

167

TALLINNA POLOTENNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

Серия А № 167 1959

**СБОРНИК
ТРУДОВ ПО ФИЗИКЕ
II**

ТАЛЛИН, 1959

СБОРНИК ТРУДОВ ПО ФИЗИКЕ
II

INSTITUTIONAL INFORMATION

1911

1911

1911

RESEARCH REPORT NO. 1

Eesti NSV
 Teaduslik
 Raamatukogu
 III
 Teaduste Akadeemia

77

1911

УСТРОЙСТВО ДЛЯ АВТОМАТИЧЕСКОГО ФОТОМЕТРИРОВАНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛИНИЙ

Из различных проявлений фотохимического действия рентгеновских лучей для измерительных целей применяется фотографическое действие.

Под действием рентгеновских лучей на фотографическую пленку из бромсеребрянного слоя эмульсии выделяется серебро, которое после проявления создает почернение пленки. Для количественной оценки степени почернения фотопленки вводят понятие «плотность почернения», которая определяется по формуле:

$$S = \lg \frac{I_0}{I}$$

где I_0 — интенсивность видимого света упавшего на проявленную, фиксированную и просушенную пленку;

I — интенсивность света, прошедшего через пленку.

I_0 и I измеряются фотометром.

С другой стороны, исследования показывают, что зависимость плотности почернения фотоземульсии S от энергии рентгеновского излучения P при неизменном качестве его выражается формулой

$$S = cI^p$$

где p — показатель почернения и c — постоянная, причем значение величины p для почернений $S < 1,4$ очень близко к единице.

Значит при неизменном качестве излучения и почернений $S < 1,4$ почернение пропорционально падающей энергии рентгеновских лучей [1].

Наличие границ поглощения в фотослое и зависимость почернения от длины волны, а также от качества фотопленок и техники проявления вносят большие трудности при количественной оценке энергии рентгеновского излу-

чения фотографическим методом. Однако, несмотря на все эти трудности, при соблюдении необходимых предосторожностей этот метод может дать хорошие результаты. Главнейшими преимуществами фотографического метода измерений энергии рентгеновского излучения являются:

1) интегрирующее действие фотопленки, допускающее измерение очень слабых излучений;

2) документальность метода, так как почернение фотопленки сохраняется и легко доступно контролю.

Для определения плотности почернения фотопленки служат микрофотометры.

Как известно, принцип действия микрофотометра следующий: свет от лампы накаливания, пройдя через фотометрируемый участок объекта (фотопластинки или пленки), попадает на светочувствительный слой фотоэлемента, возбуждая в нем фототок. От фотоэлемента ток поступает в гальванометр и вызывает в нем поворот рамки с зеркалом; при этом на отсчетный экран с индексом будут проектироваться различные участки шкалы.

Отброс зеркала пропорционален фототоку, возникающему в фотоэлементе; этот ток в свою очередь пропорционален световому потоку, падающему на фотоэлемент, а величина светового потока зависит от оптической плотности фотометрируемого участка фотопластинки или пленки. Движение фотометрируемого объекта получается при помощи микрометрического винта.

Таким образом с изменением плотности объекта будет изменяться отсчет по шкале. На основании полученных отсчетов строят по точкам исследуемую кривую плотности почернения, необходимую для последующего анализа.

Такая методика для получения кривой распределения почернения применяется без коренных изменений уже почти полвека.

Другим более усовершенствованным и новым методом является регистрирование смещения светового пятна гальванометра фотографическим способом (напр. при микрофотометре МФ-4). Здесь кривая почернения получается после соответствующей химической обработки фотопластинки или бумаги.

Но и этот метод имеет свои недостатки и иногда первый метод является более целесообразным [1].

В настоящем исследовании разработано новое разре-

шение проблемы фотометрирования, более соответствующее требованиям современной техники.

При сравнении этого нового метода с существующими выявляются следующие преимущества:

1. Скорость регистрации несравненно больше, так как кривая распределения плотности получается непосредственно после включения прибора на экране катодного осциллографа.

2. Следуя за изображением кривой, можно выбрать самую подходящую степень дефокусирования.

3. Пылинки, пятна, отпечатки пальцев и другие загрязнения на пленке, вызывающие искажение кривой, сразу заметны и их можно перед измерением устранить.

4. Прибор имеет несложную конструкцию. Он применим в качестве приставки к микрофотометру типа МФ-2. Необходимое дополнительное устройство стандартное.

5. Для определения интегральной интенсивности линий можно использовать электронную схему, предложенную автором [2]. Вместо длительного и неточного планиметрического измерения здесь величину определяемой площади покажет соответственно градуированный измерительный прибор.

Учитывая все вышесказанное и имея в виду, что включение перед осциллографом логарифмирующего устройства [3] дает возможность получить плотность почернения изучаемой линии в логарифмическом масштабе, можно предполагать, что при рентгенографическом структурном анализе и особенно при определении остаточных напряжений в металлах настоящий метод несомненно имеет перспективы, так как скорость работы сравнима с ионизационным методом; тем более известно, что приобретение рентгеновской аппаратуры с ионизационной регистрацией доступно не каждому заводу или предприятию.

А. ПРИНЦИП РАБОТЫ

В данном устройстве фотометрируемый объект совершает колебания, похожие на гармонические. При этом свет, пройдя через фотометрируемый участок объекта, имеющего разную оптическую плотность, вызывает в фотоэлементе I_0 соответственно изменяющийся ток. (См. рис. 2.)

Чтобы наблюдать за формой этого тока на экране катодного осциллографа (т. е. в координатной системе ХУ), необходимо соединить цепь фотоэлемента 15 с входом усилителя оси У осциллографа и дать входу усилителя оси Х напряжение, изменение которого описывает колебание фотометрируемого объекта.

Вышеописанный принцип нашел следующее практическое осуществление.

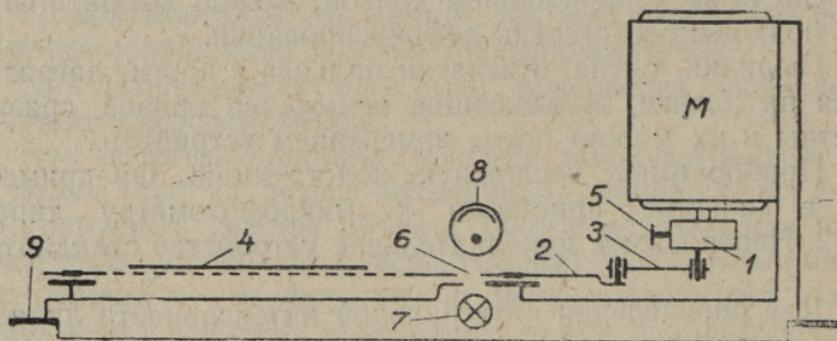


Рис. 1. Кинематическая схема

М — электродвигатель; 1 — эксцентрик; 2 — рама; 3 — шатун; 4 — фотометрируемый объект; 5 — регулировочный винт эксцентрика; 6 — щель; 7 — лампа для описания движения рамы; 8 — фотоэлемент для описания движения рамы; 9 — каретка микрофотометра.

На оси электродвигателя М типа СЛ находится эксцентрик 1. Эксцентрик соединен с рамой 2 при помощи шатуна 3. На раму прикреплена фотометрируемая пластинка 4.

Амплитуду колебательного движения рамы можно регулировать винтом 5 в пределах 0—6 мм и тем самым выбирать ширину исследуемого участка.

Для описания движения фотометрируемого объекта имеется щель 6, ширина которой изменяется вместе с движением рамы 2. Через эту щель посредством лампы 7 освещается фотоэлемент 8.

Все вышеописанное устройство поставлено на каретку микрофотометра 9.

Положение фотометрируемого объекта по отношению к световому пучку микрофотометра устанавливается при помощи соответствующих маховичков микрофотометра.

Для питания устройства используется аккумуляторная

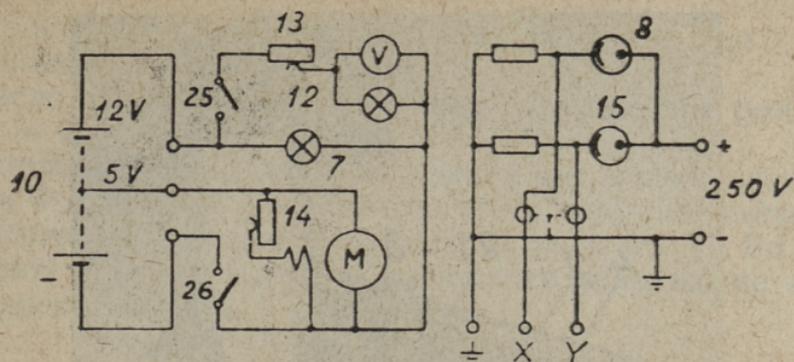


Рис. 2. Электрическая схема

M — электродвигатель; 7 — лампа для описания движения рамы; 10 — аккумуляторная батарея 12 в; 12 — лампа микрофотометра; 13 — реостат лампы микрофотометра; 14 — реостат электродвигателя; 15 — фотоэлемент для регистрации оптической плотности; 25 — выключатель фотометра; 26 — общий выключатель.

батарея 10 типа НКН и источник стабилизированных напряжений 11 типа УИП-1.

От аккумуляторной батареи питаются лампа микрофотометра 12, лампа 7 для описания движения объекта и электродвигатель *M*.

Напряжение лампы 12, регулируемое реостатом 13,

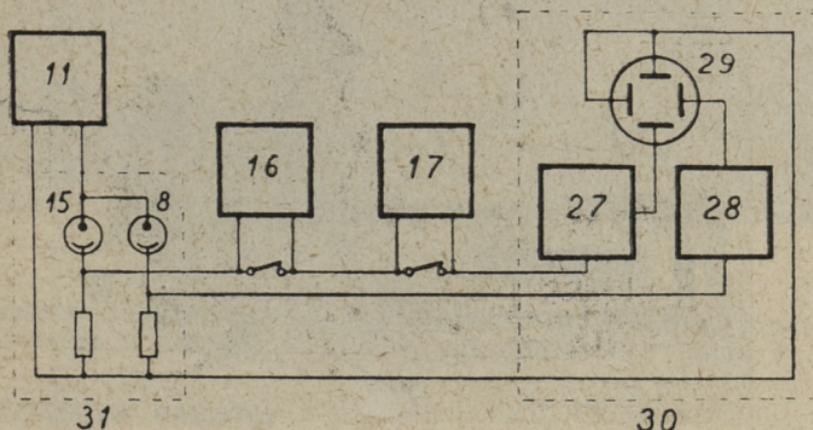


Рис. 3. Упрощенная блок-схема

11 — источник стабилизированных напряжений; 16 — логарифмирующий четырехполосник; 17 — специальный ламповый вольтметр; 27 — У усилитель осциллографа; 28 — X усилитель осциллографа; 29 — электроннолучевая трубка; 30 — блок электронного осциллографа; 31 — блок фотометрирующего устройства.

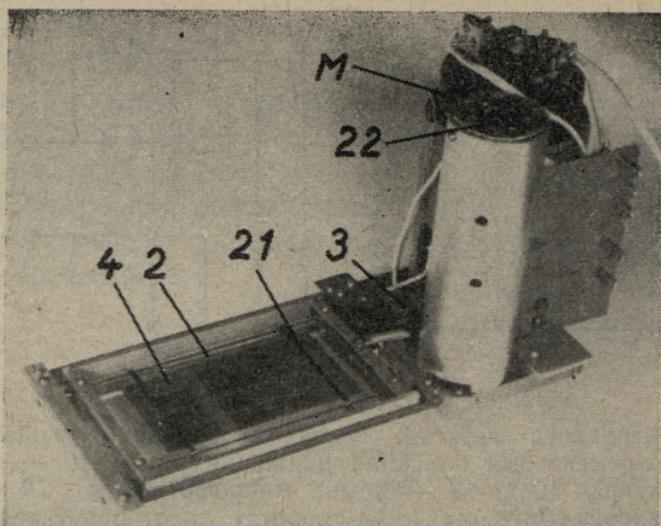


Рис. 4. Вид на устройство сверху

M — электродвигатель; 2 — рама; 3 — шатун; 4 — фотометрируемый объект; 21 — скоба для крепления исследуемого объекта; 22 — розетка фотоэлемента 8.

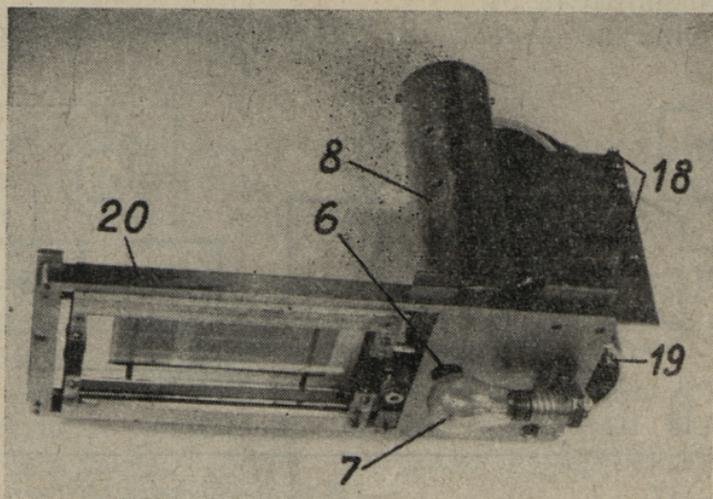


Рис. 5. Вид на устройство снизу

6 — щель; 7 — лампа для описания движения рамы; 8 — фотоэлемент для описания движения рамы; 18 — клеммы электродвигателя и лампы 7; 19 — отверстие регулировки эксцентриситета (винта 5); 20 — корпус.

контролируется вольтметром V. Напряжение лампы 7 не регулируется.

Число оборотов электродвигателя регулируется реостатом 14 в цепи возбуждения.

Фотоэлементы 15 для регистрации оптической плотности и 8 для описания движения рамы получают питание от источника стабилизированного напряжения 11. Во избежание инерции в работе пользуются вакуумными фотоэлементами СЦВ-4.

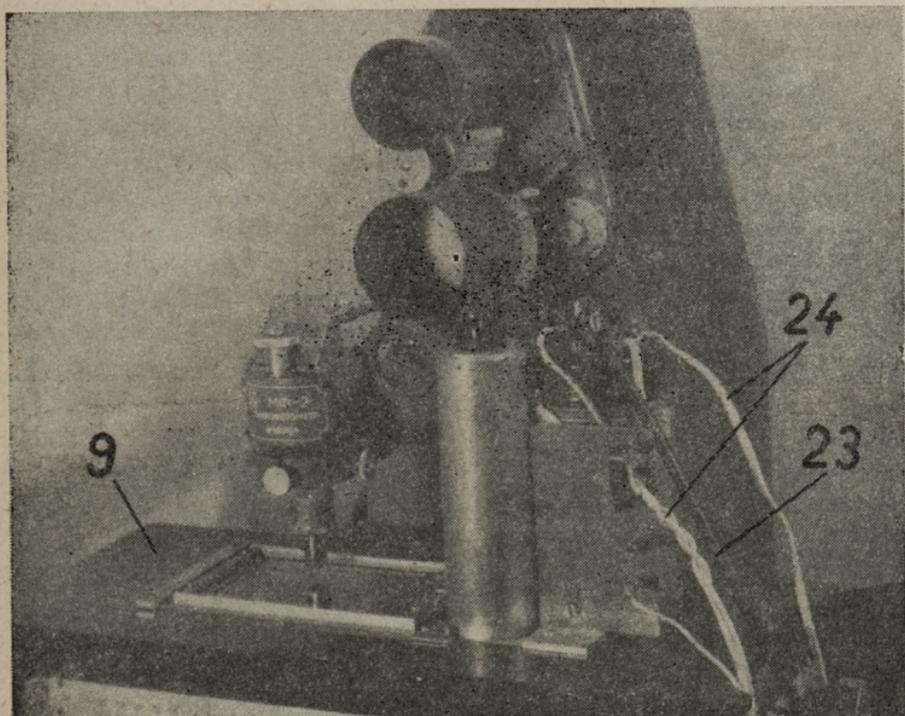


Рис. 6. Вид устройства в рабочем положении

9 — каретка микрофотометра МФ-2; 23 — экранированный провод фотоэлемента 8; 24 — провода электродвигателя М и лампы 7.

Б. МЕТОДИКА РАБОТЫ

Для приведения устройства в рабочее состояние соединяются необходимые электрические цепи. Для калибровки прибора необходимо взять линию с известным распределением плотности почернения и кривую, полученную на экране осциллографа, регулировкой усиления осей X и Y

довести до требуемой величины и формы. При сравнении отдельных линий, когда нас интересуют только относительные величины, вышеописанная процедура оказывается излишней и регулировку усилителей X и У можно провести и во время проведения цикла измерений.

