

ՏԱՐՐԱԿԱՆ ՄԱՄՆԻԿՆԵՐԻ
ՖԻԶԻԿԱՅԻ ՀԱՐՑԵՐԸ

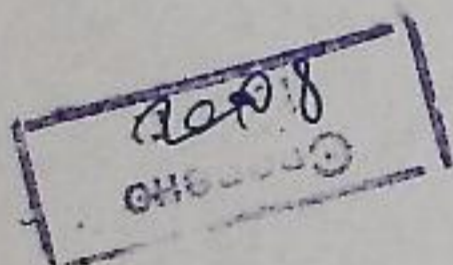
ՍՍՐԵ ԳՍ. քղթալից անդամ Ա. Ի. ԱԼԻԽԱՆՅԱՆԻ
ընդհանուր խմբագրությամբ

ВОПРОСЫ ФИЗИКИ
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Под общей редакцией член-корр. АН СССР
А. И. АЛИХАНИЯ

ЧЕТВЕРТАЯ СЕССИЯ ВЕСЕННЕЙ ШКОЛЫ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

НОР-АМБЕРД, 16—26 АПРЕЛЯ 1964 г.



66 1669 $\frac{10}{15}$

КНИЖЬ СОЛН СССР
Гос. Публ. Науч.-техн.
библиотека

Служба
в фондах

539
В.748
74

А. И. АЛИХАНИЯ

ОТКРЫТИЕ СЕССИИ

Открывая очередную (4-ю) сессию школы экспериментальной и теоретической физики в Нор-Амберде, я отступлю от традиций и не буду говорить о целях и задачах нашей школы.

Предыдущие три сессии и вышедшие в свет три сборника лекций говорят сами за себя. Я ограничусь несколькими словами о программе занятий настоящей сессии.

Понятно, что значительная часть наших занятий будет связана с сильными взаимодействиями и резонансами элементарных частиц. Успехи экспериментальных исследований в этой области очень велики, открыто много новых резонансов, установлены квантовые характеристики резонансов. Все это дало возможность приступить к систематике элементарных частиц. О таких попытках в рамках гипотезы унитарной симметрии сильных взаимодействий будет рассказано в лекциях И. Ю. Кобзарева и В. М. Шехтера. Если еще недавно многие считали, что унитарная симметрия пригодна лишь для описания мезонных мультиплетов, то в настоящее время барионы и изобары неплохо распределяются по мультиплетам в рамках 8-версии унитарной симметрии. Согласно этой версии, резонансы в системе барион-мезон могут составлять 1, 8 и 10 мультиплетов. Экспериментальные данные говорят в пользу такого предсказания. Триумфом унитарной симметрии явилось обнаружение Ω^- -гиперона, этого предсказанного ранее десятого члена декуплета. При этом нельзя пройти мимо того, что масса этой новой частицы практически точно совпала с величиной, предсказанной по формуле Гелл-Манна—Окубо.

По разделу слабых взаимодействий будут прочитаны лекции, в которых сводятся важнейшие экспериментальные данные, доказывающие существование двух различных типов нейтрино— ν_μ и ν_e (А. Мухин).

Обзор по состоянию теории слабых взаимодействий и анализ данных, относящихся к вопросу о существовании W -мезона, сделает Л. Б. Окунь.

Несколько лекций по электромагнитным взаимодействиям будут прочитаны А. М. Балдиным (фоторождение) и В. М. Харитоновым (формфакторы нуклонов).

Заключительная часть занятий школы будет посвящена методике эксперимента и главным образом трековым искровым камерам.

В лекции Б. А. Долгошеина будет рассказано об основных физических процессах, определяющих механизм работы трековых искровых и стримерных камер, а в лекции Т. Л. Асатиани—о точностях импульсов в камерах такого типа.

Параллельно этим лекциям на высокогорной станции Арагац А. Б. Мигдал расскажет о новом подходе к теории ядра, развитом им в последние годы.

РАЗДЕЛ I

Резонансы в системах элементарных частиц

Под редакцией

В. А. Шахбазяна (отв. редактор),
К. А. Испиряна

Вслед за вычислением истинных значений координат соответствующих точек рассчитывается сопряженная им точка в пространстве объектов. Для этого применяются хорошо известные формулы

$$z = \frac{B}{p} F_{\text{кф}}; \quad x = \frac{B}{p} x'_{\text{лт}}; \quad y = \frac{B}{p} y'_{\text{лт}}. \quad (54)$$

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Н. С. Рамм, Ф. М. Хаджетлаше, Некоторые особенности стереофотограмметрической обработки аэрофотоснимков при съемке через две среды. Географический сборник, VII, 1955.
- ² М. М. Русинов, Фотограмметрическая оптика. Геодезиздат, 1962.
- ³ А. С. Скиридов, Стереофотограмметрия. Геодезиздат, 1951.
- ⁴ В. Н. Чуриловский. Общая теория оптических приборов. Машгиз, 1960.

