

Ядерная оптика поляризованных нуклонов и ядер при высоких энергиях: исследования на комплексе Нуклотрон М–NICA

В.Г. Барышевский *¹

¹Институт ядерных проблем Белорусского Государственного университета, Минск, Беларусь

Abstract

Преломление частиц (нуклонов, ядер, γ -квантов) в веществе с поляризованными протонами (ядрами) приводит к проявлению когерентного квазиоптического явления ядерной прецессии спина частиц (ядер) в псевдомагнитном поле вещества с поляризованными спинами и эффекта двулучепреломления частиц (ядер) со спином $S \geq 1$, возникающих даже в неполяризованном веществе. Эти явления можно наблюдать и изучать на комплексе Нуклотрон М–NICA. Подобные эффекты для γ -квантов доступны для наблюдения на ускорителе LINAC. Когерентные квазиоптические явления поворота спина и спинового дихроизма обусловлены не только сильными взаимодействиями: T - и P -нечетные, T -нечетные P -четные и T -четные P -нечетные взаимодействия также вносят вклад. Исследование этих явлений позволяет получить ограничения на величину этих вкладов при энергиях, доступных на комплексе Нуклотрон М–NICA. При исследовании столкновений поляризованных частиц необходимо учитывать возможное влияние квазиоптических явлений поворота спина и спинового дихроизма, вызванных ядерной прецессией спина и двулучепреломлением.

Keywords: когерентные квазиоптические явления, поворот спина, спиновый дихроизм, двулучепреломление

Contents

1. Введение: краткая история	2
2. Оптика света	5
3. Гамма оптика	7
3.1. Квазиоптическое явление поворота плоскости поляризации γ -квантов в веществе с поляризованными протонами (ядрами)	10
3.2. Квазиоптический эффект двулучепреломления γ -квантов в среде с поляризованными ядрами	16
4. Квазиоптические явления для частиц низких энергий	18
4.1. Прецессия спина нейтрона в псевдомагнитном поле вещества с поляризованными ядрами	18

*Corresponding author e-mail address: v_baryshevsky@yahoo.com

4.2.	Рост частоты ядерной прецессии спина антипротонов (отрицательных гиперонов) при замедлении в веществе с поляризованными ядрами	25
4.3.	Амплитуда рассеяния вперед для отрицательно заряженных частиц	25
4.4.	Эффективная потенциальная энергия отрицательно заряженных частиц в веществе	28
4.5.	Угол поворота спина антипротонов низкой энергии в поляризованном веществе	30
4.6.	Зеркальное отражение антипротонов от поверхности вещества	31
4.7.	Амплитуда рассеяния антипротона на ядре (атоме) при низких энергиях	34
4.8.	Поляризация спина антипротонов, отраженных от границы вакуум-вещество	36
5.	Квазиоптические явления для частиц высоких энергий в поляризованном веществе	39
5.1.	Явление прецессии спина при высоких энергиях	41
5.2.	Поворот спина и спиновый дихроизм	42
5.3.	Поворот спина протонов (антипротонов) в толстой поляризованной мишени и фильтрация спина пучков частиц в ядерном псевдомагнитном поле	44
5.4.	Формализм спиновой матрицы плотности	46
6.	Явление двулучепреломления (осцилляций спина и спинового дихроизма) для частиц со спином $S \geq 1$	52
6.1.	Поворот и осцилляции спина дейтрона в неполяризованной среде и спиновый дихроизм (явление двулучепреломления)	56
6.2.	Эффект появления тензорной поляризации у неполяризованного пучка, движущегося в неполяризованной среде	59
6.3.	Амплитуда упругого рассеяния дейтрона ядром на угол ноль	62
6.4.	Первое наблюдение спинового дихроизма дейтронов в углеродной мишени	65
6.5.	Поворот тензорной поляризации и осцилляции между векторной и тензорной поляризациями	66
6.6.	Явления спинового дихроизма, поворота спина и тензорной поляризации для тяжелых ядер	68
6.7.	Возможности наблюдения спинового дихроизма на внутренней мишени Нуклотрона М	70
6.8.	Эволюция поляризационных характеристик пучка частиц во внутренней мишени Нуклотрона	74
6.9.	Явление спинового дихроизма для пучка дейтронов проходящего через внутреннюю мишень Нуклотрона	76
6.10.	О возможном влиянии эффекта двойного лучепреломления на процессы рождения (фоторождения, электророждения) векторных мезонов на ядрах	78
7.	Квазиоптический поворот спина и двулучепреломление частиц сталкивающихся в кольце NICA	79
7.1.	Взаимное преломление сталкивающихся пучков	80
7.2.	Оценка величины спинового дихроизма при столкновениях пучков в кольце NICA	83
8.	Заключение	85