После этого переходим к измерениям. Установив на пути светового пучка микрофотометра исследуемую линию и включив соответствующие цепи, на экране осциллографа вычерчивается желаемая кривая.

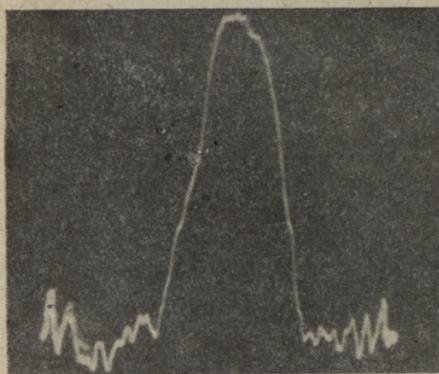


Рис. 7. Кривая распределения плотности почернения, полученная при помощи описанного устройства.

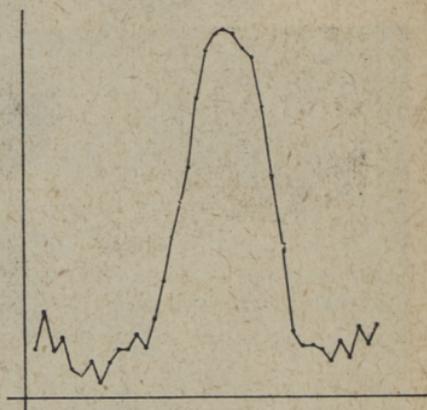


Рис. 8. Кривая распределения плотности почернения, полученная построением по точкам.

Для визуального наблюдения необходимая частота 8—12 гц, регулируется изменением оборотов электродвигателя.

Определение ширины и высоты кривой распределения плотности почернения можно провести непосредственно на экране, используя сетку с делениями. Для более же точного исследования изображения необходимо его сфотографировать.

Включая в схему логарифмирующий четырехполосник 16 можно вместо линейной кривой распределения плотности почернения получить кривую в логарифмическом масштабе.

Для определения площади исследуемой кривой (т. е. интегральной интенсивности рентгеновской линии) в схему включается специальный ламповый вольтметр 17 (см. рис. 3).

Как показывают проведенные опыты, описанное устройство дает удовлетворительные результаты. Полученные кривые совпадают с кривыми, построенными по обыкновенному методу на микрофотометре МФ-2. Для иллюстрации на рис. 7 и 8 приведены фотографический снимок, сделанный с экрана осциллографа и та же самая кривая, построенная по точкам.

В. ВЫВОДЫ

Вышеописанный прибор представляет собой специальное устройство-приставку, используемую при нерегистрирующем микрофотометре (напр. МФ-2) и дающую возможность мгновенно получить кривую распределения плотности почернения рентгенограмм, электрограмм и спектрограмм на экране катодного осциллографа или же на фотографических пластинках и пленках.

Использование настоящего устройства при фотометрировании дает большую экономию времени, так как во много раз уменьшается время, необходимое для одного исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Прокофьев, В. К., «Фотографические методы количественного спектрального анализа металлов и сплавов» ч. I и II, Гостехтеориздат, 1951.
2. Пильвре, У. В., «Электронные схемы для определения интенсивности рентгеновских линий» (подготавливается к печати). Издательство ТПИ.
3. Латышев, В. К. и Фелингер А. К., «Логарифмический электронный преобразователь для регистрирующего микрофотометра», Заводская лаборатория, XXIII, 5 (1957).

SUMMARY

This is a description of a newly-developed additional apparatus to nonrecording microphotometer MF-2. It permits to obtain instantaneously distributional curves of optical density of photographed spectral lines on the screen of cathod-ray oscillograph and to photograph these curves.

СКОРОСТНАЯ РЕНТГЕНОВСКАЯ КАМЕРА ДЛЯ ОБРАТНОЙ СЪЕМКИ

Развитие прикладного структурного анализа в последние годы отличается рядом характерных особенностей, выражающих стремление к чистоте рентгеновского эксперимента, повышающей чувствительность и точность определений.

При использовании фотографического метода принимаются меры к существенному сокращению длительности съемок. Используются фокусирующие методы без узкой щели, острофокусные трубки с размерами фокуса в сотни μ^2 и мощные трубки с вращающимся анодом.

С другой стороны известно, что для отделения эффекта расширения рентгеновских линий, вызванного напряжениями, необходимо разобраться в форме интерференционных максимумов. Но так как при дефокусированной съемке появляется смещение максимума интенсивности сложной линии, то для определения микронапряжений при пластической деформации метод дефокусированной съемки очевидно дает неточные результаты.

Учитывая вышесказанное, можно легко придти к выводу, что и при использовании стандартной аппаратуры с обычными трубками желательна применение методики фокусирующей съемки.

В настоящей статье описывается скоростная рентгеновская камера для обратной съемки, в которой фокусировка отдельных линий осуществляется перемещением специальной телескопической диафрагмы согласно данным соответствующей таблицы или диаграмм, рассчитанных из условия фокусировки.

Конструкция выполнена на базе рентгеновской камеры КРОС-I и имеет следующие преимущества:

1. Телескопическая диафрагма, позволяющая фокуси-

ровку рентгеновских линий регулировкой расстояний диафрагма—образец.

2. Специальная конусная секторная кассета, допускающая 12 экспозиций на одной пленке.

3. Диапазон регистрируемых углов от 50° до 85° . Для углов в этом диапазоне во много раз уменьшена «инструментальная погрешность» линий и также время экспозиции.

4. Устройство для предварительной юстировки всех шести образцов, находящихся в револьверной кассете.

5. Вращающийся независимый эталон с изменяемым сектором.

6. Возможность изменения расстояний образец—пленка и эталон—пленка.

7. Возможность использовать вращение образца или кассеты, или же вращение обоих элементов одновременно.

8. Возможность использовать плоскую кассету и обыкновенный держатель образца.

Кинематическая схема камеры представлена на рисунке 1.

К основанию 1 прикреплены вертикальные стойки 2 и 12. Положение стойки 2 можно изменить перемещением по продольным салазкам. На стойке 2 находится на поперечных салазках держатель 3 оси 4.

Основание 5 револьверной кассеты 6 образцов прикреплено к этой оси винтами.

Электродвигатель M_1 соединен с ведущим валиком камеры и обеспечивает вращение образца и кассеты через ременные приводы. Шкив 14 снабжен фиксаторным винтом 15, играющим роль сцепления.

Секторный эталон 9 приводится во вращение электродвигателем M_2 через передающий валик (находящийся внутри трубчатой оси 4), сцепление 16 и специальный ременный привод 17.

Конусная кассета 11 смонтирована в шариковый подшипник. При помощи крышки 10 для экспозиции выбирается желаемый сектор пленки 18. Диафрагму 19 можно перемещать вдоль оси рентгеновских лучей. Для юстировки образцов в держателе 7 имеется специальный отодвигаемый крест нитей.

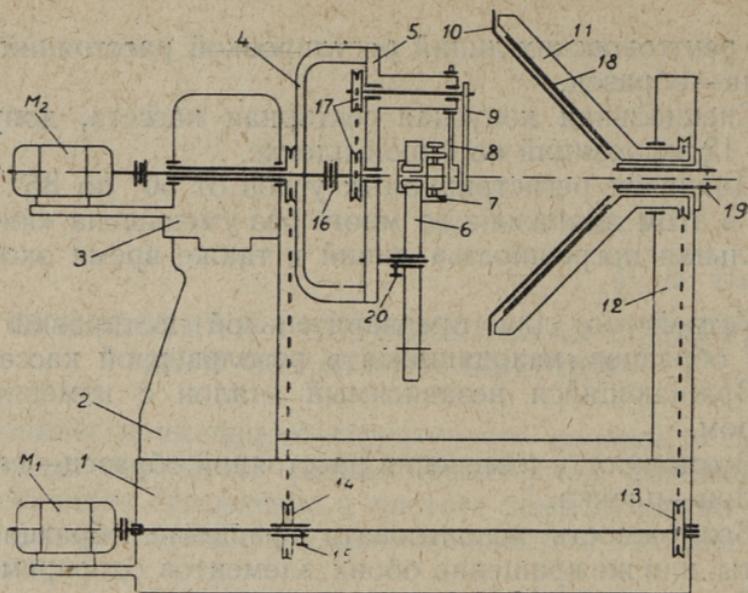


Рис. 1. Кинематическая схема камеры

Конструкция кассеты 11 видна на рис. 2. Кассета имеет конусную форму с углом раствора 90° . Для крепления пленки внутри конуса имеется пружинка 24 и вырез 25. Кассета закрывается светонепропускающей металлической крышкой 10, имеющей секторное отверстие 26, покрытое черной бумагой. Крышка крепится на место пружинкой 27.

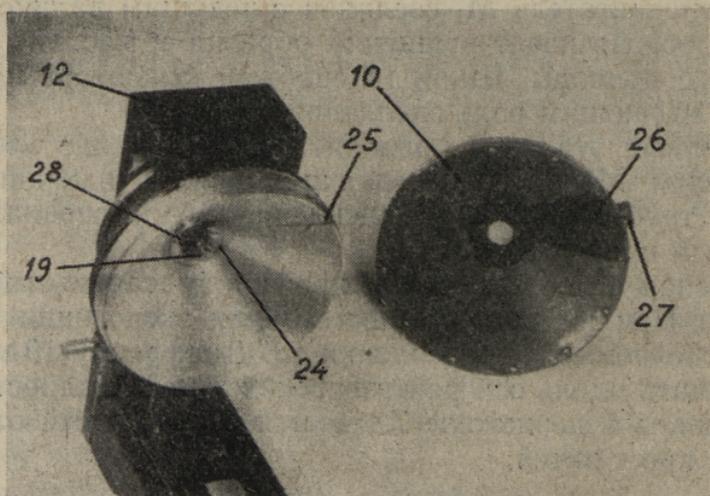


Рис. 2. Конусная кассета

жинными зажимами 27, допускающими ее свободное поворачивание. Диафрагма 19 имеет телескопическую трубку 28. Ее положение вдоль рентгеновского луча можно регулировать в больших пределах. Направляющая втулка диафрагмы прикреплена к стойке 12 неподвижно.

На рис. 3 приведен вид револьверной кассеты образцов в положении юстировки. В револьверную кассету помещают одновременно шесть образцов. Поворачиванием кассеты вокруг оси 29 образцы поочередно попадают под крест нитей 8. Для центрировки образцов освобождают винт 31. Установка одного и того же расстояния образцов до диафрагмы производится по планке 32. После юстировки освобождают винт 21 и крест нитей 8 отодвигают с пути рентгеновских лучей. Точное положение револьверной кассеты и отдельных образцов фиксируется винтом 20. Для статического равновесия при вращении образца имеется противовес 22. Требуемое соотношение интенсивностей эталонной и измеряемых линий легко получить, применяя эталоны с соответствующими вырезами.

Особое внимание при конструировании камеры было уделено удобству фокусировки отдельных рентгеновских линий.

На рис. 5. дана схема условий фокусировки при обратной съемке. Как известно, щель диафрагмы, исследуемая поверхность образца и полученный след конуса дифраги-

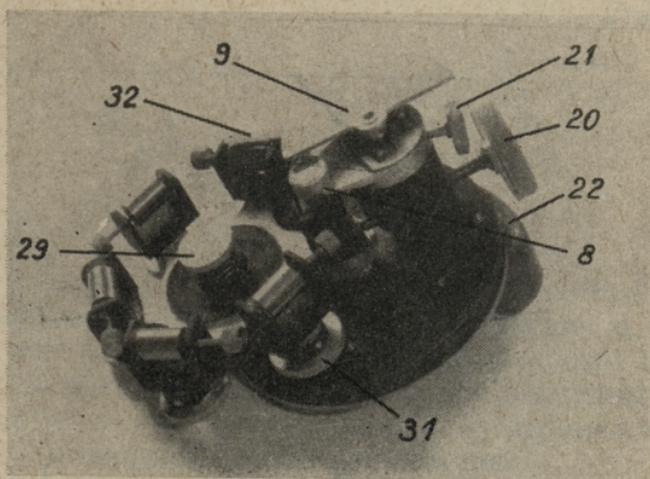


Рис. 3. Револьверная кассета

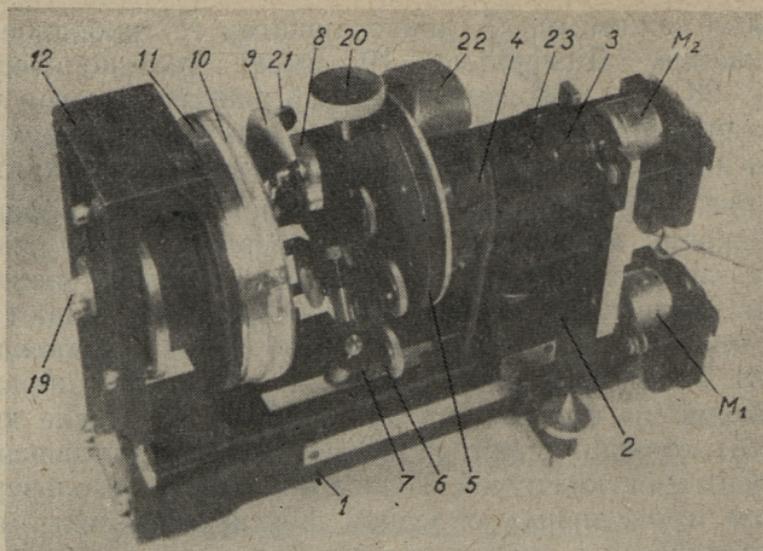


Рис. 4. Общий вид камеры

M_1 — электродвигатель 2 об/мин; M_2 — электродвигатель 60 об/мин; 1 — основание камеры; 2 — вертикальная стойка; 3 — держатель оси; 4 — ось; 5 — основание револьверной кассеты; 6 — револьверная кассета образцов; 7 — держатель образца; 8 — нитовый крестик; 9 — эталон; 10 — крышка кассеты; 11 — кассета; 12 — вертикальная стойка; 19 — диафрагма; 20 — фиксатор револьверной кассеты; 21 — фиксатор нитового крестика; 22 — противовес; 23 — фиксатор оси.

рованных лучей на пленке должны находиться на одной окружности.

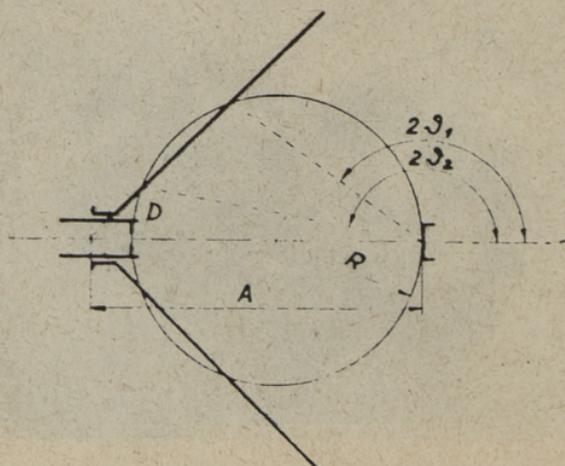


Рис. 5. Схема условий фокусировки

Из условий отражения лучей для конусной кассеты с вершинным углом 90° получим:

$$A = 2R \cos 2\vartheta (\cos 2\vartheta - \sin 2\vartheta);$$

здесь A — расстояние образец — вершина конуса кассеты, $2R$ — расстояние щель диафрагмы — образец, ϑ — угол рассеяния.

Фокусирование при съемке производится с помощью диаграммы $A=f(\vartheta)$ на рис. 6.

