УДК 539.12

МЕТОДИКА РАСЧЕТА НАБЛЮДАЕМЫХ ВЕЛИЧИН ДВУХЧАСТИЧНЫХ РАСПАДОВ

В. Ю. Гавриш, К. Д. Поляков

Учреждение образования «Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого», Республика Беларусь

Введение. Проблема расчета квантово-полевых амплитуд с последующим вычислением наблюдаемых величин для различных процессов рассеяния или распадов частиц является важной и актуальной задачей физики высоких энергий и физики элементарных частиц. Несмотря на достаточно развитый аппарат расчетов (см. [1]–[4]), поиск новых методов расчета матричных элементов переходов ведется и в настоящее время.

В данной работе авторы, основываясь на ранее полученных результатах, продемонстрируют методику получения выражений для расчета наблюдаемых величин распадов частиц в случае, если конечное состояние – двухчастичное. Как результаты вычислений будут получены выражения для дифференциальных ширин распадов в случаях, когда массы конечных частиц отличны от нуля, а также равны друг другу.

Работа носит методический характер: в разделе *1* авторы получают общее выражение расчета дифференциальных ширин, затем, как результат, в разделе *2* получены выражения для различных конфигураций масс конечного фазового пространства.

1. Постановка задачи. Выражение для дифференциальной ширины распада в случае, когда исходная частица покоится, имеет следующий вид [1]:

$$d\Gamma = (2\pi)^4 \frac{1}{2M} \delta^{(4)}(P - (k_1 + k_2)) \left| M_{fi} \right|^2 \frac{d^3 k_1}{(2\pi)^3 2E_1} \frac{d^3 k_2}{(2\pi)^3 2E_2}, \tag{1}$$

где M – масса исходной частицы; E_1, E_2 – энергии первой и второй конечной частицы, соответственно. Отметим, что явный вид матричного элемента M_{fi} зависит от спинов начальных и конечных частиц.

Придадим выражению (1) законченный вид: воспользовавшись тем, что в системе покоя начальной частицы $P = \{M, 0, 0, 0\}$, с учетом законов сохранения имеем:

$$M = E_1 + E_2, \left|\vec{k}_1\right| = \left|\vec{k}_2\right| = \left|\vec{k}\right|, \tag{2}$$

откуда для (1) получаем:

$$d\Gamma = \frac{1}{32\pi^2 M^2} \left| M_{fi} \right|^2 \left|\vec{k}\right| d\Omega. \tag{3}$$

По выражению (3) видно, что конечная формула дифференциальной ширины $d\Gamma$ зависит от явного вида конечного импульса $\left|\vec{k}\right|$, вычисление которого обсуждается ниже.

2. Ширины распада для различных конфигураций масс конечных частиц. Проблема вычисления фазового пространства авторами обсуждалась в работе [5], поэтому в данной работе мы приведем только конечные результаты.

Рассмотрим случай, когда массы конечных частиц одинаковы. В данном случае:

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

откуда, из (3) нетрудно получить:

$$d\Gamma = \frac{1}{64\pi^2 M} \left| M_{fi} \right|^2 \sqrt{1 - \frac{4m^2}{M^2}} d\Omega. \tag{5}$$

В случае, когда масса одной из частиц равна нулю, соответственно:

$$\left|\vec{k}\right| = \frac{1}{2} \left(\frac{M^2 - m^2}{M} \right); \tag{6}$$

из выражения (3) с учетом (6) получаем:

$$d\Gamma = \frac{1}{64\pi^2 M}\left|M_{fi}\right|^2\left(1-\frac{m^2}{M^2}\right)d\Omega. \tag{7}$$

В простейшем случае, когда массы частиц равны нулю, получаем:

$$\left|\vec{k}\right| = \frac{1}{2}M, \tag{8}$$

что приводит к

$$d\Gamma = \frac{1}{64\pi^2 M}\left|M_{fi}\right|^2 d\Omega. \tag{9}$$

Расчет интегральных ширин $\Gamma = \int d\Gamma$ в явном виде становится возможен после конкретизации процесса распада: данная особенность связана с тем, что матричный элемент перехода M_{fi} является функцией многих переменных, в том числе и углов «вылета» частиц.

Заключение. Работа посвящена получению выражений для дифференциальных ширин распадов в случае двухчастичного конечного состояния. В ходе работы авторами получены формулы расчета наблюдаемых с учетом различных конфигураций масс конечного состояния в системе покоя распадающейся частицы.

Полученные результаты будут использованы авторами для расчета наблюдаемых величин различных процессов распадов псевдоскалярных и векторных частиц.

Литература

1. Ландау, Л. Д. Теоретическая физика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М. : Наука, 2006. – Т. IV. Квантовая электродинамика.
2. Биленький, С. М. Введение в диаграммы Фейнмана и физику электрослабого взаимодействия / С. М. Биленький. – М. : Энерго-атомиздат, 1990. – 327 с.
3. Хелзен, Ф. Лептоны и кварки: введение в физику частиц / Ф. Хелзен, А. Мартин. – М. : 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. – Mode of access: http://arxiv.org/pdf/hep-ph/9507456v1. – Date of access: 10.10.2018.
5. Поляков, К. Д. Интегрирование фазового пространства для двухчастичного распада / К. Д. Поляков, В. Ю. Гавриш // Актуальные вопросы физики и техники : материалы V Респ. науч. конф. студентов и аспирантов : в 2 ч. / ГГУ им. Ф. Скорины. – Гомель. – 2017. – С. 59–61.