1. Введение: краткая история

Осенью, в ноябре 1963 года, я впервые приехал в ОИЯИ на несколько дней. Там, в лаборатории теоретической физики, я, аспирант кафедры ядерной физики физического факультета Белорусского государственного университета имени В.И. Ленина, должен был встретиться с Семеном Соломоновичем Герштейном. После собеседования меня представили Якову Абрамовичу Смородинскому, который сказал, чтобы я приезжал в январе 1964 года и приступал к работе. В первые дни января я по заданию Семена Соломоновича начал знакомиться с тематикой, связанной с нелептонными распадами гиперонов. Однако,

примерно через неделю в моей жизни произошло событие, благодаря которому я превратился в физика и на всю жизнь оказался связанным с ОИЯИ. В середине января Семен Соломонович сообщил мне, что существует интересная задача, связанная с измерением разности масс K_L и K_S мезонов, и что ее суть мне более подробно объяснят в лаборатории физики высоких энергий (ЛВЭ). Мы пришли в ЛВЭ, зашли в кабинет Векслера, и там Семен Соломонович познакомил меня с человеком, сделавшим из меня физика. Этим человеком оказался Михаил Исаакович Подгорецкий. Я был потрясен, так как осенью 1963 года в УФН была опубликована статья Подгорецкого и Хрусталева, посвященная обсуждению интерференционных явлений в квантовой механике. После ее прочтения я сказал себе: вот чем я хотел бы заниматься. Рука providения привела меня к Михаилу Исааковичу. Работа у нас пошла очень быстро. После получения первых результатов нам предстояло выступить на семинаре в ЛВЭ. Но перед выступлением позвонил Яков Борисович Зельдович и сказал, что все, о чем мы собирались говорить, сделано до этого им. Михаил Исаакович расстроился, но огромная интуиция, которой он обладал, заставила его сказать мне: «Володя, не может быть, чтобы система K_L и K_S мезонов была уникальной... Идите в библиотеку и порыйтесь в литературе ».

После некоторых раскопок я набрел на взаимодействие нейтронов с поляризованными ядрами и мы начали изучать взаимодействие медленных нейтронов с поляризованной ядерной мишенью.

Через какое-то время, после ряда теоретических расчётов, я получил, что спин нейтрона в такой мишени будет поворачиваться. С этим результатом я пришёл к Михаилу Исааковичу. Во время разговора Михаил Исаакович произнёс важнейшую фразу, которая сразу дала ответ о природе явления. Он сказал, что такое поведение нейтрона означает, что нейтрон в мишени находится под действием эффективного псевдомагнитного поля, обусловленного ядерным взаимодействием нейтрона с коллективом поляризованных ядер. Это псевдомагнитное ядерное поле следует добавлять к обычному магнитному полю мишени, создаваемому магнитными моментами ядер. В случае тепловых нейтронов в мишени с поляризованными протонами ядерное псевдомагнитное поле на два порядка больше обычного магнитного поля, создаваемого магнитными моментами протонов. После этого статья была написана нами в течение пары недель, отправлена в ЖЭТФ и опубликована в том же 1964 году. Позднее эффект ядерной прецессии спина нейтрона в мишенях с поляризованными ядрами был зарегистрирован как открытие СССР N 224.

Следующий серьёзный результат получен мной совместно с Владимиром Львовичем Любошицем. В статье, опубликованной в ЖЭТФ в 1965 году мы показали, что при прохождении γ -квантов через вещество с поляризованными электронами возникает квази-оптический эффект поворота плоскости поляризации, кинематически аналогичный эффекту Фарадея для света. Этот результат зарегистрирован как открытие СССР N 360.

Годом позже в моей работе, вышедшей в ЖЭТФ в 1966 году было показано, что для γ -квантов, пролетающих через мишень с поляризованными ядрами, существует и эффект двулучепреломления, аналогичный эффекту двулучепреломления света.