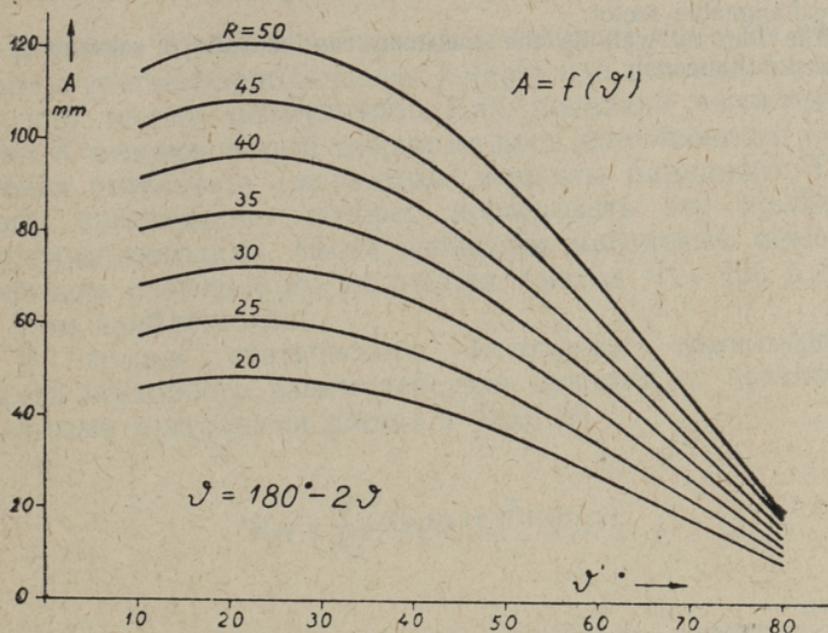


Рис. 6. Диаграмма $A=f(\vartheta)$

Зная угол рассеяния ϑ , выбираем желаемый радиус круга фокусирования R и найдем расстояние A . Перемещением вертикальной стойки 2 по продольным салазкам регулируем расстояние A до требуемой величины. Теперь, зная радиус круга фокусирования R , перемещаем диафрагму D в соответствующее положение.

Для проведения вышеприведенной регулировки имеются шкалы с нониусом на вертикальной стойке и на телескопической трубке диафрагмы.

SUMMARY

This is a description of a camera for registering of roentgen-lines at medium and great angles. Its turnable film-holder is cone-shaped, with a top angle of 90° . The filmcover has a revolving sector, which permits to film 12 photographs in succession. An adjustable x-ray diaphragm allows focusing of separate lines in the region of angles 50° to 85° .

The turnable specimen holder admits six cylindrical (15×10 mm) or flat ($15 \times 15 \times 10$ mm) specimens. The specimens are adjustable in the holder outside of the camera.

The camera has an independent rotating aluminium etalon with an exchangeable sector.

The film as well as the specimen can be rotated separately and also simultaneously.

ВЫЧИСЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ БАРИОНОВ ПРИ ПОМОЩИ НЕИНВАРИАНТНЫХ МЕТОДОВ

I

В работе [1] были вычислены магнитные моменты барионов в третьем приближении ($\approx eg^2$) при помощи инвариантной теории возмущений. Как показали вычисления, учет K -мезонов в этой теории не дает качественного улучшения результата (магнитные моменты барионов). Поэтому представляет интерес исследовать эту проблему другими методами. Ниже вычислим магнитные моменты методом статического источника (метод Чу) [2] в 3-ем и 5-ом приближении.

В теории статического источника гамильтониан псевдовекторного взаимодействия нуклона с псевдоскалярными π -мезонами дается в виде [2]:

$$H_{\pi int} = \frac{f}{\mu} \int d^3x \rho(x) \tau_i \vec{\sigma}_i \nabla \Phi_i(x),$$

где $\frac{f}{\mu}$ — константа связи, $\rho(x)$ — функция, определяющая нелокальность взаимодействия и гарантирующая сходимость результатов, Φ_i — волновая функция π -мезона.

При помощи этого метода в работе [3] вычислены части магнитных моментов нуклонов, вызванные виртуальными π -мезонами.

Мы вычислим при помощи этого метода части магнитных моментов барионов, вызванные π -мезонами и K -мезонами и смешанные K -, π -мезонные части (учитываем скалярные и псевдовекторные K -мезоны).

Главным недостатком использованного метода является неучет барионной отдачи. В дальнейшем будем исследовать и возможности устранения этого недостатка.

Рассмотрим вопрос введения электромагнитного поля в теорию.

Кэпс и Холидэй [4] вводят электромагнитное взаимодействие в теорию следующим градиент-инвариантным способом:

К обыкновенному члену гамильтониана электромагнитного взаимодействия π -мезонов, которое получается при замене в гамильтониане свободного π -мезонного поля $\nabla\Phi$ и $\nabla\Phi^*$ соответственно на $(\nabla - ie\vec{A})\Phi$ и $(\nabla + ie\vec{A})\Phi^*$

$$-eT_{ik} \int d^3x A_e \Phi_i \nabla_e \Phi_k,$$

где

$$T_{ik} = \begin{cases} 1 & i=1, k=2 \\ -1 & i=2, k=1 \\ 0 & \text{в остальных случаях,} \end{cases}$$

прибавляется член

$$H_i(A) = \frac{f}{\mu} \int d^3x \left\{ \rho(x) \tau^+ e^{-ie \int_0^x \vec{A} d\vec{s}^*} \vec{\sigma} (\nabla - ie\vec{A}) \Phi + \text{h.c.} \right\}.$$

В случае статического поля, если $\vec{A} = -\frac{1}{2} \vec{n}_x \vec{H}$, где \vec{H} — вектор напряженности однородного магнитного поля $\int_0^x \vec{A} d\vec{s}^* = 0$

тогда электромагнитное взаимодействие представляют гамильтонианы

$$H_{A_1} = -eT_{ik} \int d^3x A_e(x) \Phi_i(x) \nabla_e \Phi_k(x) \quad (2)$$

$$H_{A_2} = -ie \frac{f}{\mu} \int d^3x \rho(x) \tau^+ \vec{\sigma} \vec{A} \Phi + \text{h.c.} \quad (3)$$

Член H_{A_2} существует только в псевдовекторной теории.

Проводим вычисления при помощи гамильтониана (2). В конце статьи обсудим проблемы, связанные с гамильтонианом (3).

Вычисления проведем в представлении взаимодействия (это немного отличается от метода, разработанного Чу и Уйком [2]).

Исходим из гамильтониана в следующем виде:

$$H = H_A + H_{\pi int} + H_{\kappa int}.$$

где

$$H_A = -eT_{ix} \int d^3x \vec{A}_e(x) \Phi_i(x,t) \nabla_e \Phi_{\kappa}(x,t) - \\ -ie \int d^3x (\varphi^*(x,t) \frac{1+\tau_3}{2} \nabla_e \varphi(x,t) - \varphi(x,t) \frac{1+\tau_3}{2} \nabla_e \varphi^*(x,t)) A_e(x)$$

$$H_{\pi int} = b_1 \bar{\Psi}_N(t) \int d^3x \tau_i \sigma_{\kappa} \nabla_{\kappa} \Phi_i(x,t) \rho(x) \Psi_N(t) + (-ib_2) \bar{\Psi}_{\Sigma\kappa} \\ \int d^3x \sigma_i \Psi_{\Sigma e}(t) \nabla_i \Phi_m(x,t) \varepsilon_{\kappa lm} \rho(x) + b_3 \bar{\Psi}_{\Lambda}(t) \int d^3x \sigma_{\kappa} \nabla_{\kappa} \\ \Phi_i(x,t) \Psi_{\Sigma i}(t) \rho(x) + b_3^* \bar{\Psi}_{\Sigma i}(t) \int d^3x \sigma_{\kappa} \nabla_{\kappa} \Phi_i(x,t) \Psi_{\Lambda}(t) \\ \rho(x) + b_4 \bar{\Psi}_{\Xi}(t) \int d^3x \tau_i \sigma_{\kappa} \nabla_{\kappa} \Phi_i(x,t) \rho(x) \Psi_{\Xi}(t).$$

$$H_{\kappa} = a_1 \bar{\Psi}_N(t) \int d^3x (\sigma_{\kappa} \nabla_{\kappa})' \varphi(x,t) \rho(x) \Psi_{\Lambda}(t) + a_2 \bar{\Psi}_N(t) \int d^3x (\sigma_{\kappa} \nabla_{\kappa})' \\ \tau_i \varphi(x,t) \rho(x) \Psi_i(t) + a_3 \bar{\Psi}_{\Lambda}(t) \Psi_{\Xi}(t) \int d^3x (\sigma_{\kappa} \nabla_{\kappa})' \varphi(x,t) \rho(x) + \\ + a_4 \Psi_{\Sigma i}(t) \Psi_{\Xi}(t) \int d^3x (\sigma_{\kappa} \nabla_{\kappa})' \varphi(x,t) \rho(x) + h.c.$$

Здесь φ — волновая функция K -мезона, C — матрица в изотопическом пространстве:

$$C = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$$

ε_{ikl} — абсолютно антисимметрический тензор, а константы a_1, a_2, a_3, a_4 и b_1, b_2, b_3, b_4 являются константами связи

$$\frac{f_{NA}}{\mu_K}, \frac{f_{NZ}}{\mu_K}, \frac{f_{\Lambda Z}}{\mu_K}, \frac{f_{\Sigma Z}}{\mu_K} \cup \frac{f_N}{\mu_\pi}, \frac{f_\Sigma}{\mu_\pi}, \frac{f_{\Sigma\Lambda}}{\mu_\pi}, \frac{f_\Xi}{\mu_\pi}$$

соответственно (в случае скалярных K -мезонов

$\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \sigma_4 - f_{NA}^{CK}, f_{NZ}^{CK}, f_{\Lambda Z}^{CK}, f_{\Sigma Z}^{CK}$). Символ $(\sigma_K V_K)'$ обозначает:

$$(\sigma_K V_K)' = \begin{cases} \sigma_K V_K & \text{в псевдовекторном случае} \\ 1 & \text{в скалярном случае} \end{cases}$$

Гамильтониан (4) соответствует схеме Гелл-Манна-Нишиджима в форме Д'Эспанья-Прентки [5].

Вычислим магнитные моменты при помощи гамильтониана (4) на основании следующих схем:

В третьем приближении

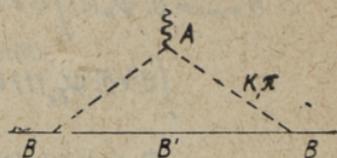


Рис. 1.

в пятом приближении

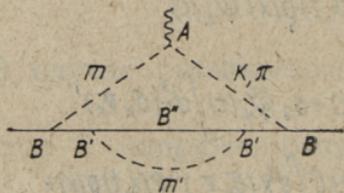


Рис. 2.

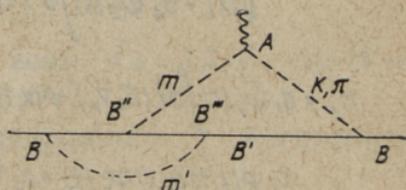


Рис. 3.

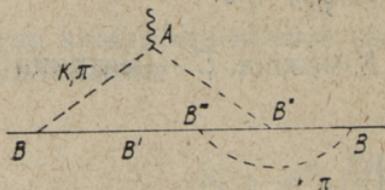


Рис. 4.

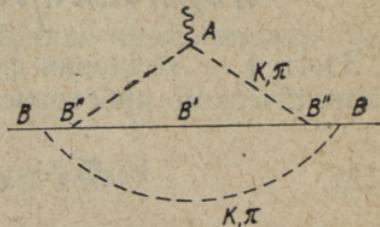


Рис. 5.

Вычисления в третьем приближении.

В этом приближении скалярные K -мезоны не дают вклада в магнитный момент бариона, так как виртуальный K -мезон может быть только в s -состоянии.

Поэтому учтем только псевдовекторные связи с K - и π -мезонами.

Процессу рис. 1 соответствует матричный элемент:

$$S_B^3 = \frac{(-i)^3}{2} eg^2 \int d^4x_1 d^4x_2 d^4x_3 T(\bar{\Psi}_B(t_1, l_1, (\vec{\sigma} \nabla)) \Phi(x_1, t) \rho(x_1) \Psi_B \bar{\Psi}_B(t_2, l_2) \cdot (\vec{\sigma} \nabla) \Phi(x_2, t_2) \rho(x_2) \Psi_B(t_1, l_A(x_3)) l_A \Phi(x_3, t_3) \nabla \Phi(x_3, t_3)) \quad (5)$$

Матрица S_B^3 выписана в общем символическом виде, где B' виртуальный барион, Φ волновая функция бозона (ϕ или Φ), а l_1, l_2, l_A операторы в изотопическом пространстве, g^2 — произведение соответствующих констант связи.

После некоторых преобразований и перехода в импульсное пространство, учитывая, что

$$\frac{1}{2} S_{BB}^F(t) = \frac{i}{2\pi} \int \frac{e^{-i p_0 t}}{p_0 - m_B} dp_0, \quad \rho(x) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int V(|\vec{k}|) e^{i \vec{k} \vec{x}} d\vec{k},$$

$$\vec{A}(x) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \vec{a}_{\vec{k}} e^{i \vec{x} \vec{q}} d\vec{q}, \quad \vec{q} \vec{a} = 0,$$

получим:

$$S_B^3 = (-i)^6 eg^2 \frac{i}{(2\pi)^7} l_1 l_2 l_A \Theta J (2\pi \delta(p_0 - P_0)). \quad (6)$$

где

$$J = 2 \int \frac{(\vec{\sigma}(\vec{k} + \vec{q}_1) \cdot (\vec{\sigma} \vec{k})) (\vec{\sigma} \vec{k}) (\vec{a} \vec{k}) V(|\vec{k} + \vec{q}_1|) V(|\vec{k}|) d\vec{k} d\vec{q}_1}{(-k_0 + m_B - m_{B'}) (k_0^2 - \omega_k^2) (k_0^2 - \omega_{k+q}^2)}, \quad (6a)$$

а $l_1, l_2, l_A \Theta$ матрица в изотопическом пространстве, где символ Θ имеет такой смысл, что матрица $l_1 l_2 l_A \Theta$ выписана так, что правостоящие от нее величины не зависят

от изотопических индексов, $\omega = \kappa^2 + \mu^2$. Здесь мы учли еще и то обстоятельство, что $p_B = m_B$, если B свободная частица (для виртуальных частиц не выполняется обыкновенное соотношение между импульсом и энергией, так что $p_{B'} \neq m_{B'}$).

Чтобы интегрировать выражение (6а) по κ_0 , нужно напомнить что $\pi_{B'} \rightarrow m_{B'} - i\varepsilon$, $\omega_\kappa \rightarrow \omega_\kappa - i\varepsilon$,

где $0 < \varepsilon \rightarrow 0$

т. е. нужно вычислить интеграл

$$\begin{aligned} J &= \int \frac{d\kappa_0}{(-\kappa_0 - \Delta m + i\varepsilon)(\kappa_0^2 - (\omega_\kappa - i\varepsilon)^2)(\kappa_0^2 - (\omega_{\kappa+q} - i\varepsilon)^2)} = \\ &= -2\pi i \sum_{\text{снизу}} \text{res}(\text{интегрант}(j)) = \\ &= 2\pi i \left(\frac{1}{2\omega_\kappa \omega_{\kappa+q} (\omega_\kappa + \Delta m)(\omega_{\kappa+q} + \Delta m)} + \frac{\Delta m}{2(\omega_\kappa + \omega_{\kappa+q})^2 \omega_\kappa \omega_{\kappa+q} (\omega_\kappa + \Delta m)} \right), \end{aligned}$$

где

$$\Delta m = m_{B'} - m_B.$$

Подставляя это выражение в (6а) и учитывая соотношение

$$\int \varphi(|\vec{n}|/|\vec{n}_1|, -|\vec{n}|) (\vec{G} \vec{n}) dn n^2 d\Omega_{\vec{n}} = (|\vec{n}_1| \vec{G}) \int \rho(|\vec{n}|/|\vec{n}_1|) dn,$$

получим:

$$J = 2 \int d\vec{k} d\vec{q} (\vec{\delta} \vec{q}) (\vec{\delta} \vec{k}) (\vec{a} \vec{k}) V(|\vec{k} + \vec{q}|) V(|\vec{k}|) J$$

Предполагая, что внешнее поле изменяется медленно, разложим последнее выражение по q и ограничимся первой степенью q .