В. С. СЫНАХ

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ МАШИН ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ФОРМУЛ РАДИАЦИОННЫХ ПОПРАВК

Получение радиационных поправок к сечению электромагнитных процессов перестало в последнее время быть чисто академической задачей в связи с планируемыми на встречных пучках экспериментами по проверке применимости современной квантовой электродинамики на малых расстояниях. Но соответствующие выкладки весьма длинные и однообразны. Поэтому часто приходится ограничиваться определенными частными случаями или приближениями типа так называемого дважды логарифмического, степень корректности которых неясна. С другой стороны, часто результаты, полученные только одним автором, или результаты разных авторов настолько громоздки, что не допускают сравнения (ср. [1] и [2]). Это обстоятельство заставляет считаться с возможностью ошибки (ср. [2] и [3]). Все это вместе с естественным желанием избавить человека от тяжелого однообразного труда приводит к мысли использовать для подобных выкладок электронно-вычислительные машины, которые в принципе могут быть приспособлены для операций над символами, а не над числами ([4]-[6]).

В Институте ядерной физики и Вычислительном центре СОАН СССР разработаны программы для соответствующих операций. Идея заключается в том, чтобы ввести в ЭВМ в закодированном виде выражения для матричных элементов, отвечающих диаграммам Фейнмана рассматриваемого процесса, предоставив машине по заложенным в нее правилам операций над символами получить выражение для сечения процесса. В том случае, когда для получения результата не надо проводить интегрирования по 4-х-импульсам виртуальных частиц, результат выражается через скалярные произведения 4-х-импульсов начальных и конечных частиц (или через инварианты процесса, если это окажется удобнее). С интегрированием по виртуальным квантам дело обстоит сложнее.

Построенные программы позволяют производить следующие действия с символами:

1. Раскрывать скобки и приводить подобные члены, в частности, выражать скалярные произведения, о которых шла речь выше, через независимые инварианты процесса.

2. Выразить следы произведений γ -матриц и \hat{a} -символов через комбинации символов Кронекера δ_{ik} , компонент векторов и скалярных произведений („шпуровать“).

3. Свертывать по немым векторным и тензорным индексам.

4. Свертывать по μ в выражениях типа $\gamma_\mu \dots \gamma_\mu \dots$ по обычным правилам.

5. Выполнять преобразование.

$$\begin{aligned} Sp(\hat{\gamma}_\mu, \hat{a}_1, \hat{a}_2 \dots \hat{a}_{2n+1}) Sp(\hat{\gamma}_\mu, b_1, b_2 \dots b_{2k+1}) = \\ = 2Sp[(\hat{a}_1, \hat{a}_2 \dots \hat{a}_{2k+1} + \hat{a}_{2n+1}, a_{2n}, \dots \hat{a}_1) \hat{b}_1, \hat{b}_2 \dots \hat{b}_{2k+1}]. \end{aligned}$$

Совокупность этих и некоторых других более частных программ позволяет полностью автоматизировать вычисление сечений электромагнитных и слабых процессов с любым числом „хвостов“, если нет интегрирования по виртуальным импульсам. Таким способом были получены выражения для сечений тормозного излучения электрона на мюоне и электроны. Например, для первого из этих процессов ($e^- + \mu^- \rightarrow e^- + \mu^- + \gamma$) усредненный по начальным и просуммированный по конечным спиновым состояниям квадрат матричного элемента имеет вид

$$\begin{aligned} S = S' \delta^2(p_1 + p_3 - p_2 - p_4); \\ S' = - (2\pi)^4 \alpha^2 (p_{01} p_{02} p_{03} p_{04} k_0)^{-1} \{ \Lambda[(1 + \Lambda_{13}k) S_1 + S_2 + S_3] + \\ + (1 + \Lambda_{13} \Lambda_{24}k) S_4 \}; \end{aligned} \quad (1)$$