Как могло случиться, что молодой человек 23 лет, приехавший в Дубну, за несколько лет выполнил несколько весьма интересных работ? Ответ достаточно прост. В то время в ОИЯИ существовала удивительная творческая атмосфера. Я сидел в кабинете, который предоставил М.И. Подгорецкому директор ЛВЭ В.И. Векслер. К нам в кабинет приходили многие сотрудники ОИЯИ из различных лабораторий.

Каждую неделю в лаборатории теоретической физики вел семинары Н.Н. Боголюбов. Не было никаких проблем пойти посоветоваться в любую лабораторию.

Самый поразительный для меня случай произошёл во время обеда в ресторане гостиницы «Дубна». Как-то раз во время обеда ко мне за столик присел пожилой мужчина. Он меня расспрашивал, интересовался результатами. На следующий день этот незнакомец опять пришел ко мне за столик. Мы вместе пообедали и разговоры продолжались. Наконец, через несколько дней он сказал, что его зовут Георгий Флёров и пригласил заходить к нему в ЛЯР. В обычной жизни невероятная ситуация.

Дискуссии и обсуждения шли непрерывно. Конечно, в таком высокоинтеллектуальном инкубаторе возникало много интересных мыслей и идей.

В скором времени у меня сложились научные контакты, переросшие в дружеские, с И.М.Франком. Я был рецензентом его книги, посвящённой эффекту Вавилова-Черенкова и у нас появилась совместная статья, опубликованная в журнале «Ядерная физика». Бруно Максимович Понтекорво в 1973 году стал оппонентом по моей докторской диссертации.

Но, конечно, всё это время шла активная совместная научная работа с моим учителем М.И. Подгорецким. Мы пытались заинтересовать нейтронщиков в проведении эксперимента по ядерной прецессии. Однако, Фёдор Львович Шапиро в этот период времени был полностью занят подготовкой экспериментов по получению ультракоротких нейтронов...

Приезд в Дубну Анатоля Абрагама резко изменил ситуацию. Абрагаму явление очень понравилось, и после отъезда во Францию он быстро провёл эксперимент; эффект, естественно, обнаружили. Одновременно эффект ядерной прецессии был обнаружен Массимилиано Форте в Италии.

Эффект поворота плоскости поляризации γ -квантов в мишени с поляризованными электронами был обнаружен Владимиром Михайловичем Лобашевым. Эффект проявился в опытах В.М. Лобашева как некая помеха. Он обсудил проблему с Семеном Соломоновичем Герштейном, который быстро понял, что В.М. Лобашев обнаружил наше явление. С.С. Герштейн вызвал меня и усадил за анализ эксперимента Лобашева с вопросом: действительно ли он видит эффект поворота плоскости поляризации γ -квантов. Анализ показал, что это так и есть. Так, ясное понимание физики, свойственное Семёну Соломоновичу, помогло увидеть в экспериментальных результатах Лобашева проявления эффекта поворота. В результате эффект поворота был действительно экспериментально обнаружен.

Эффект двойного лучепреломления γ -квантов не обнаружен до сих пор. Однако, в настоящее время, в связи с развитием техники создания поляризованных ядерных мишеней, условия для его обнаружения созрели. Это, в частности, может быть сделано в Дубне на ускорителе ЛИНАК-800.

Как я уже отмечал, эффект ядерной прецессии спина нейтронов кинематически аналогичен эффекту Фарадея. Возникает интересный вопрос: имеется ли для частиц (ядер) эффект аналогичный эффекту двулучепреломления света (γ -квантов)? Оказывается, что такой эффект существует и возникает в случае, когда частица, обладающая спином $S \geq 1$, движется через неполяризованную (!) мишень. Эффект обусловлен внутренней анизотропией частиц со спином $S \geq 1$. Эффект был описан мной в 1991-1993 годах.

По приглашению Мирека Фингера (опять ОИЯИ) я выступил на конференции в Праге с сообщением о явлении. Председателем секции, на которой я выступал, был академик А.М. Балдин. Он весьма положительно отозвался о моей работе. На этой же конференции я встретился с немецким физиком Франком Ратманом и мы вместе решили провести эксперимент по обнаружению эффекта в Юлихе на ускорителе COSY. Во время подготовки Франк договорился с Кельнским университетом и там мы смогли подготовить и провести эксперимент по обнаружению спинового дихроизма при пролете дейтронов с энергией 20 МэВ через углеродную мишень (двулучепреломление частиц сопровождается поворотом

(осцилляциями) спина и спиновым дихроизмом). Эксперимент, обнаруживший спиновый дихроизм, был выполнен успешно.