Тогда:

$$J = [-2\pi i] \int \frac{(\vec{\delta} \vec{q}) (\vec{\delta} \vec{k}) (\vec{a} \vec{k}) V^2(|\vec{k}|) d\kappa \left(1 + \frac{\Delta m}{2\omega_\kappa}\right)}{\omega_\kappa^2 (\omega_\kappa + \Delta m)^2}.$$

интегрируя по $d\Omega_k$ и учитывая что

$$\vec{H} = \text{rot} \vec{A} = \frac{1}{(2\pi)^3} i \int \vec{q} x \vec{\alpha} e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}} d\vec{q},$$

получим

$$J = \frac{16\pi^3}{3i} \vec{\alpha} \vec{H}(x=0) \Gamma(\Delta m, \xi).$$

Подставляя это в (6), получим:

$$S_B^3 = -\frac{eg^2}{6\pi^2} \vec{\alpha} \vec{H} \Gamma(\Delta m, \xi) l_1 l_2 l_A \theta (2\pi \delta(p_0 - P_0))$$

или

$$S_B^3 = \frac{S_B^3}{2\pi \delta(p_0 - P_0)} = -\left(\frac{e}{2m_N}\right) \left(\frac{4}{3\pi}\right) \left(\frac{g^2}{4\pi}\right) m_N \vec{\alpha} \vec{H} \Gamma(\Delta m, \xi) l_1 l_2 l_A \theta \quad (7)$$

Полученное выражение определяет магнитный момент в третьем приближении.

$$\mu_{\text{magB}} = i \left(\frac{e}{2m_N}\right) \left(\frac{4}{3\pi}\right) \left(\frac{g^2}{4\pi}\right) m_N \Gamma(\Delta m, \xi) l_1 l_2 l_A \theta. \quad (8)$$

где

$$\Gamma(\Delta m, \xi, \mu) = \int_{\mu}^{\xi, \mu} \frac{(\omega^2 - \mu^2)^{3/2} d\omega}{(\omega + \Delta m)^2} \left(1 + \frac{\Delta m}{2\omega}\right).$$

(мы учли, что $V(k)$ имеет вид

$$V(k) = \begin{cases} 1, & k < \xi, \mu \\ 0, & k > \xi, \mu \end{cases}$$

Изотопические величины $l_1 l_2 l_A \Theta$ приведены в таблице I.

Таблица I

барион	вирт. барион	вирт. мез.	Δm	Представление бариона	$l_1 l_2 l_A \Theta$
N	N	π	0	$\psi_N = \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}$	$-2i\tau_3$
N	Λ	K	$ \Delta m_{N\Lambda} $	— " —	$-i\tau^+$
N	Σ	K	$ \Delta m_{N\Sigma} $	— " —	$-i(\tau^+ + 2\tau^-)$
Λ	Σ	π	$ \Delta m_{\Lambda\Sigma} $	ψ_Λ	0
Λ	N	K	$- \Delta m_{\Lambda N} $	— " —	i
Λ	Ξ	K	$ \Delta m_{\Lambda\Xi} $	— " —	-i
Σ	Λ	π	$ \Delta m_{\Lambda\Sigma} $	$\psi_\Sigma = \begin{pmatrix} \psi_{\Sigma^+} \\ \psi_{\Sigma^-} \\ \psi_{\Sigma^0} \end{pmatrix}$	$-\lambda i = -i \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$
Σ	Σ	π	0	— " —	$-\lambda i$
Σ	N	K	$- \Delta m_{N\Sigma} $	— " —	$\gamma_2 i = i \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$
Σ	Ξ	K	$ \Delta m_{\Sigma\Xi} $	— " —	$-i\gamma_1 = -i \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$
Ξ	Ξ	π	0	$\psi_\Xi = \begin{pmatrix} \psi_{\Xi^+} \\ \psi_{\Xi^-} \end{pmatrix}$	$-2i\tau_3$
Ξ	Λ	K	$- \Delta m_{\Lambda\Xi} $	— " —	$i\tau^-$
Ξ	Σ	K	$- \Delta m_{\Sigma\Xi} $	— " —	$i(2\tau^+ + \tau^-)$

III

Вычисления в пятом приближении.

Рассмотрим часть магнитного момента, вызванную графиком рис. 2. Соответствующий матричный элемент:

$$S_{B_1}^5 = (-i)^3 e g^2 \int \bar{\psi}_B(t) (L_1 \sigma^p \nabla_1^p \frac{1}{2} \Delta_{mm}^F(x_1 - x_5) (-\frac{1}{2}) S_{B'B'}^{Fp}(t, -t_4) L_2^p L_4 \sigma^q \nabla_2^q \cdot \\ \cdot \frac{1}{2} \Delta_{mm}^F(x_5 - x_4) + L_1 L_4 \sigma^p \nabla_1^p \nabla_5^p \frac{1}{2} \Delta_{mm}^F(x_1 - x_5) (-\frac{1}{2}) S_{B'B'}^{Fp}(t, -t_4) L_2^p L_4 \cdot \\ \cdot \sigma^q \nabla_2^q \frac{1}{2} \Delta_{mm}^F(x_5 - x_4)) \rho(x_1) \rho(x_2) A_2(x_5) \psi_B(t_4) d\hat{x}_1 d\hat{x}_4 d\hat{x}_5, \quad (9)$$

где СИМВОЛ

$$(-\frac{1}{2}) S_{B'B'}^{Fp}(t, -t_2) L_2^p = (-i)^2 \int (-\frac{1}{2}) S_{B'B'}(t_1, -t_2) L_2 (\vec{\sigma} \vec{\nabla}_2) (\vec{\sigma} \vec{\nabla}_3) \frac{1}{2} \Delta_{mm}^F(x_2 - x_3) \cdot \\ \cdot (-\frac{1}{2}) S_{B'B'}(t_2 - t_3) L_3 (-\frac{1}{2}) S_{B'B'}(t_3 - t_4) \cdot \\ \cdot \rho(x_2) \rho(x_3) d\hat{x}_2 d\hat{x}_3$$

в псевдовекторном случае,

$$(-\frac{1}{2}) S_{B'B'}^{Fp}(t, -t_4) L_2^p = (-i)^2 \int (-\frac{1}{2}) S_{B'B'}(t_1, -t_2) L_2 \frac{1}{2} \Delta_{mm}^F(x_2 - x_3) (-\frac{1}{2}) S_{B'B'}(t_2 - t_3) \cdot \\ \cdot L_3 (-\frac{1}{2}) S_{B'B'}(t_3 - t_4) \rho(x_2) \rho(x_3) d\hat{x}_2 d\hat{x}_3$$

в скалярном случае.

Переходя в импульсное представление, получим:

$$S_B^5 = e(-i)^5 g^2 \frac{i}{(2\pi)^6} L_1 \int \frac{2(\vec{\sigma} \vec{\kappa}_2)(\vec{\sigma} \vec{\kappa}_1)(\vec{\sigma} \vec{\kappa}_1)(-\frac{1}{2}) S^{Fp}(p') L_2^p \cdot \\ \cdot V(|\vec{\kappa}_1|) V(|\vec{\kappa}_2|) (2\pi \delta(p_B - p' - \kappa_{01})) \delta(p_B - p' - \kappa_{01}) dp' d^4 \kappa d\hat{q},$$

где

$$\vec{\kappa}_2 = \vec{\kappa}_1 - \vec{q},$$

и

$$-\frac{1}{2} S_{B'B'}^{Fp}(p') L_2^p = \frac{(-i)^6}{(2\pi)^3} L_1 L_2 \theta' g^2 \int \frac{V^2(|\vec{\kappa}|) \{ \kappa^2, 1 \} d^4 \kappa}{(p' - \kappa_0 - m_{B'}) (p' - m_{B'})^2 (\kappa_0 - \omega_{\vec{\kappa}})},$$

которое после интегрирования по dk_0 и $d\Omega_{\kappa}$ имеет вид:

$$-\frac{1}{2} S_{B'B'}^{Fp}(p') L_2^p = \frac{-i}{2\pi} L_1 L_2 \theta' g^2 \int \frac{V^2(\kappa) \{ \kappa^4, \kappa^2 \} d\kappa}{(p' - m_{B'}) (p' - \omega_{\kappa} - m_{B'}) \omega_{\kappa}}$$

Здесь символ $\{a, b\}$ обозначает следующее:

$$\{a, b\} = \begin{cases} a & \text{— в псевдовекторном случае} \\ b & \text{— в скалярном случае} \end{cases}$$

Величина $-\frac{1}{2} S_{B'B}^{Fp}(\rho') l_2^p$ обусловлена графиком собственной энергии виртуального бариона.

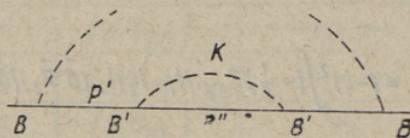


рис. 5

В инвариантной теории такие величины расходятся и подлежат регуляризации. В данном формализме расходимости нет (благодаря величине $V(\kappa)$). Но как показал Чу [2], физический смысл регуляризации остается в силе и здесь, вместе с этим также правила регуляризации Дайсона-Уорда. То есть, если

$$A = \int \frac{f(\kappa) d\kappa}{(\rho' - \omega_\kappa - m_{B''}) \omega_\kappa}$$

названный член собственной энергии, то его нужно заметить на

$$A_{reg} = A - A(\rho' - m_{B''} = 0) - (\rho' - m_{B''}) \left[\frac{\partial}{\partial (\rho' - m_{B''})} A \right]_{\rho' - m_{B''} = 0}$$

или

$$A_{reg} = \int \frac{f(\kappa) (\rho' - m_{B''})^2 d\kappa}{\omega_\kappa (\rho' - m_{B''} - (\omega + \alpha)) (\omega + \alpha)^2}$$

где

$$\alpha = m_{B''} - m_B$$

Учитывая это, получим

$$S_B^5 = A e g^4 \int \frac{V^2(\kappa) V(|\vec{\kappa}_1 + \vec{q}|) V(\kappa_1) \{ \kappa^4, \kappa^2 \} d\kappa (\vec{\sigma} \vec{\kappa}_2) (\vec{\sigma} \vec{\kappa}_1) (\vec{\sigma} \vec{\kappa}_1) d^4 \kappa \cdot d^4 \vec{q}}{(\omega_\kappa + \alpha)^2 (\rho_B - \kappa_0 - m_{B''} - (\omega_\kappa + \alpha)) (\kappa_0^2 - \omega_\kappa^2 + q) (\kappa_0^2 - \omega_\kappa^2)}$$

$$2\pi \delta(\rho_B - p_B) l_1 l_2 l_3 l_4 l_5 \theta \theta.$$

где

$$A = -\frac{2i}{12\pi^3}$$

После интегрирования по $d\kappa_{i0}, d\Omega_{\kappa}$ и разложения по q (учитывая первую степень q), получим для соответствующей части магнитного момента

$$\mu_{B\text{mag}1}^5 = \frac{i}{3} \left(\frac{e}{2m_N} \right) \left(\frac{2}{\pi^2} \right) \left(\frac{g^2}{4\pi} \right)^2 L_1 L_2 L_3 L_4 L_A \theta^0 \theta \Lambda(\alpha, \beta, \mu, \mu', \xi, \xi'), \quad (10)$$

где g^4 — произведение соответствующих констант связи, $L_1 L_2 L_3 L_4 L_A \theta^0 \theta$ — изотопическая матрица, которая определяется в таблице II, $\beta = m_{B'} - m_B$ и

$$\Lambda(\alpha, \beta, \mu, \mu', \xi, \xi') = \{3J(\xi, \mu, \xi', \mu', \alpha, \alpha + \beta), -J(\xi, \mu, \xi', \mu', \alpha, \alpha + \beta)\} \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} & \{J(\xi, \mu, \xi', \mu', \alpha, \gamma, \beta), J(\xi, \mu, \xi', \mu', \alpha, \gamma, \beta)\} = \\ & = \int_{\mu}^{\mu'} \int_{\mu}^{\xi'} \frac{(\omega^2 - \mu^2)^{\frac{3}{2}} \{ \frac{1}{3}(\omega^2 - \mu^2)^{\frac{3}{2}}, -(\omega^2 - \mu^2)^{\frac{3}{2}} \} d\omega d\omega'}{\omega(\omega' + \alpha)(\omega' + \gamma)(\omega' + \omega + \beta)} \left(\frac{1}{\omega} + \frac{1}{\omega + \omega' + \beta} \right), \quad (12) \end{aligned}$$

где κ, μ, ξ соответственно импульс, масса и константа обрезания мезона m , а κ', μ', ξ' те же величины для m' .

Проводя точно такие же вычисления с соответствующей регуляризацией, получим в случае процессов, изображенных на рис. (3), рис. (4) и рис. (5).

$$\mu_{\text{mag}2}^5 = \frac{i}{3} \left(\frac{e}{2m_N} \right) \left(\frac{2}{\pi^2} \right) \left(\frac{g^2}{4\pi} \right)^4 \Lambda^t(\alpha, \varepsilon, \beta, \mu, \xi, \mu', \xi') T^2 \quad (13)$$

для рис. 2, где $\alpha = m_{B'} - m_B$, $\varepsilon = m_{B''} - m_{B'}$, $\beta = m_{B'''} - m_B$

а T^2 — изотопическая матрица, которая дана в таблице III.

Часть магнитного момента, вызванная графиком рис. (3) получается из (13) при замене g^4 на g^{4*} :

$$\mu_{\text{mag}3}^5 g^4 = \mu_{\text{mag}3_2}^5 (g^{4*})$$

$$\Lambda^t(\alpha, \varepsilon, \beta, \mu\xi, \mu'\xi') = \left\{ J(\xi\mu, \xi'\mu', \alpha, \alpha+\varepsilon-\beta, \alpha+\varepsilon), \right. \\ \left. J(\xi\mu, \xi'\mu', \alpha, \alpha+\varepsilon-\beta, \alpha+\varepsilon) \right\} \quad (14)$$

Магнитный момент соответствующий графику (4), равен:

$$\mu_{\text{маг}} = \frac{i}{3} \left(\frac{e}{2m_N} \right) \left(\frac{e}{\pi^2} \right) \left(\frac{g^2}{4\pi} \right)^2 m_N \Lambda''(\alpha, \beta, \gamma, \mu\xi, \mu'\xi') T^3, \quad (15)$$

где

$$\alpha = m_{B'} - m_B, \quad \beta = m_{B''} - m_{B'}, \quad \gamma = m_{B''} - m_B.$$

$$\Lambda''(\alpha, \beta, \gamma, \mu\xi, \mu'\xi') = - \left\{ J(\mu\xi, \mu'\xi', \alpha, \gamma, \alpha+\beta), \right. \\ \left. J'(\mu\xi, \mu'\xi', \alpha, \gamma, \alpha+\beta) \right\}. \quad (16)$$

а T^3 дано в таблице IV.

Таблица II

B	B'	B''	m	m'	g^4	$\beta = m_{B'} - m_B$	$\alpha = m_{B''} - m_{B'}$	$l_1 l_2 l_3 l_4 \theta \theta'$
N	N	N	π	π	b_1^4	0	0	$-2i\tau_3 \cdot 3$
	N	Λ	π	K	$ b_1 ^2 a_1 ^2$	0	$ \Delta m_{\Lambda N} $	$-2i\tau_3$
	N	Σ	π	K	$ b_1 ^2 a_1 ^2$	0	$ \Delta m_{\Sigma N} $	$-2i\tau_3 \cdot 3$
	Λ	Σ	K	π	$ b_3 ^2 a_1 ^2$	$ \Delta m_{\Lambda N} $	$ \Delta m_{\Sigma \Lambda} $	$-i\tau^+ \cdot 3$
	Λ	N	K	K	$ a_1 ^4$	— —	$- \Delta m_{\Lambda N} $	$-i\tau^+ \cdot 2$
	Λ	Ξ	K	K	$ a_4 ^2 a_1 ^2$	— —	$ \Delta m_{\Xi \Lambda} $	$-i\tau^+ \cdot 2$
	Σ	Σ	K	π	$ a_2 ^2 b_2 ^2$	$ \Delta m_{\Sigma N} $	0	$-i(\tau^+ + 2\tau^-) \cdot 2$
	Σ	Λ	K	π	$ b_2 ^2 a_2 ^2$	— —	$- \Delta m_{\Sigma \Lambda} $	$-i(\tau^+ + 2\tau^-)$
	Σ	N	K	K	$ a_2 ^4$	— —	$- \Delta m_{\Sigma N} $	$-i(\tau^+ + 2\tau^-) \cdot 2$
	Σ	Ξ	K	K	$ a_5 ^2 a_2 ^2$	— —	$ \Delta m_{\Sigma \Xi} $	$-i(\tau^+ + 2\tau^-) \cdot 2$

