_1^2-m_2^2\ \ ^2-4M^2m_1^2}{4M^2}} = \frac{1}{2}M\sqrt{1-\frac{4m^2}{M^2}} \tag{11}$$

и выражение (10) примет вид:

$$I_2 = \frac{1}{8}\sqrt{1-\frac{4m^2}{M^2}}d\Omega. \tag{12}$$

В случае, когда одна из масс равна нулю, выражение (5) примет вид

$$\left|\vec{k}\right| = \frac{1}{2}\left(\frac{M^2 - m^2}{M}\right), \tag{13}$$

а выражение (10) в таком случае упростится до

$$I_2 = \frac{1}{8}\left(\frac{M^2 - m^2}{M^2}\right) d\Omega. \tag{14}$$

Если же масса обеих конечных частиц равна нулю, то выражение (5) примет вид

$$\left|\vec{k}\right| = \frac{1}{2} M, \tag{15}$$

а формула (10) запишется в виде

$$I_2 = \frac{1}{8} d\Omega. \tag{16}$$

Заключение. В данной работе была продемонстрирована схема вычисления интегралов по фазовому пространству в случае двухчастичного распада. Полученные выражения для различных масс конечных частиц полностью совпадают с известными выражениями [4], что подтверждает методику вычисления.

Литература

1. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика : Том 2. Теория поля / Л.Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – Москва : Физматлит, 2006. – 536 с.

2. Биленький, С.М. Введение в диаграммы Фейнмана и физику электрослабого взаимодействия / С. М. Биленький. – Москва: Энерго-атомиздат, 1990. – 327 с.

3. Хелзен, Ф. Лептоны и кварки: введение в физику частиц / Ф. Хел-зен, А. Мартин. – Москва: Мир, 1987. – 456 с.

4. Borodulin, V.I. CORE: COmpendium of RElations: Version 2.1 / V.I. Borodulin, R.N. Rogalyov, S.R. Slabospitsky // CORE. [Electronic resource]. Mode of access: http://arxiv.org/pdf/hep-ph/9507456v1– Date of access: 03.03.2017.

В.А. Прохоренко (УО «ГГУ имени Ф. Скорины», Гомель)
Науч. рук. **В.С. Смородин**, д-р техн. наук, профессор

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НЕЙРОСЕТЕВЫХ МЕТОДОВ В ЗАДАЧЕ ПОИСКА ПУТИ

Искусственные нейронные сети успешно применяются для решения задач классификации, прогнозирования, аппроксимации, сжатия данных