Спустя несколько лет ученые Дубны провели успешный эксперимент по обнаружению спинового дихроизма дейтронов с импульсом 5 Гэв/с. В этом эксперименте на второй стадии участвовали и мы. Так что совместная работа Минска и Дубны привела к открытию спинового дихроизма при высоких энергиях. Все это дает возможность дальнейшего успешного развития работ по исследованию эффекта ядерной прецессии и двулучепреломления на комплексе Нуклотрон М–НИСА. Таким образом, в моей жизни ОИЯИ сыграл колоссальную роль.

Дальнейшее развитие работ по ядерной оптике при высоких энергиях на комплексе Нуклотрон М–НИСА несомненно приведет ко многим новым результатам.

2. Оптика света

Явления интерференции, дифракции и преломления света хорошо известны даже школьникам и студентам. Огромное разнообразие их приложений описано в учебниках, а также в научно-популярной литературе [1–5]. Многолетние дискуссии о природе света — является ли он волной или частицей — в конечном итоге привели к созданию квантовой механики и распространению волновой концепции на любые частицы вещества. В результате оптический подход был введен для описания взаимодействия частиц с веществом, атомными ядрами и друг с другом [6–8]. В настоящее время широкое применение находит дифракция электронов и нейтронов в кристаллах, которые, по сути, являются естественными дифракционными решетками. Разработаны и интенсивно исследуются нейтронные интерферометры [9]. Было установлено, что рассеяние частиц на ядрах (а также их взаимное рассеяние) во многом аналогично рассеянию света на капле жидкости, что легло в основу оптической модели ядра.

Изучение взаимодействия света и вещества показало, что помимо частоты и направления распространения световые волны характеризуются поляризацией.

Первый эксперимент, в котором было зафиксировано явление, обусловленное поляризацией света, был проведен в 1669 году Э. Бартолином, который обнаружил явление двулучепреломления светового луча в исландском шпате (кальците). Общеизвестно, что стационарные состояния света в среде в условиях двулучепреломления — это состояния с линейной поляризацией, параллельной или перпендикулярной оптической оси кристалла. Эти состояния характеризуются разными показателями преломления, что обуславливает различие их фазовых скоростей при распространении в кристалле. В результате, например, циркулярно поляризованный свет в кристаллах превращается в линейно поляризованный и наоборот [1] (см. Рис. 1).

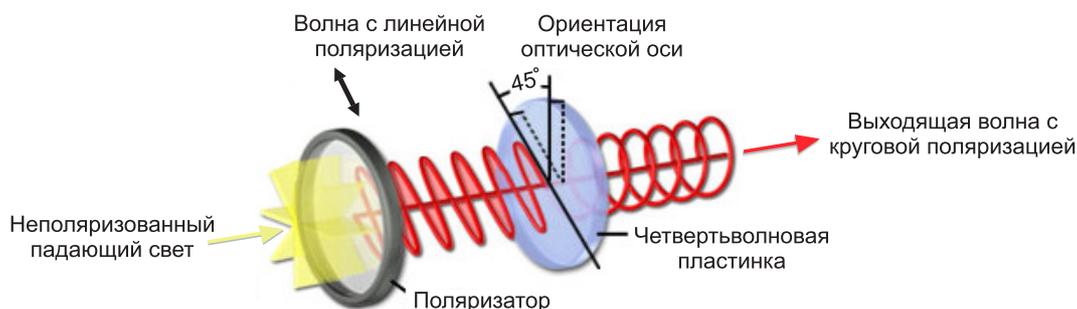


Figure 1. Оптика света: эффект двулучепреломления

Еще одна серия опытов была проведена Д.Ф. Араго в 1811 году и Ж.Б. Био в 1812 году: они открыли явление естественной оптической активности, заключающееся в повороте плоскости поляризации света при его распространении в среде (см. Рис. 2). В 1817 году А. Френель установил, что в оптически активной среде, стационарными состояниями являются волны с правой и левой круговой поляризацией, которые, как он выяснил в 1823 году, движутся в среде с разными скоростями (т.е. распространяются с разными показателями преломления), вызывая таким образом поворот плоскости поляризации. Также следует напомнить об эффекте поворота плоскости поляризации света в веществе, помещенном в магнитное поле, который был открыт Фарадеем, и о явлении двулучепреломления в веществе, помещенном в электрическое поле (эффект Керра).