B	B'	B''	B'''	m'	m	g^4	$\alpha = m_{B'} - m_B$	$\xi = m_{B''} - m_{B'}$	$\beta = m_{B''} - m_B$	T^2
N	N	N	N	π	π	b_1^4	0	0	0	$2i\tau_3$
	Λ	Σ	N	K	π	$a_1 b_3 a_2^* b_1$	$ \Delta m_{\Lambda N} $	$ \Delta m_{\Sigma \Lambda} $	0	$-2i\tau_3$
	Σ	Λ	N	K	π	$a_1^* b_3^* a_2 b_1$	$ \Delta m_{\Sigma N} $	$- \Delta m_{\Sigma \Lambda} $	0	$-2i\tau_3$
	Σ	Σ	N	K	π	$ a_2 ^2 b_1 b_2$	—	0	0	$-4i\tau_3$
	N	Σ	Λ	π	K	$a_2 b_2 b_3^* a_1^*$	0	$ \Delta m_{\Sigma N} $	$ \Delta m_{\Lambda N} $	$-3i\tau^+$
	N	Λ	Σ	π	K	$b_1 a_1 b_3 a_2^*$	0	$ \Delta m_{\Lambda N} $	$ \Delta m_{\Sigma N} $	$-i(\tau^+ + 2\tau^-)$
	N	Σ	Σ	π	K	$b_1 a_2 ^2 b_2$	0	$ \Delta m_{\Sigma N} $	—	$-2i(\tau^+ + 2\tau^-)$
	Λ	Ξ	Λ	K	K	$ a_1 ^2 a_4 ^2$	$ \Delta m_{\Lambda N} $	$ \Delta m_{\Xi \Lambda} $	$ \Delta m_{\Lambda N} $	$-i\tau^+$
	Λ	Ξ	Σ	K	K	$a_1 a_2^* a_4 a_5^*$	—	—	$ \Delta m_{\Sigma N} $	$-i(\tau^+ + 2\tau^-)$
	Σ	Ξ	Λ	K	K	$a_2 a_5 a_1^* a_4^*$	$ \Delta m_{\Sigma N} $	$ \Delta m_{\Xi \Sigma} $	$ \Delta m_{\Lambda N} $	$-3i\tau^+$
	Σ	Ξ	Σ	K	K	$ a_2 ^2 a_5 ^2$	—	—	$ \Delta m_{\Sigma N} $	$i(\tau^+ + 2\tau^-)$

Таблица IV

B	B'	B''	B'''	m'	m	g^4	α	β	γ	T^3
N	N	N	N	π	π	b_1^4	0	0	0	$2i\tau_3$
	N	Σ	N	π	K	$ a_2 ^2 b_1^2$	0	$ \Delta m_{\Sigma N} $	0	$-i\omega'; \omega' = \begin{pmatrix} 5 & 0 \\ 0 & 4 \end{pmatrix}$
	Λ	Σ	N	K	π	—	—	—	—	0
	Λ	Σ	Σ	K	π	$b_3 b_4 a_1 a_2^*$	$ \Delta m_{\Lambda N} $	$ \Delta m_{\Lambda \Sigma} $	$ \Delta m_{\Sigma N} $	$-2i\tau_3$
	Σ	Σ	Λ	K	π	$b_3^* b_2 a_2 a_1^*$	$ \Delta m_{\Sigma N} $	0	$ \Delta m_{\Lambda N} $	$-2i\tau_3$
	Σ	Λ	Σ	K	π	$ a_2 ^2 b_3 ^2$	—	$- \Delta m_{\Sigma \Lambda} $	$ \Delta m_{\Sigma N} $	$-2i\tau_3$
	Σ	Σ	Σ	K	π	$ a_2 ^2 b_1 ^2$	—	0	—	$-2i\tau_3$
	Λ	N	Λ	K	K	$ a_1 ^4$	$ \Delta m_{\Lambda N} $	$- \Delta m_{\Lambda N} $	$ \Delta m_{\Lambda N} $	iI
	Λ	N	Σ	K	K	$ a_1 ^2 a_2 ^2$	—	—	$ \Delta m_{\Sigma N} $	$i\tau_3$
	Σ	N	Λ	K	K	—	$ \Delta m_{\Sigma N} $	$- \Delta m_{\Sigma N} $	$ \Delta m_{\Lambda N} $	$i\tau_3$
	Σ	N	Σ	K	K	$ a_2 ^4$	—	—	$ \Delta m_{\Sigma N} $	$i(\tau^+ + 5\tau^-)$
	Λ	Ξ	Λ	K	K	$ a_4 ^2 a_1 ^2$	$ \Delta m_{\Lambda N} $	$ \Delta m_{\Xi \Lambda} $	$ \Delta m_{\Lambda N} $	$-iI$
	Λ	Ξ	Σ	K	K	$a_1 a_2^* a_4 a_5^*$	—	—	$ \Delta m_{\Sigma N} $	$-i\tau_3$
	Σ	Ξ	Λ	K	K	$a_1^* a_2 a_4^* a_5$	$ \Delta m_{\Sigma N} $	$ \Delta m_{\Xi \Sigma} $	$ \Delta m_{\Lambda N} $	$-i\tau_3$
	Σ	Ξ	Σ	K	K	$ a_2 ^2 a_5 ^2$	—	—	$ \Delta m_{\Sigma N} $	$-i(5\tau^+ + \tau^-)$
	N	Λ	N	π	K	$a_1^2 b_1^2$	0	$ \Delta m_{\Lambda N} $	0	$-i\delta; \delta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 2 \end{pmatrix}$

Рассмотрим взаимодействие H_{A_2} .

$$H_{A_2} = ieb_1 \int d^3x \rho(x) \vec{\sigma} \vec{A} (\tau^+ \Phi(x) - \tau^- \Phi^*(x))$$

Выпишем $H_{int\pi}$ через τ^+ и τ^-

$$H_{int\pi} = b_1 \int d^3x \rho(x) (\tau_3 \vec{\sigma} \nabla \Phi_0 + \sqrt{2} \tau^+ \vec{\sigma} \nabla \Phi(x) + \sqrt{2} \tau^- \vec{\sigma} \nabla \Phi^*(x)).$$

Наиболее низкое приближение в котором можно получить магнитный момент, соответствует графикам:

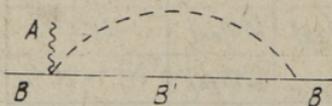


рис. 6а

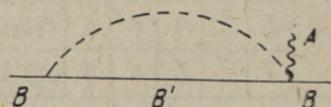


рис. 6б

Вычислим только π -мезонную часть магнитного момента нуклона.

Соответствующий матричный элемент

$$S_B^{A_2} = (-i)^4 2i \tau_3 e b_1^2 \int \vec{\sigma} \nabla_1 \frac{1}{2} \Delta^F(x_1 - x_2) \left(-\frac{1}{2}\right) S^F(x_1 - x_2) \cdot \vec{\sigma} \vec{A}(x_2) \rho(x_1) \rho(x_2) d^4x_1 d^4x_2. \quad (17)$$

Развивая выражение (17) вышеизложенным методом, получим

$$S_B^{A_2} = -\frac{2\tau_3 i}{(2\pi)^7} \int \frac{i(\vec{\sigma} \vec{k})(\vec{\sigma} \vec{q}) V(i\vec{k}) V(i\vec{k} - \vec{q}) dk d\vec{q}}{(\kappa_0^2 - \omega_\kappa^2)(p_N - \kappa_0 - m)} 2\pi \delta(p_N - p_N) \quad (17a)$$

и, наконец,

$$S_B^{A_2} = i\tau_3 e b_1 \left(\frac{e}{2m_N}\right) \frac{1}{3\pi^2} m_N \vec{\sigma} \vec{H} \int \frac{f(\kappa) \kappa^3 d\kappa}{\omega_\kappa^2} \quad (18)$$

где

$$f = V'(\kappa) V(\kappa) = V(\kappa) \delta(\kappa - \eta \xi).$$

Выражение (18) неопределенно, так как

$$\int_0^{\infty} \frac{f(k)k^3 dk}{\omega_k^2} = V(\eta\xi) \frac{\eta^3}{\eta^2 + 1} \mu.$$

а

$$V(k) = \begin{cases} 1, & k < \eta\mu \\ 0, & k > \eta\mu \end{cases}$$

Поэтому необходимо найти вескую физическую причину, чтобы устранить такой результат.

$S_B^{A_2}$ представляет величину расходящуюся в инвариантной теории. Применим и к этому случаю процедуру ренормализации (мы считаем ренормализацию физически нужной процедурой). Как видно из рис. 6, в графике встречается собственно энергетическая часть. Поэтому необходимо в выражении (17а) после интегрирования произвести замену

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{\omega_k(\rho_N - m - \omega_k)} \rightarrow \\ \rightarrow A - A(\rho_N - m = 0) - (\rho_N - m) \frac{\partial A}{\partial(\rho_N - m)} \Big|_{\rho_N - m = 0} = \\ &= \frac{1}{\omega_k} \left(\frac{1}{\rho_B - \omega - m} + \frac{1}{\omega} + \frac{\rho_0 - m}{\omega^2} \right) = 0, \end{aligned}$$

что является вполне естественным результатом.

Легко увидеть, что методами ренормализации устраняются и высшие члены, которые получены при применении гамильтониана (3).

V

Численные результаты

Численные значения магнитных моментов в третьем приближении можно получить из выражения (8), учитывая таблицу I. При этом нужно выбрать значения для констант $g = \frac{\hbar}{\mu}$ (константа связи) и ξ (константа обречения).

B	μ_{mes}	α	$\Gamma(\xi)$	$\Gamma(\xi_1)$	$\Gamma(\xi_2)$	K	$\frac{ \mu_{mag}(\xi_1) }{\Gamma^2}$
n	273	0	3,51	—	—	-2	—
	966	491	—	0,517	0,844	+2	0,834
n							
P	273	0	3,51	—	—	2	0,459
	966	345	—	0,569	0,912	1	0,417
	966	491	—	0,517	0,844	1	—
P							
Λ	966	-345	—	1,02	1,53	-1	-0,823
	966	404	—	0,54	0,88	+1	+0,436
Λ							
Σ ₀	966	491	—	1,570	2,332	-1	-1,266
	966	259	—	1,202	1,608	+1	0,970
Σ ₀							
Σ ⁺	273	0	3,51	—	—	+1	—
	273	146	2,79	—	—	+1	—
	966	259	—	1,202	1,608	+2	1,939
Σ ⁺							
Σ ⁻	273	0	3,51	—	—	-1	—
	273	146	2,79	—	—	-1	—
	966	-491	—	1,570	2,332	-2	2,533
Σ ⁻							
E ⁰	273	0	3,51	—	—	+2	—
	966	-259	—	1,857	2,393	-2	-3,00
E ⁰							
E ⁻	273	0	3,51	—	—	-2	—
	966	-259	—	1,857	2,39	-1	-1,498
	966	-404	—	1,096	1,630	-1	-0,884
E ⁻							

Таблица V

$\frac{\chi^2 \mu_{\text{mag}}(\xi_2)}{f^2}$	$\mu_{\text{mag}}(\xi)$	$\mu_{\text{mag}}(\xi_1)$	$\mu_{\text{mag}}(\xi_2)$	$\Sigma \mu_{\text{mag}}(\xi_i)$ $\xi \xi_1$	$\Sigma \mu_{\text{mag}}(\xi_i)$ $\xi \xi_2$
— 1,362	—1,15 —	— 0,048	— 0,079	— —	— —
				—1,102	—1,071
— 0,736 0,681	1,15 — —	— 0,027 0,024	— 0,043 0,039	— — —	— — —
				1,202	1,232
—1,234 0,710	— —	—0,048 0,025	—0,072 0,041	— —	— —
				—0,023	—0,031
—1,881 1,297	— —	—0,073 0,056	—0,109 +0,075	— —	— —
				—0,017	—0,034
— — 2,594	0,578 0,459 —	— — 0,113	— — 0,151	— — —	— — —
				1,15	1,19
— — —3,762	—0,578 —0,45 —	— — 0,147	— — —0,218	— — —	— — —
				—1,18	—1,25
— —3,860	1,15 —	— —0,174	— —0,224	— —	— —
				0,976	0,926
— —1,928 —1,314	—1,15 — —	— —0,087 —0,051	— —0,112 —0,076	— — —	— — —
				—1,29	—1,34

Взаимодействие нуклон — π -мезон подробно изучено методом Чу. Наилучшее совпадение с экспериментом получается при $\xi = 5,6$ и $\frac{f^2}{4\pi} = 0,058$ [2].

Что касается K -мезонного взаимодействия, то здесь такой опыт отсутствует. Все же кажется явным, что константа обрезания должна быть значительно меньше ξ_π . Мы проводили вычисления при двух значениях $\xi_k: \xi_1 = 2,5$ и $\xi_2 = 3$. Значения f_k оставим открытыми. Для конкретности мы проводили вычисления при значении $f_k^2 = f^2 = 0,058\pi \cdot 4$.

Результаты вычисления представлены в таблице V. Величины $\sum_{\xi, \xi_{1,2}} \mu_{\text{mag}}(\xi_i)$ — аномальные части магнитных моментов при значении соответственно ξ_1 и ξ_2 .

Как видно из таблицы V, учет K -мезонов увеличивает магнитный момент протона и тем улучшает его значение. Абсолютное значение магнитного момента нейтрона уменьшается; таким образом учет K -мезонов ведет к ухудшению момента нейтрона.

Прибавляя чисто π -мезонную поправку в 5-ом приближении ($\pm 0,29$), мы получим хорошее совпадение в случае протона (1,5). В случае нейтрона совпадение хуже ($-1,4$).

π , K и чисто K -мезонные поправки, как показывает численное вычисление, не дают больше существенного добавления. Учитывая все подобного рода члены, в случае, если взять константу обрезания K -мезона $\xi = 2,5$, а константу связи опять $\frac{f_k^2}{4\pi} = 0,058$, получим $\Delta\mu_p \approx 0,09$ и $\Delta\mu_n \approx 0,06$. Итак, конечный результат для нуклонов: $\mu_{p \text{ mag an}} = 1,6^*$ и $\mu_{n \text{ mag an}} = -1,3$.

При предположении, что K -мезон — скалярная частица, соответствующие поправки в третьем приближении отсутствуют. В пятом приближении скалярный K -мезон дает чисто π -мезонной поправке добавочный член, соответствующий графикам, где K -мезон встречается вместе с π -мезоном и где последний связан с линией внешнего поля. Численные результаты в этом случае очень малы ($\mu < 0,001$), так как на основании изо-

* Индекс «an» обозначает — аномальный.

топических соображений члены группируются в две почти равные части — положительную и отрицательную. В таком случае $\mu_{p\ mag\ an} \approx 1,4$, $\mu_{n\ mag\ an} \approx -1,4$.

Сравнивая полученные результаты с данными инвариантной теории [1], интересно отметить, что учет в ней K — мезонов (напр. в случае Гелль-Манна, давшем наилучшее совпадение) в противоположность настоящей теории ведет к улучшению значения магнитного момента нейтрона, причем значение магнитного момента протона ухудшается: $\mu_{p\ mag\ an} = 0,44 + \mu_p(K)$, $\mu_p(K) \leq 0$,

$$\mu_{n\ mag\ an} = -3,4 + \mu_n(K), \mu_n(K) > 0.$$

Взяв, например, константу связи взаимодействия BK равной g_{BK} , получим отрицательное значение аномального магнитного момента протона.

Но в схеме Гелль-Манна предполагается, что взаимодействие BK слабее взаимодействия $B\pi$. Поэтому, взяв напр. $g'_{BK} = \frac{g_{B\pi}}{4} = 1,03$, получим $\mu_{p\ mag\ an} = 0,303$ и $\mu_{n\ mag\ an} = -2,98$, что гораздо хуже совпадает с экспериментальными данными, чем результат настоящей статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. КЫЙВ. Труды Таллинского Политехнического Института сер. А № 156, стр. 23 (1959).
2. Chew. Phys. Rev. 94, 1748, 1755 (1954); 95, 1169 (1954); Wick Rev. mod. Phys. 27, 339 (1955)
3. Friedman. Phys. Rev. 97, 1123 (1955)
4. Capps, Holladay. Phys. Rev. 99, 931 (1955)
5. D'Espagnat, Prentki. Nuc. Phys. 1, 33 (1956)

The calculation of the magnetic moments of baryons by using noninvariant methods. I.

Summary

The magnetic moments of baryons to order ef^4 by using Chew's method are calculated. The scalar and pseudovectorial couplings for K -mesons are discussed.

ВЫЧИСЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ БАРИОНОВ ПРИ ПОМОЩИ НЕИНВАРИАНТНЫХ МЕТОДОВ

II

Главным недостатком метода Чу* является игнорирование нуклонной отдачи. Это особенно обосновано в процессах с участием K -мезонов, так как $\frac{\mu_k}{m_B} > 1/3$.

Поэтому попытаемся для вычисления магнитных моментов обобщить метод Чу, так чтобы можно было в некоторой степени учесть эффекты, связанные с движением бариона.

I.

В работе Суура [3] делается попытка ввести нуклонную отдачу в теорию Чу. В работе получено следующее выражение для гамильтониана нелокального взаимодействия π -мезона — нуклона:

$$H = H_\pi + \frac{P_\pi^2}{2m} + \frac{f}{\mu} \tau_i \int \rho(x) \vec{\sigma} \cdot \nabla \Phi_i(x) d^3x \quad (1)$$

где H_π — гамильтониан, P_π — импульс свободного π -мезонного поля, а m масса нуклона.