где $S_i = \alpha_i^{-1} a_i$; $\alpha_1 = (p_4 - p_2)^4 (kp_1)^2$; $\alpha_2 = (p_4 - p_2)^4 (kp_1)(kp_3)$;

$$\alpha_3 = (p_4 - p_2)^2 (p_3 - p_1)^2 (kp_1)(kp_2);$$

$$\alpha_4 = (p_4 - p_2)^2 (p_3 - p_1)^2 (kp_1)(kp_4);$$

$$\begin{aligned} a_1 = m^2[\mu^2(p_3\pi_1) + (p_3p_2)(p_4\pi_1) + (p_4p_3)(p_2\pi_1) + \\ + kp_1[2\mu^2m^2 + m^2(p_4p_2) + \mu^2(kp_3) - (kp_4)(p_3p_2) - \\ - (kp_2)(p_4p_3) + m^4(p_4p_2) + 2\mu^2m^4]; \end{aligned}$$

$$a_2 = a'_2 + a''_2(p_1 \leftrightarrow -p_3) + 2(kp_4)(kp_2); \quad a_3 = a'_3 + a''_3;$$

$$a_4 = a'_4(p_1 \leftrightarrow -p_1, p_3 \leftrightarrow -p_3, k \rightarrow -k, p_2 \leftrightarrow p_4) - a''_4(p_2 \leftrightarrow -p_4);$$

$$\begin{aligned} a'_2 = (kp_1)[m^2(\mu^2 + p_4p_2) + (p_4p_3)(p_2p_1) + (p_4p_1)(p_3p_2) + \\ + 2(p_4p_3)(p_3p_2) + 2\mu^2(p_3p_1)] + p_3p_1[m^2(\mu^2 + p_4p_2) + \\ + \mu^2(m^2 + p_3p_1) + (kp_4)(p_4p_1) + (kp_2)(p_4p_1)]; \end{aligned}$$

$$a'_3 = \Lambda(kp_1)(\Lambda A + B);$$

$$a''_3 = - (p_2p_1) \Lambda C;$$

$$A = m^2(\mu^2 + p_4p_2) + (p_4p_3)(p_2p_1) + \frac{1}{2}(p_3p_2)(p_4p_1);$$

$$B = \mu^2(p_4 - p_2 - k)p_3 - (p_4p_2)(p_3p_2) - (kp_2)(p_4p_3);$$

$$C = m^2(2\mu^2 + p_4\pi_2) - (p_4p_1)(p_3\pi_2) - (p_4p_3)(p_2p_1).$$

Здесь p_1, p_3 и p_2, p_4 — 4-х импульсы соответственно начального и конечного мюонов, k — 4-х импульс фотона, m — масса электрона, μ — масса мюона: $\pi_1 = p_1 - k$, $\pi_2 = p_2 - k$; Λ_{ij} — оператор замены $p_i \leftrightarrow p_j$, Λ_m — оператор $\mu \leftrightarrow m$, $\Lambda = 1 + \Lambda_{12} \Lambda_{34} \Lambda_m$; K — оператор $k \leftrightarrow -k$; $h = c = 1$, $\alpha = 1/137$; метрика: $ab = \overleftrightarrow{ab} - a_0b_0$, нормировка как в [7].

Получение (1), включая подготовку исходных данных, расшифровку полученного результата и приведение его к компактному виду, занимает 4 рабочих дня; расход машинного времени — 2 мин.

Что касается тех случаев, когда надо проводить интегрирование по виртуальным импульсам, то требуется дополнительно вводить в ЭВМ правила опознавания сложных интегралов и сведения их к более простым. Для общего случая такая программа пока не создана, хотя ясно, как это сделать в случае интегрирования по 4-х импульсу одной виртуальной частицы. Для примера, вычислен вклад в сечение упругого электрон-мюонного рассеяния от двухфотонного обмена. Оказалось, что погрешность принятого в [1] приближения не превосходит 10%.

Можно надеяться, что и в других отделах теоретической физики в ближайшие годы удастся переложить наиболее неприятную часть работы на плечи электронно-вычислительных машин.

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ А. И. Никушов, ЖЭТФ, **39**, 757, 1960.
- ² К. Е. Eriksson, Nuovo Cimento, **19**, 1029, 1961.
- ³ К. Е. Eriksson et al., Nuovo Cim., **30**, 1434, 1963.
- ⁴ Л. В. Канторович, Изв. АН АрмССР, сер. физ.-мат. наук, **10**, 2, 3—16.
- ⁵ Л. Т. Петрова, „Изв. ВУЗ“-ов, „Математика“, **5**, 95—104, 1958.
- ⁶ Н. J Kaiser, Nuclear Phys., **43**, 620, 1963.
- ⁷ А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, „Квантовая электродинамика“, 1959.