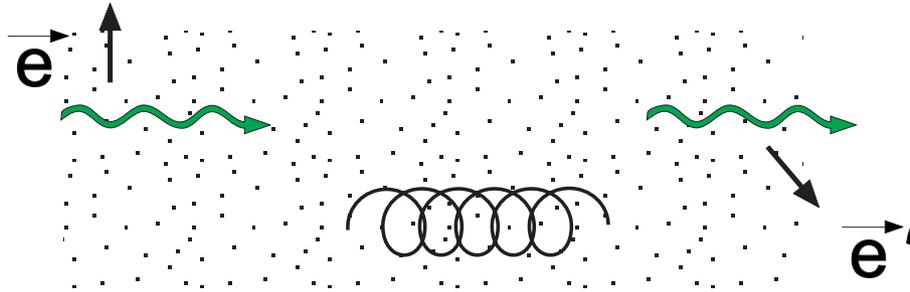


Figure 2. Оптика света: естественная оптическая активность

Явления, обусловленные поляризацией излучения и оптической анизотропией среды, лежат в основе современных методов исследования фундаментальных взаимодействий. Микроскопический механизм, приводящий к появлению оптической анизотропии вещества, в конечном итоге обусловлен зависимостью процесса рассеяния электромагнитной волны атомом (или молекулой) от поляризации волны (т.е. от спина фотона) и связей электронов в атомах и молекулах. В рентгеновском и гамма-диапазонах, где энергия фотонов значительно превышает энергию связи атомных электронов, последние могут рассматриваться как квазисвободные. В результате эффекты, вызванные оптической анизотропией вещества, которые изучаются в оптике, быстро уменьшаются, становясь практически незаметными при длинах волн меньше 10^{-8} см.

Более того, существует широко распространенное мнение, что о преломлении света и о понятии показателя преломления для света в веществе можно говорить лишь тогда, когда длина волны света ($\lambda \approx 10^{-4}$ см) значительно превышает расстояние между атомами вещества R_a ($R_a \approx 10^{-8}$ см), так как только в этом случае ($\lambda \gg R_a$) вещество можно рассматривать как некую непрерывную среду. Поэтому, в диапазоне, где длина волны фотона значительно меньше расстояния между атомами вещества, эффекты, аналогичные эффектам Фарадея и двулучепреломлению, которые вызваны преломлением, возникать не должны. Однако, это утверждение неверно. В действительности, существование явлений преломления не связано с соотношением между длиной волны λ и расстоянием между атомами (рассеивателями). Даже при больших энергиях фотонов, когда длина волны существенно меньше R_a , могут проявляться эффекты, обусловленные преломлением волн в веществе. Так, например, когда пучок линейно поляризованных γ -квантов с энергиями большими десятков киловольт (с длиной волны меньшей 10^{-9} см) проходит через вещество с поляризованными электронами, то наблюдается поворот плоскости поляризации γ -квантов, который кинематически аналогичен эффекту Фарадея ([10–14]). Более того, с увеличением энергии γ -кванта (уменьшением длины волны γ -кванта) эффект возрастает, достигая

максимума в диапазоне нескольких МэВ. В отличие от эффекта Фарадея, который обусловлен взаимодействием света с электронами, связанными в атомах, для γ -квантов электроны можно считать свободными. Эффект поворота плоскости поляризации в данном случае обусловлен квантово-электродинамическими радиационными поправками к процессу рассеяния γ -квантов на электроне, которых нет в классической электродинамике.

Аналогичным образом, распространение в среде волн де Бройля, описывающих движение массивных частиц, может быть охарактеризовано с помощью показателей преломления [7, 15]. В этом случае показатель преломления описывает движение частиц в веществе, даже при высоких энергиях, когда длина волны де Бройля \hbar/mv мала по сравнению с расстоянием между атомами (рассеивателями), здесь m — масса частицы, v — ее скорость; в случае релятивистских скоростей вместо m следует использовать релятивистскую массу $m\gamma$, где γ — лоренц-фактор. Более того, оказывается, что для частиц с ненулевым спином существуют явления, аналогичные повороту плоскости поляризации света и двулучепреломлению: такие явления «оптической» анизотропии вещества обусловлены не только электромагнитными, но также сильными и слабыми взаимодействиями.