К обыкновенному гамильтониану прибавляется член $\frac{P_\pi^2}{2m}$, который учитывает нуклонную отдачу.

Вычислим магнитные моменты барионов исходя из гамильтониана (1) к которому прибавим аналогичные члены для K -мезона.

* См. [1] и [2]; последнюю, [2] будем в дальнейшем обозначать через I.

Введем в выражение (1) электромагнитное взаимодействие обыкновенным преобразованием:

$$\begin{aligned} \nabla f &\rightarrow (\nabla - ie\vec{A})f \\ \nabla f^* &\rightarrow (\nabla + ie\vec{A})f^* \end{aligned} \quad (2)$$

Преобразуя таким путем H_π , получим обыкновенный гамильтониан электромагнитного взаимодействия с π -мезонным полем, H_{A_1}

$$H_{A_1}^\pi = -e T_{ik} \int d^3x A_e(x) \Phi_i(x) \nabla_e \Phi_k(x) \quad (3)$$

и в случае K -мезонов

$$H_{A_1}^K = -ie \int d^3x \left(\varphi^*(x) \frac{1+\tau_3}{2} \nabla \varphi(x) - \varphi(x) \frac{1+\tau_3}{2} \nabla \varphi^*(x) \right) \vec{A}(x) \quad (3a)$$

(Здесь и в дальнейшем будем пользоваться обозначениями I).

Вводя электромагнитное поле в нелокальную часть гамильтониана, получим член, который был опущен по причинам, указанным в I.

Преобразуем $\frac{P_\pi^2}{2m}$ и $\frac{P_K^2}{2m}$ (P_K — импульс K -мезонно-

го поля). \vec{P}_π и \vec{P}_K выражаются [4]:

$$\begin{aligned} \vec{P}_\pi &= -\int d^3x \left[(\pi^\pi(x) \nabla \Phi(x) + \nabla \Phi^*(x) \pi^\pi(x)) + \frac{1}{2} (\pi_0^\pi(x) \nabla \Phi_0(x) + \nabla \Phi_0(x) \pi_0^\pi(x)) \right] \\ \vec{P}_K &= -\int d^3x \left[\pi_\alpha^K(x) \nabla \varphi_\alpha(x) + \nabla \varphi_\alpha^*(x) \pi_\alpha^K(x) \right], \end{aligned} \quad (4)$$

где $\pi^\pi(x)$ канонически сопряженная величина с $\Phi(x)$, $\pi_\alpha^K(x)$ с $\varphi_\alpha(x)$. Вводя в выражение (4) при помощи преобразования (2) электромагнитное взаимодействие, получим члены:

$$\begin{aligned} H_{PA\pi} &= \frac{ie}{4\tilde{m}} \left\{ \int d^3x \left(\pi_i^\pi(x) \nabla_e \Phi_i(x) + \nabla_e \Phi_k(x) \pi_k^\pi(x) \right) \right. \\ &\quad \left. \int d^3x A_e(x) (\Phi^*(x) \pi^\pi(x) - \pi^\pi(x) \Phi(x)) \right\} \end{aligned} \quad (5)$$

и

$$H_{PA\bar{X}} = \frac{ie}{2m} \left\{ \int \left(\pi_{\alpha}^{\bar{X}}(x) \nabla \varphi_{\alpha}(x) + \nabla \varphi_{\alpha}^{*}(x) \pi_{\alpha}^{\bar{X}}(x) \right) d^3x, \right. \\ \left. \int A_e(x) \left(\varphi_i^{*}(x) \pi_i^{\bar{X}}(x) - \pi_i^{\bar{X}}(x) \varphi_i(x) \right) d^3x \right\}, \quad (5a)$$

где

$$\{A, B\} = AB + BA$$

В последних выражениях мы опустили члены нелинейные по отношению $\vec{A}(x)$.

В дальнейшем обозначим:

$$\alpha_e^{\pi} = \int d^3x A_e(x) \left(\Phi(x) \pi^{\pi}(x) - \pi^{\pi}(x) \Phi(x) \right) \\ \alpha_e^{\bar{X}} = \int d^3x A_e(x) \left(\varphi_i^{*}(x) \pi_i^{\bar{X}}(x) - \pi_i^{\bar{X}}(x) \varphi_i(x) \right) \quad (6)$$

и

Гамильтониан нашей проблемы имеет теперь вид:

$$H = H_{\pi} + H_X + H_X^{\rho} + H_X^{\bar{X}} + H_{PA\pi} + H_{PA\bar{X}} + H_{int\pi} + H_{intX} + H_{A_1}^X + H_{A_1}^{\bar{X}} \quad (7)$$

где H_{π} и H_X — гамильтонианы свободных полей,

$$H_{\pi}^{\rho} = \frac{p_{\pi}^2}{2m}, \quad H_X^{\rho} = \frac{p_X^2}{2m} \quad (8)$$

а $H_{int\pi}$ и H_{intX} — нелокальные гамильтонианы барионно-мезонного взаимодействия.

При вычислении магнитных моментов здесь нецелесообразно использовать представления взаимодействия (как это делалось в I), а лучше применить метод, выработанный Чу [1] и Уйком [5].

Следуя Уйку, обозначим через Ψ_{α} состояния свободного бариона и через $I_{\alpha} >$ состояния реального бариона. Обозначая через H_0 гамильтониан свободных полей, калибруем Ψ_{α} так, чтобы

$$H_0 \Psi_{\alpha} = 0$$

Состояния свободный барион + мезоны получаются у Уйка следующим образом:

$$\sigma_i^* \Psi_{\alpha} = \Psi_{i_1}^* \\ \sigma_i^* \sigma_{i_2}^* \Psi_{\alpha} = \Psi_{i_1, i_2}^* \quad (9)$$

где a_{in}^* операторы испускания мезонов, Ψ_i^α , $\Psi_{i_1, i_2, \dots}^\alpha$ удовлетворяют соотношениям

$$H_0 \Psi_i^\alpha = \omega_i \Psi_i^\alpha \quad (10)$$

где
$$\omega_i^2 = \kappa_i^2 + \mu_i^2$$

В нашем случае мы должны к H_0 прибавить члены H_{p_m} (H_{p_π} и H_{p_K}). Используя для φ_α и π_α представления [4]:

$$\begin{aligned} \varphi_\alpha &= \sum_{\kappa} \frac{1}{\sqrt{2\omega_\kappa}} (a_{\kappa\alpha}^\kappa + b_{\kappa\alpha}^{\kappa*}) e^{i\vec{\kappa}\vec{x}} \\ \pi_\alpha^\kappa &= \sum_{\kappa} \frac{\sqrt{\omega_\kappa}}{\sqrt{2}} i (a_{\kappa\alpha}^{\kappa*} - b_{\kappa\alpha}^\kappa) e^{-i\vec{\kappa}\vec{x}} \end{aligned} \quad (11)$$

и точно такие же для Φ , π_π и для Φ_0 , π_0^π :

$$\begin{aligned} \Phi_0 &= \sum_{\kappa} \frac{1}{\sqrt{\omega_\kappa}} (a_\kappa^0 + a_{-\kappa}^{0*}) e^{i\vec{\kappa}\vec{x}} \\ \pi_0^\pi &= \sum_{\kappa} \sqrt{\frac{\omega_\kappa}{2}} i (a_\kappa^{0*} - a_\kappa^0) e^{-i\vec{\kappa}\vec{x}} \end{aligned} \quad (11a)$$

и подставляя их в выражения для H_0 , получим, что

$$\tilde{H}_0 \Psi_i^\alpha = \tilde{\omega}_i \Psi_i^\alpha \quad (12)$$

где
$$\tilde{H}_0 = H_0 + H_m^p \quad \tilde{\omega}_i = \omega_i + \frac{\kappa_i^2}{2m} \quad (13)$$

Реальный барион удовлетворяет в нашем случае уравнению Шредингера в виде

где
$$(\tilde{H} + H') |\alpha\rangle = E |\alpha\rangle \quad (14)$$

$$H' = H_{p_A\lambda} + H_{p_A\bar{\lambda}} + H_{int\pi} + H_{int\chi} + H_{A_1}^{\bar{\pi}} + H_{A_1}^\chi$$

Решая уравнение (12) последовательно методом [5], получим выражение для E в нужном третьем приближении в виде:

$$E = \sum'_{mn} \frac{H_{*n} H_{mn} H_{m*}}{(E_0 - E_n)(E_0 - E_m)}, \quad (15)$$

где $H'_{mn} = \psi_m^{\alpha*} H' \psi_n^{\alpha}$ и E_0 собственная энергия бариона

$$— m_B \text{ а } E_n = m_B + \sum_k \tilde{\omega}_{nk}. \quad (16)$$

Индексы m и n обозначают промежуточные состояния, а штрих у \sum_k то обстоятельство, что среди m и n не существует немезонных состояний.

Представим теперь H' в импульсном представлении. H' содержит следующие члены:

$$H_{intx} = i b_1 \sum_k \frac{\vec{\sigma}_k}{\sqrt{2\omega_k}} (\tau_3 (c_k + c_{*k}^*) + \sqrt{2} \tau^+ (a_k + b_k^*) + \sqrt{2} \tau^- (a_k^* + b_k)) v(k) \quad (17)$$

Как в I, так и здесь константа b (без индекса k) обозначает $\frac{f}{\mu}$ для взаимодействия π -мезона с нуклоном. Напомним, что через a мы обозначали в I ту же величину для BK взаимодействия.

$$H_{intk} = i a \sum_k \frac{\vec{\sigma}_k}{\sqrt{2\omega_k}} L_{\alpha\beta} (a_k + b_k^*)_{\beta} + h.c. \quad (18)$$

где $(a_k + b_k^*) = \begin{pmatrix} a_{1k}^x + b_{1k}^x \\ a_{2k}^x + b_{2k}^x \end{pmatrix}$, а

$$l = \begin{cases} I & \text{в случае взаимодействия } N\Lambda \\ \tau_1 & \text{в случае взаимодействия } N\Sigma \end{cases}$$

$$H_{A_1}^x = \frac{e}{2} \sum_{k,q} \frac{\vec{k}}{\sqrt{\omega_k \omega_{k+q}}} [(a_k^* + b_k)(a_{k+q} + b_{k+q}^*) \vec{\sigma}_{-q}^x + (a_{k+q}^* + b_{k+q})(a_k + b_k^*) \vec{\sigma}_q^x], \quad (19)$$

где через a_q мы обозначили коэффициент Фурье электромагнитного потенциала $A(x)$.

$$H_{A_1}^X = \frac{e}{2} \sum_{\kappa q} \frac{\bar{\kappa}}{\sqrt{\omega_{\kappa} \omega_{\kappa+q}}} \left[(a_{1\kappa}^{X*} + b_{1\kappa}^X)(a_{1\kappa+q}^X + b_{1\kappa+q}^X) \vec{a}_{-q} + \right. \\ \left. + (a_{1\kappa+q}^{X*} + b_{1\kappa+q}^X)(a_{1\kappa}^X + b_{1\kappa}^{X*}) \vec{a}_q \right] \quad (20)$$

И, наконец, $H_{PA\pi}$ и H_{PAK} :

$$H_{PA\pi} = -\frac{ie}{2m} \{ \rho_{\pi}^i, \alpha_{\pi}^i \} \quad H_{PAK} = -\frac{ie}{2m} \{ \rho_K^i, \alpha_K^i \}, \\ \text{где} \\ \vec{\rho}_{\pi} = \frac{1}{2} \sum_{\kappa q} \bar{\kappa} (C_{\kappa}^* C_{\kappa} + C_{\kappa} C_{\kappa}^* + 2a_{\kappa}^* a_{\kappa} - 2bb_{\kappa}^*) \\ \vec{\alpha}_{\pi} = \frac{i}{2} \sum_{\kappa, q} \sqrt{\frac{\omega_{\kappa}}{\omega_{\kappa+q}}} (\vec{a}_{-q} (a_{\kappa+q}^* + b_{\kappa+q}^X) (-a_{\kappa} + b_{\kappa}^*) - \\ - \vec{a}_q (a_{\kappa}^* - b_{\kappa}^X) (a_{\kappa+q} + \dots)) \\ \vec{\rho}_K = \sum_{\kappa} \bar{\kappa} (a_{1\kappa}^{X*} a_{1\kappa}^X + a_{2\kappa}^{X*} a_{2\kappa}^X - b_{1\kappa}^X b_{1\kappa}^{X*} - b_{2\kappa}^X b_{2\kappa}^{X*}), \\ \vec{\alpha}_K = \frac{i}{2} \sum_{\kappa q} \sqrt{\frac{\omega_{\kappa}}{\omega_{\kappa+q}}} \left[\vec{a}_{-q} (a_{1\kappa+q}^{X*} + b_{1\kappa+q}^X) (-a_{1\kappa}^X + \right. \\ \left. + b_{1\kappa}^{X*}) - \vec{a}_q (a_{1\kappa}^{X*} - b_{1\kappa}^X) (a_{1\kappa+q}^X + b_{1\kappa+q}^{X*}) \right]$$

Рассмотрим теперь матричные элементы H_{mn} . При рассмотрении процессов с участием не больше двух мезонов в третьем приближении существуют следующие отличные от нуля матричные элементы, описывающие барион во внешнем электромагнитном поле:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{E}_1 &= (H_{intm})_{\alpha 1} (H_{PAm})_{11} (H_{intm})_{1\alpha} \\ \mathcal{E}_2 &= (H_{intm})_{\alpha 1} (H_{intm})_{12} (H_{PAm})_{2\alpha} \\ \mathcal{E}_3 &= (H_{PAm})_{\alpha 2} (H_{intm})_{21} (H_{intm})_{1\alpha} \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{E}'_1 &= (H_{intm})_{\alpha 1} (H_{A_1}^m)_{11} (H_{intm})_{1\alpha} \\ \mathcal{E}'_2 &= (H_{intm})_{\alpha 1} (H_{intm})_{12} (H_{A_1}^m)_{2\alpha} \\ \mathcal{E}'_3 &= (H_{A_1}^m)_{\alpha 2} (H_{intm})_{21} (H_{intm})_{1\alpha} \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

где индексы 1 и 2 отмечают число мезонов, а m мезона (K или π). Случай (23) дает обыкновенное электромагнитное взаимодействие нуклона через виртуальный мезон, которое исследовано в I без учета отдачи нуклона. Случай (22) дает новый член в электромагнитном взаимодействии, которому аналогичного в I не было.

II

Вычислим часть магнитного момента, вызванную матричным элементом (22) в случае π -мезона. Для этого нужно вычислить матричные элементы

$$(H_{pA\pi})_{\alpha 2}, (H_{pA\pi})_{2\alpha}, (H_{pA\pi})_{11}, (H_{int\pi})_{12}, (H_{int\pi})_{21}, (H_{int\pi})_{1\alpha}$$

Начнем с $(H_{pA\pi})$:

$$(H_{pA\pi})_{2\alpha} = \eta \psi_2^* \{ \vec{p}, \vec{\alpha} \} \psi_\alpha,$$

где $\eta = -\frac{ie}{2m}$

Учитывая (21) и (9) и обстоятельство, что $\vec{\sigma}_q \vec{q} = 0$ после некоторых преобразований найдем, что

$$(H_{pA\pi})_{2\alpha} = 0 \quad (24)$$

Аналогичное вычисление дает, что и

$$(H_{pA\pi})_{\alpha 2} = 0 \quad (24a)$$

Запишем $(H_{pA\pi})_{11}$ в виде $(H_{pA\pi})_{1k\lambda'; 1k\lambda}$, где

индекс $1_{k\lambda}$ обозначает, что в состоянии имеется один мезон с импульсом k и в зарядном состоянии λ :

$$(H_{PA\pi})_{1\kappa'\lambda'; 1\kappa\lambda} = \sum_S \psi_{1\kappa'\lambda'}^* P_i \psi_S \psi_S^* \alpha_i \psi_{1\kappa\lambda} + \sum_S \psi_{1\kappa'\lambda'} \alpha_i \psi_S \psi_S^* P_i \psi_{1\kappa\lambda}$$

Используя (21) и (9), получим:

$$\psi_{1\kappa\lambda} \vec{P} \psi_S = \psi_S^* \vec{P} \psi_{1\kappa\lambda} = (-1)^{\lambda+1} \vec{K}$$

(мы не рассмотрим здесь нейтральных мезонов).

$$\begin{aligned} \psi_S^* \vec{\alpha} \psi_{1\kappa\lambda} = \psi_{1\kappa\lambda}^* \vec{\alpha} \psi_S = \frac{1}{2} \sum_{\kappa q} \sqrt{\frac{\omega_\kappa}{\omega_{\kappa+q}}} \left[-\vec{\alpha}^{-q} |_{(\kappa+q)_1, \kappa_1} \vec{\alpha}^{-q} |_{\kappa_1, (\kappa+q)_1} + \right. \\ \left. + \vec{\alpha}^{-q} |_{\kappa_2, (\kappa+q)_2} + \vec{\alpha}^{-q} |_{(\kappa+q)_2, \kappa_2} \right] \end{aligned}$$

где $\lambda = 1$ относится к заряду $+e$, $\lambda = 2$ заряду $-e$, а $\lambda = 0$ к заряду 0. Подставляя последние выражения в (25), получим:

$$\begin{aligned} (H_{PA\pi})_{11} = -\eta \sum_{\kappa q} \sqrt{\frac{\omega_\kappa}{\omega_{\kappa+q}}} \vec{K} \left[(\vec{\alpha}^{-q} |_{\kappa+q, \kappa} + \vec{\alpha}^{-q} |_{\kappa, \kappa+q})_{\lambda=1, \lambda=1} + \right. \\ \left. + (\vec{\alpha}^{-q} |_{\kappa, \kappa+q} + \vec{\alpha}^{-q} |_{\kappa+q, \kappa})_{\lambda=2, \lambda=2} \right]. \end{aligned}$$

Так как $(H_{PA\pi})_{\alpha 2} = (H_{PA\pi})_{2\alpha} = 0$, то не нужно вычислять

$(H_{int\pi})_{12}$ и $(H_{int\pi})_{21}$. Остается вычислить и

$(H_{int\pi})_{1\alpha}$ и $(H_{int\pi})_{\alpha 1}$:

$$(H_{int\pi})_{1\alpha} = i b_1 \sum_{\kappa} \frac{\vec{\sigma} \vec{K}}{\sqrt{2\omega_\kappa}} (l_1 |_{\kappa\lambda=2, 0} - l_2 |_{\kappa\lambda=1, 0}) v(\kappa) \quad (27a)$$

и

$$(H_{int\pi})_{\alpha 1} = i b_1 \sum_{\kappa} \frac{\vec{\sigma} \vec{K}}{\sqrt{2\omega_\kappa}} (l_1 |_{0, \kappa\lambda=1} - l_2 |_{0, \kappa\lambda=2}) v(\kappa) \quad (27b)$$

Подставляя выражения (26), (27a), (27b) в (15), где

$$E_m = E_0 + \alpha + \tilde{\omega}_\kappa \quad \text{и} \quad E_n = E_0 + \alpha + \tilde{\omega}_{\kappa+q}, \quad \text{где} \quad \alpha = m_{B'} - m_B$$

($m_{B'}$ — масса виртуального бариона) —

$$E = \sum_{mn} \frac{(Hint \pi)_{n1} (H_{PA} \pi)_{11} (Hint \pi)_{1n}}{(\alpha + \tilde{\omega}_\kappa)(\alpha + \tilde{\omega}_{\kappa+q})} \quad (15a)$$

после преобразований получим

$$E = -b^2 \eta \sum_{\kappa q} \left[\frac{(\vec{\sigma} \vec{\kappa})(\vec{\kappa} \vec{\alpha} - q L_1 L_2 + \vec{\kappa} \vec{\alpha} q L_2 L_1)(\vec{\sigma}(\vec{\kappa} + \vec{q}))}{2\omega_{\kappa+q}(\alpha + \tilde{\omega}_\kappa)(\alpha + \tilde{\omega}_{\kappa+q})} + \right. \\ \left. + \frac{(\vec{\sigma}(\vec{\kappa} + \vec{q}))(\vec{\kappa} \vec{\alpha} q L_1 L_2 + \vec{\kappa} \vec{\alpha} - q L_2 L_1)(\vec{\sigma} \vec{\kappa})}{2\omega_{\kappa+q}(\alpha + \tilde{\omega}_\kappa)(\alpha + \tilde{\omega}_{\kappa+q})} \right] v(\kappa) v(\vec{\kappa} + \vec{q})$$

Как и в I, проведем разложение по q и учтем только первую степень q . Тогда, переходя от суммирования по κ к интегралу,

$$\sum_{\kappa} \rightarrow \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3 \kappa$$

получим

$$E = \frac{b^2 \eta}{(2\pi)^3} \sum_q \frac{4\pi}{3} \int \frac{v^2(\kappa) \kappa^4 [(\vec{\sigma} \vec{\alpha})(\vec{\sigma} \vec{\alpha})(\vec{\sigma} \vec{q}) - (\vec{\sigma} \vec{q})(\vec{\sigma} \vec{\alpha})]}{2\omega_\kappa(\tilde{\omega}_\kappa + \alpha)} (L_1 L_2 - L_2 L_1)$$

После суммирования по q :

$$E = -b^2 \eta \frac{4\pi}{3} \frac{\vec{\sigma} \vec{H}}{(2\pi)^3} \int \frac{v^2(\kappa) \kappa^4 d\kappa}{\omega_\kappa(\tilde{\omega}_\kappa + \alpha)^2}$$

Соответствующий член магнитного момента:

$$\mu_{\text{mag}} = \left(\frac{e}{2m_N} \right) \frac{2}{3\pi} \frac{b^2}{4\pi} \frac{m_N}{m_B} \Delta(\alpha, \xi) (L_1 L_2 - L_2 L_1),$$

где

$$\Delta(\alpha, \xi) = \int_{\mu}^{\xi \mu} \frac{(\omega^2 - \mu^2)^{3/2} d\omega}{(\tilde{\omega} + \alpha)^2}, \quad (28)$$

$$\text{где} \quad \tilde{\omega} = \frac{\omega^2 - \mu^2}{2m_{B'}} + \omega$$

Выражение применимо и для других барионов. Ход вычисления для K -мезонов точно аналогичен, причем постоянную b^2 необходимо заменить на a^2 . Выражение $l_1 l_2 - l_2 l_1$ имеет вид, показанный в таблице I.

Таблица I

B	Виртуальн. барион B'	$\tilde{\omega}$	$l_1 l_2 - l_2 l_1$ *)
N	N	$\sqrt{\kappa^2 + \mu_x^2} + \frac{\kappa^2}{2m_N}$	$2\tau_3$
N	Λ	$\sqrt{\kappa^2 + \mu_x^2} + \frac{\kappa^2}{2m_\Lambda}$	τ^+
N	Σ	$\sqrt{\kappa^2 + \mu_x^2} + \frac{\kappa^2}{2m_\Sigma}$	$\tau^+ + 2\tau^-$
Λ	Σ	$\sqrt{\kappa^2 + \mu_x^2} + \frac{\kappa^2}{2m_\Sigma}$	0
Λ	N	$\sqrt{\kappa^2 + \mu_x^2} + \frac{\kappa^2}{2m_N}$	1
Λ	Ξ	$\sqrt{\kappa^2 + \mu_x^2} + \frac{\kappa^2}{2m_\Xi}$	-1
Σ	Λ	$\sqrt{\kappa^2 + \mu_\pi^2} + \frac{\kappa^2}{2m_\Lambda}$	λ
Σ	Σ	$\sqrt{\kappa^2 + \mu_\pi^2} + \frac{\kappa^2}{2m_\Sigma}$	λ
Σ	N	$\sqrt{\kappa^2 + \mu_x^2} + \frac{\kappa^2}{2m_N}$	$-\gamma_2$
Σ	Ξ	$\sqrt{\kappa^2 + \mu_x^2} + \frac{\kappa^2}{2m_\Xi}$	γ_1
Ξ	Ξ	$\sqrt{\kappa^2 + \mu_x^2} + \frac{\kappa^2}{2m_\Xi}$	$2\tau_3$
Ξ	Λ	$\sqrt{\kappa^2 + \mu_x^2} + \frac{\kappa^2}{2m_\Lambda}$	$-\tau^-$
Ξ	Σ	$\sqrt{\kappa^2 + \mu_x^2} + \frac{\kappa^2}{2m_\Sigma}$	$-(2\tau^+ + \tau^-)$

Проводя совершенно аналогичные преобразования матричных элементов (23), получим для соответствующей части магнитного момента:

* Для изотопических матриц используются обозначения I.

$$\tilde{\mu}_{mag} = -i \left(\frac{e}{2\pi N} \right) \frac{4}{3\pi} \left(\frac{g^2}{4\pi} \right) m_N \tilde{\Gamma}(\alpha, \xi) l_1 l_2 l_3 \theta$$

которое с точностью до $\tilde{\Gamma}$ совпадает с выражением (8а) I. Γ в I заменена теперь на

$$\tilde{\Gamma} = \int_{\mu}^{\mu \xi} \frac{(\omega^2 - \mu^2)^{3/2} d\omega}{\omega^2 (\tilde{\omega} + \alpha)^2} \left(1 + \frac{\alpha}{2\omega} \right)$$

Значения константы α и выражения $l_1 l_2 l_3 \theta$ даны в таблице I в I.

Проведем численные вычисления в случае нуклона при значении константы обрезания $\xi = 2,5$

Таблица II

N	$B_{вирт.}$	μ_{mes}	α	$\frac{\tilde{\Gamma}}{\mu_{mes}}$	$\frac{\Delta}{\mu_{mes}}$	$\frac{4\pi \Sigma \mu_{mag}^k}{f^2}$	$\Sigma \mu_{mag}$
n	N	273	0	2,99	0,62	—	-1,19
	Σ	966	491	0,36	0,15	0,86	+0,05
Σn	$N \cup \Sigma$						-1,14
p	N	273	0	2,999	0,62	—	+1,19
	Λ	966	345	0,33	0,15	0,40	+0,023
	Σ	966	491	0,36	0,15	0,43	+0,025
Σp	$N, \Lambda \cup \Sigma$						+1,24

В таблице через $4\pi \frac{\Sigma \mu_{mag}^k}{f^2}$ обозначено отношение части магнитного момента, (единица магнетона Бора для нуклона) вызванной K -мезонами к константе связи $\frac{f^2}{4\pi} \cdot \Sigma \mu_{mag}$ является магнитным моментом K - и π -мезонных частей, если константа связи принята в обоих случаях равной 0,058*.

Как видно из последней таблицы, учет отдачи не дает результатов, качественно отличающихся от полученных в случае неучитывания отдачи. Сумма нового члена магнитного момента, вызванного отдачей и модифицированного обычного члена мало отличается от результата, полученного в I.

* См. в I.

Автор полагает, что учет отдачи в изложенном методе может дать отличающиеся результаты, если провести введение электромагнитного поля в релятивистской теории и лишь после этого перейти к нерелятивистскому приближению. Этот вопрос требует более детального рассмотрения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chew. Phys. Rev. 94, 1748; 1755 (1954); 95, 1169 (1954)
2. М. Кыйв. «Вычисление магнитных моментов барионов при помощи инвариантных методов» I; в этом же сборнике.
3. Suura. Phys. Rev. 108, 470 (1957)
4. Вентцел «Введение в квантовую теорию волновых полей», Москва, 1947.
5. Wick. Rev. mod. Phys. 27, 339 (1955)

The calculation of the magnetic moments of baryons by using noninvariant methods. II.

Summary

For calculating the magnetic moments in Chew theory is considered the nucleon recoil effect. By applying an idea of H. Suura a new term of the magnetic moment formula is obtained.

М. Кыйв

О ЗЕРКАЛЬНОЙ ТЕОРЕМЕ ДЛЯ БАРИОНОВ

Р. Саксом [1] развита феноменологическая теория структуры нуклона, в которой последний рассматривается состоящим из «голового» нуклона — ядра и окружающего его «облака» π -мезонов.

Используя метод изотопического спина, при помощи вышеуказанной модели получена т. н. «зеркальная теорема, по которой сумма магнитных моментов протона и нейтрона зависит только от состояния ядра (части момента, вызванные π -мезонами, сокращаются). Отдачу нуклона Сакс не учитывает.

При помощи полученной теоремы исследуется магнитный момент нейтрона в одно-мезонном и двух-мезонном приближении.

Представляет интерес исследовать, какие результаты дает учет K -мезонов. Ниже рассматривается возможность распространения зеркальной теоремы на барионы.

*

В работе [1] оператор магнитного момента нейтрона представлен в виде:

$$\mathcal{M}_n = \frac{e\hbar}{2m_c c} \frac{1+\tau_3}{2} \sigma_z + \sum_{SS'} \frac{e c}{2\omega} \delta_{KK'} \delta_{ll'} (l, m | L_z | l', m') \cdot (a_s^* a_{s'} - b_s^* b_{s'} + (-1)^m a_s^* b_{-s'}^* + (-1)^m b_{-s} b_{s'}) \quad (1a)$$

$$(l, m | \vec{L} | l', m') = \int Y_l^{m*} \vec{L} Y_{l'}^{m'} d\Omega \quad (2)$$

где

и

$$\vec{L} = -i r \times \text{grad}$$

Здесь индекс s обозначает совокупность квантовых чисел k, l, m ; m_s — массу ядра, $\vec{\tau}$ — вектора спина ядра.

Матрица $(l, m | \vec{L} | l, m')$ удовлетворяет следующему соотношению:

$$(l, -m | \vec{L} | l, -m') = -(-1)^{m+m'} (l, m | L | l, m') \quad (3)$$

Оператор магнитного момента протона получается из \mathcal{M}_n при замене: $\tau_3 \rightarrow -\tau_3, a_s \rightarrow b_s, b_s \rightarrow a_s$ и $a_s^* \rightarrow b_s^*$

(a, b — операторы поглощения; a^*, b^* — операторы испускания соответственно π^+ и π^- мезона).

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_p = & \frac{e\hbar}{2m_c c} \frac{1-\tau_3}{2} \sigma_z + \sum_{s, s'} \frac{ec}{2\omega} \delta_{\kappa\kappa'} \delta_{ll'} (l, m | L_z | l, m') \cdot \\ & (b_s^* b_{s'} - a_s^* a_{s'} + (-1)^m b_s^* a_{-s'}^* + (-1)^m a_{-s} b_{s'}) \end{aligned} \quad (1b)$$

Из (1a), (1b) и (3) следует, что

$$\mathcal{M}_p + \mathcal{M}_n = \frac{e\hbar}{2m_c c} \sigma_z \quad (4)$$

Магнитные моменты получаются из \mathcal{M}_n и \mathcal{M}_p :

$$\mu_n = \langle \Psi_n | \mathcal{M}_n | \Psi_n \rangle; \quad \mu_p = \langle \Psi_n | \mathcal{M}_p | \Psi_n \rangle$$

Для того, чтобы обобщить результаты [1] на барионы, исходим из оператора магнитного момента в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_B = & \frac{e\hbar}{2m_c c} (J_3' + L_3^{+'} + L_3^{-'}) \sigma_z + \sum_{l=1,2} \sum_{s, s'} \frac{ec}{2\omega_i} \delta_{\kappa\kappa'} \delta_{ll'} (l, m | L_z | l, m') \cdot \\ & (a_{s_i}^* a_{s_i'} - b_{s_i}^* b_{s_i'} + (-1)^m a_{s_i}^* b_{-s_i'}^* + (-1)^m b_{-s_i} b_{s_i'}) \equiv R \sigma_z + \mathcal{M}_\pi + \mathcal{M}_K \end{aligned} \quad (5)$$

где суммирование по i указывает на учет π и K -мезонов.

Величина $J_3' + L_3^{+'} + L_3^{-'} = Q'$ — заряд ядра. Заряд

реального бариона:

$$Q_B = J_3' + L_3^{+'} + L_3^{-'} + J_3'' + L_3^{+''} + L_3^{-''} = J_3 + L_3^+ + L_3^- \quad (6)$$

где величины s'' относятся к мезонному облаку, величины s' — к ядру. Квантовые числа J_3, L_3^+, L_3^- определяются в таблице I* (Предположим, что в ядре могут существовать все состояния J_3, L_3^+, L_3^- , приведенные в таблице I).

Таблица I

Частица	J_3	L_3^+	L_3^-	Частица	J_3	L_3^+	L_3^-
p	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	π^+	1	0	0
n	$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	π^-	0	0	0
Ξ^0	$+\frac{1}{2}$	0	$-\frac{1}{2}$	π^0	-1	0	0
Ξ^-	$-\frac{1}{2}$	0	$-\frac{1}{2}$	K^+	0	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$
Σ^+	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	K^-	0	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
Σ^-	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	K^0	0	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$
Σ_0^I	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	\bar{K}^0	0	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
Σ_0^{II}	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0				

Состояния частиц Σ_0^I и Σ_0^{II} являются смесью состояний частиц Λ и Σ_0 с одинаковыми весами.

Волновую функцию мезонного облака Сакс представляет в виде линейной комбинации следующих функций:

$$\Psi_N = \sum_L B_L(N^+, N^0, N^-) \Psi^M(N^+, N^0, N^-, L)$$

Здесь $\Psi^M(N^+, N^0, N^-, L)$ волновая функция системы с

определенным числом частиц N^0, N^+, N^- , моментом импульса L и его компонентом M .

* См. работу [2].

В нашем случае волновую функцию бариона представим в виде линейной комбинации функции, изотопическая часть которой имеет вид:

$$\Psi_B = \Psi_B(J_3, L_3^+, L_3^-) (N_\pi^0, N_\pi^+, N_\pi^-, (J_3''); N_\kappa^+, N_\kappa^-, N_\kappa^0, N_\kappa^{\bar{0}}, (L_3^{+'}, L_3^{-'}), J_3', L_3^{+'}, L_3^{-'}) \quad (7)$$

где N_π и N_κ число соответствующих частиц. Величины J_3'', L_3^+, L_3^- относятся к реальному бариону:

$$J_3 = J_3'' + J_3'; \quad L_3^+ = L_3^{+'} + L_3^{-'}; \quad L_3^- = L_3^{-''} + L_3^{-'}$$

квантовые числа $J_3'', L_3^{+'}, L_3^{-''}$ определяются числами

$N_\pi^+, N_\pi^-, N_\kappa^+, N_\kappa^-, N_\kappa^0, N_\kappa^{\bar{0}}$ следующим образом:

$$\begin{aligned} J_3'' &= N_\pi^+ - N_\pi^- \\ L_3^{+'} &= \frac{1}{2} (N_\kappa^+ - N_\kappa^- - N_\kappa^0 + N_\kappa^{\bar{0}}) \\ L_3^{-''} &= \frac{1}{2} (N_\kappa^+ - N_\kappa^- + N_\kappa^0 - N_\kappa^{\bar{0}}) \end{aligned} \quad (9)$$

Для нейтрона выражение (7) записывается в виде:

$$\Psi_n = \Psi_n(J_3 = \frac{1}{2}, L_3^+ = 0, L_3^- = \frac{1}{2}) (N_\pi^0, N_\pi^+, N_\pi^-, (J_{3n}''), N_\kappa^+, N_\kappa^-, N_\kappa^0, N_\kappa^{\bar{0}}, (L_{3n}^{+'}, L_{3n}^{-''}), J_{3n}', L_{3n}^{+'}, L_{3n}^{-'}) \quad (10)$$

В последнем выражении индекс при величинах, отмеченных черточкой, не обозначает нейтронного состояния ядра, а состояние ядра, при котором оно вместе с мезонным облаком образует реальный нейтрон.

Зеркальную теорему Сакса формулируем теперь так: волновая функция протона получается из (10) при замене

$$J_{3n}' \rightarrow -J_{3n}', \quad N_\pi^+ \rightleftharpoons N_\pi^- \quad (11)$$

K-мезонная конфигурация для нейтрона и протона одинакова*

Выражение (11) означает, что $J_{3p}'' = J_{3n}''$ если

$$J_{3n}' = -\frac{1}{2} \text{ и } J_{3p}'' = J_{3n}'' + 2 \text{ если } J_{3n}' = \frac{1}{2}$$

Тогда $\langle \psi_n | (L_3^{+'} + L_3^{-'} + J_3') \sigma_z | \psi_n \rangle = \langle \psi^i | (L_{3n}^{+'} + L_{3n}^{-'} + J_{3n}') \sigma_z | \psi^i \rangle$
 $\langle \psi_p | (L_3^{+'} + L_3^{-'} + J_3') \sigma_z | \psi_p \rangle = \langle \psi^i | (L_{3n}^{+'} + L_{3n}^{-'} - J_{3n}') \sigma_z | \psi^i \rangle$

где ψ^i — часть волновой функции, которая не зависит от изотопических индексов.

Аналогично, используя (3), получается

и $\langle \psi_n | \mathcal{M}_K | \psi_n \rangle = \langle \psi_p | \mathcal{M}_K | \psi_p \rangle$ (13)
 $\langle \psi_n | \mathcal{M}_\pi | \psi_n \rangle = -\langle \psi_p | \mathcal{M}_\pi | \psi_p \rangle$

Следовательно,

$$\mu_p + \mu_n = 2 \langle \psi^i | (L_{3n}^{+'} + L_{3n}^{-'}) \sigma_z | \psi^i \rangle \frac{e\hbar}{2m_c c} + 2 \langle \psi_n | \mathcal{M}_K | \psi_n \rangle \quad (14)$$

Запишем μ_p и μ_n символически

$$\begin{aligned} \mu_p &= a(L') - b(J') - c(J'') + d(L'') \\ \mu_n &= a(L') + b(J') + c(J'') + d(L'') \end{aligned} \quad (15)$$

Обобщим зеркальную теорему на случай E гиперона. Реальный Ξ^0 гиперон получается из нейтрона при замене

$$J_3 \rightarrow J_3 + 1, \quad L_3^- \rightarrow L_3^- - 1, \quad L_3^+ \rightarrow L_3^- \quad **$$

* Таким образом мы предположили, что взаимодействие BK инвариантно в пространстве $J \times L$, так как в противном случае K-мезонные части нейтрона и протона отличались бы друг от друга (связи с Λ_0 и Σ^0 различны).

** Этим мы предположили, что и взаимодействие Bл инвариантно в пространстве $L \times J$ (тогда взаимодействия Nл и Eл одинаковы) или в пространстве $(\vec{J} + \vec{L}^+, \vec{L}^-)$; см. [2].

Это значит, что

$$\left. \begin{aligned} L_{3\Xi^0}^{-\prime} + L_{3\Xi^0}^{-\prime\prime} &= L_{3n}^{-\prime} + L_{3n}^{-\prime\prime} - 1 \\ L_{3\Xi^0}^{+\prime} + L_{3\Xi^0}^{+\prime\prime} &= L_{3n}^{+\prime} + L_{3n}^{+\prime\prime} \\ J_{3\Xi^0}^{\prime} + J_{3\Xi^0}^{\prime\prime} &= J_{3n}^{\prime} + J_{3n}^{\prime\prime} + 1 \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Соотношение (16) будет удовлетворять следующему обобщению зеркальной теоремы: Волновую функцию Ξ^0 получим из выражения (10) при замене

$$\left. \begin{aligned} L_3^{+\prime} &\rightarrow -L_3^{+\prime}, \quad L_3^{-\prime} \rightarrow -L_3^{-\prime}, \quad J_3^{\prime} \rightarrow -J_3^{\prime} \quad \text{и} \\ N_{\pi}^{+} &\rightleftharpoons N_{\pi}^{-}, \quad N_{\kappa}^{+} \rightleftharpoons N_{\kappa}^{-}, \quad N_{\kappa}^0 \rightleftharpoons N_{\kappa}^0 \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Из (17) следует

$$\langle \Psi_{\Xi^0} | \mathcal{M}_B | \Psi_{\Xi^0} \rangle = - \langle \Psi_n | \mathcal{M}_B | \Psi_n \rangle, \quad (18)$$

т.е.

$$\mu_{\Xi^0} = -a(L') - b(J') - c(J'') - d(L'') \quad * \quad (18a)$$

Рассуждая аналогично, получим обобщение зеркальной теоремы для Ξ^- ; волновую функцию Ξ^- получим из волновой функции протона при помощи соотношения (17).

Следовательно,

$$\langle \Psi_{\Xi^-} | \mathcal{M}_B | \Psi_{\Xi^-} \rangle = - \langle \Psi_p | \mathcal{M}_B | \Psi_p \rangle \quad (19)$$

и

$$\mu_{\Xi^-} = -a(L') + b(J') + c(J'') - d(L'') \quad * \quad (19a)$$

Переходим к рассмотрению Σ гиперонов:

Определим волновую функцию Σ^0 аналогично Ψ_n из

$$\Psi_{\Sigma} = \Psi_{\Sigma}(J_3 = -\frac{1}{2}, L_3^+ = \frac{1}{2}, L^- = 0) (N_{\pi}^0, N_{\pi}^+, N_{\pi}^-, (J_{3\pi}^{\prime\prime}), N_{\kappa}^+, N_{\kappa}^-, N_{\kappa}^0, N_{\kappa}^0, (L_{3\Sigma}^{+\prime}, L_{3\Sigma}^{-\prime}), J_{3n}^{\prime}, L_{3n}^{+\prime}, L_{3n}^{-\prime}) \quad (20)$$

* В случае отказа от инвариантности взаимодействия πB следует $c(J'')$ в (19a) и (18a) заменить величиной $ac(J'')$, где a — некоторая положительная постоянная.

Соотношение между Σ_0^{II} и Σ_0^I следующее:

$$\begin{aligned} L_{3z}^+ + L_{3z}^{*+} &= L_{3z}^+ + L_{3z}^{*+} + 1 \\ L_{3z}^- + L_{3z}^{*-} &= L_{3z}^- + L_{3z}^{*-} \\ J_{3z}^+ + J_{3z}^{*+} &= J_{3z}^+ + J_{3z}^{*+} - 1 \end{aligned} \quad (21)$$

Зеркальную теорему формулируем теперь: Волновую функцию Ψ_I получим из Ψ_{II} (20) при помощи соотношения (17).

Следовательно:

$$\langle \Psi_I | \mathcal{M}_B | \Psi_I \rangle = - \langle \Psi_{II} | \mathcal{M}_B | \Psi_{II} \rangle \quad (22)$$

Исходя из аналогичных соображений находим, что волновая функция $\Psi_{\Sigma+}$ получается из волновой функции Ψ_{II} (20) при помощи преобразования (11).

Следовательно:

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{\Sigma+} | \mathcal{M}_B | \Psi_{\Sigma+} \rangle &= + \langle \Psi^i | (L_{23}^+ + L_{23}^- - J_{23}^+) \sigma_z | \Psi^i \rangle \frac{e\hbar}{2m_0c} - \\ &- \langle \Psi_{II} | \mathcal{M}_\pi | \Psi_{II} \rangle + \langle \Psi_{II} | \mathcal{M}_\kappa | \Psi_{II} \rangle \end{aligned} \quad (23)$$

Волновую функцию $\Psi_{\Sigma-}$ получаем из волновой функции $\Psi_{\Sigma+}$ при помощи преобразования (20);

$$\langle \Psi_{\Sigma-} | \mathcal{M} | \Psi_{\Sigma-} \rangle = - \langle \Psi_{\Sigma+} | \mathcal{M} | \Psi_{\Sigma+} \rangle \quad (24)$$

Обозначая символически $\mu_B = \kappa(L') + l(J') + m(J'') + n(L'')$

получим из выражений (22), (23) и (24):

$$\begin{aligned} \mu_I &= -\kappa(L') - l(J') - m(J'') - n(L'') \\ \mu_{\Sigma+} &= \kappa(L') - l(J') - m(J'') + n(L'') \\ \mu_{\Sigma-} &= -\kappa(L') + l(J') + m(J'') - n(L'') \end{aligned} \quad (25)$$

Очевидно, что так как Λ и Σ_0 представляют собой смесь состояний Σ_1^+ и Σ_{II}^+ , где Σ_1^+ и Σ_{II}^+ имеют одинаковый вес, то магнитные моменты первых по данной схеме равны нулю.

В конце отметим: в данной схеме было предположено, что взаимодействия ΣKN и ΣKE являются взаимодействиями одинаковой силы. ($N\Xi$) описывают общую 4-мерную изотопическую величину.

Отказываясь от такого предположения, получим зависимость, приведенную в работе [3]:

$$\begin{aligned}\mu_{\Sigma^+} &= A + B \\ \mu_{\Sigma^-} &= A - B \\ \mu_{\Sigma^0} &= A = \mu_{\Lambda}^*\end{aligned}\quad (26)$$

Правильность выражения (26) вытекает из следующих соображений: K -мезонные части в Ψ_{11} и Ψ_{Σ^+} одинаковые, следовательно получим

$$\langle \Psi_{\Sigma^+} | \mathcal{M}_K | \Psi_{11} \rangle = \langle \Psi_{\Sigma^+} | \mathcal{M}_K | \Psi_{\Sigma^+} \rangle$$

и

$$\langle \Psi_{\Sigma^+} | (L_3^+ + L_3^-) \sigma_z | \Psi_{\Sigma^+} \rangle = \langle \Psi_{\Sigma^+} | (L_3^+ + L_3^-) \sigma_z | \Psi_{\Sigma^+} \rangle$$

Также

$$\langle \Psi_{\Sigma^-} | (L_3^+ + L_3^-) \sigma_z | \Psi_{\Sigma^-} \rangle = \langle \Psi_{\Sigma^-} | (L_3^+ + L_3^-) \sigma_z | \Psi_{\Sigma^-} \rangle$$

$$\langle \Psi_{\Sigma^0} | \mathcal{M}_K | \Psi_{\Sigma^0} \rangle = \langle \Psi_{\Sigma^0} | \mathcal{M}_K | \Psi_{\Sigma^0} \rangle$$

следовательно:

$$\mu_{\Sigma^+} = \kappa_1 - l - m + n_1,$$

$$\mu_{\Sigma^0} = \kappa_1 + l + m + n_1,$$

$$\mu_{\Sigma^-} = -\kappa_2 + l + m - n_2,$$

$$\mu_{\Sigma^0} = -\kappa_2 - l - m - n_2,$$

$$\frac{\kappa_1}{\kappa_2} > 0 \quad \text{и} \quad \frac{n_1}{n_2} > 0$$

* Последнее выражение из (26) ($\mu_{\Sigma^0} = \mu_{\Lambda}$) получается при допущении, что Λ и Σ одинаково взаимодействуют с K -мезонами; в противном случае $\mu_{\Sigma^0} = A$, но $\mu_{\Lambda} \neq A$.

Так как Σ_0 и Λ являются состояниями смеси Σ_0^I и Σ_0^{II} (Σ_0^I и Σ_0^{II} имеют одинаковые веса), то:

$$\mu_{\Sigma_0} = \mu_{\Lambda} = \frac{\kappa_1 - \kappa_2}{2} + \frac{\pi_1 - \pi_2}{2} = A$$

Взяв

$$B = -l - m + \frac{\kappa_1 + m_1}{2} + \frac{\kappa_2 + m_2}{2}$$

получим зависимость (26).

В конце отметим, что при выводе формул (18а) и (19а) молча предполагалось, что масса ядра во всех состояниях одинакова. Такое предположение является точным в случае, если одно из взаимодействий (Вл и ВК) или оба взаимодействия инвариантны в пространстве $J \times L$, так как тогда действительную разницу в массах вызывает неинвариантное взаимодействие. В случае инвариантности обоих взаимодействий следует считать массу ядра зависящей от квантовых чисел $L^+{}_3$ и $L^-{}_3$ и выражения (18а) и (19а) правильны только приблизительно. Для уточнения a и b в таком случае необходимо заменить через βa и βb , где $0 < \beta < 1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Sachs. Phys. Rev. 87, 1100 (1952).
2. М. Кыйв. Труды Таллинского политехнического института. Сер. А № 136 (1958).
3. Marshak, Okubo, Sudarshan. Phys. Rev. 106, 599 (1957)

On the mirror theorem for baryons

Summary

The well known mirror theorem of Sachs is extended for baryons. Some relations between N and Ξ baryons and Λ and Σ baryons are obtained.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
1. Пильвре У. В. Устройство для автоматического фотометрирования рентгеновских линий	3
2. Пильвре У. В., Скоростная рентгеновская камера для обратной съемки	12
3. Кый в М. Вычисление магнитных моментов барионов при помощи неинвариантных методов I	19
4. Кый в М. Вычисление магнитных моментов барионов при помощи неинвариантных методов II	38
5. Кый в М. О зеркальной теореме для барионов	50

Рукописи сборника поступили в редакцию 5 августа 1959 г.

СБОРНИК ТРУДОВ ПО ФИЗИКЕ II
Таллинский Политехнический Институт

Редактор Г. Метс
Технический редактор А. Тамм
Корректор В. Максимовская

Сдано в набор 17 IX 1959. Подписано к печати 2 XII 1959. Бумага 54×84^{1/16}. Печатных листов 3,75. По формату 60×92 печатных листов 3,08. Учетно-издательских листов 2,35. Тираж 800. МВ-10229. Заказ № 1549. Типография «Пунане Тяхт», Таллин, ул. Пикк 54/58.

Цена 1 руб. 65 коп.

Цена 1 руб. 65 коп.