Исследования в этой области были инициированы В. Барышевским и М. Подгорецким [16], которые предсказали существование явления квазиоптического поворота спина нейтрона, движущегося в веществе с поляризованными ядрами, обусловленного сильными взаимодействиями, и ввели понятие ядерного псевдомагнитного поля (прецессия спина нейтрона в псевдомагнитном поле вещества с поляризованными ядрами). Существование ядерного псевдомагнитного поля и явления прецессии спина нейтрона в веществе с поляризованными ядрами были экспериментально подтверждены группой А. Абрагама во Франции в 1972 году (см. статью [17] и ссылки в ней) и М. Форте в Италии в 1973 году [18].

Также следует упомянуть работу Ф. Кертиса Мишеля [19], который предсказал существование квазиоптического поворота спина, вызванного нарушающим четность слабыми взаимодействиями; данное явление было экспериментально обнаружено [20] и используется для изучения нарушающих четность слабых взаимодействий между нейтронами и ядрами.

Дальнейшие исследования показали, что оптическая активность вещества является частным проявлением общих когерентных процессов, сопровождающих распространение поляризованных пучков в средах с произвольной ориентацией спинов частиц и ядер [21–23, 36]. В частности, было установлено, что при высоких энергиях частиц (десятки, сотни и тысячи гигаэлектронвольт) эффекты квазиоптической анизотропии проявляются в значительной степени, открывая новые возможности для изучения фундаментальных свойств элементарных частиц.

3. Гамма оптика

Прежде чем перейти к описанию различных квазиоптических явлений в области высоких энергий следует заметить, что до сих пор встречаются утверждения подобные написанному недавно рецензентом уважаемого журнала: *“... and the whole classical concept of a refractive index, which underpins this calculation, requires a beam of light coherent over some spatial extent much larger than the distance between the scatterers so that the (forward) scattered radiation interferes constructively to produce a phase-shifted beam - it is not obvious that the gamma-ray beam at, say, MAMI satisfies this ...”*

Подобное ошибочное утверждение заставляет напомнить, что в ходе многочисленных исследований была установлена фундаментальная связь между амплитудой когерентного упругого рассеяния вперед $f(0)$ и показателем преломления n (см., например, [7, 15, 24–26, 68]), что позволило разработать методы измерения преломления поляризованных частиц

в среде. В случае среды из хаотично расположенных рассеивателей при $|n - 1| \leq 1$, показатель преломления имеет вид:

$$n = 1 + \frac{2\pi\rho}{k^2} f(0), \quad (1)$$

где ρ — плотность рассеивателей (число рассеивателей в кубическом сантиметре вещества); k — волновое число падающей волны.

Также было показано, что возможность введения понятия показателя преломления не связана с соотношением между длиной волны излучения и расстоянием между рассеивателями. Формула (1) описывает и преломление коротковолнового излучения с длиной волны, значительно меньшей, чем расстояние между рассеивателями. Это объясняется тем, что показатель преломления возникает благодаря интерференции падающей волны и вторичных рассеянных волн, что всегда происходит при упругом когерентном рассеянии вперед. Более того, формула (1) описывает не только рассеяние фотонов, но и рассеяние других частиц (нейтронов, электронов и других).

Общеизвестно, что оптически анизотропная среда характеризуется наличием нескольких показателей преломления. Например, в случае эффекта Фарадея показатели преломления n_+ и n_- различны для света с правой и левой круговыми поляризациями. Учитывая формулу (1), из этого следует, что амплитуда f_+ упругого когерентного рассеяния вперед для правополяризованного фотона отличается от аналогичной амплитуды f_- для левополяризованного фотона.

Таким образом, чтобы возник эффект поворота плоскости поляризации света в среде, амплитуда упругого когерентного рассеяния вперед должна зависеть от состояния поляризации фотона или, что то же самое, от его спинового состояния.

Поскольку зависимость рассеяния от спина типична для столкновений частиц с ненулевым спином, то следует предположить, что квазиоптические явления, аналогичные эффекту Фарадея и двулучепреломления, будут наблюдаться для всех таких частиц при различных взаимодействиях.

Хорошо известно, что явления, обусловленные оптической анизотропией вещества (эффект Фарадея, двулучепреломление, поворот плоскости поляризации света), вызваны влиянием сил, действующих на электроны в атомах, на взаимодействие электромагнитных волн с веществом.

В диапазонах энергий фотонов, значительно превышающих среднюю энергию связи электронов в атомах и молекулах, взаимодействие электромагнитного излучения с веществом сводится к взаимодействию фотонов со свободными электронами. А значит структура атомов и молекул при таком взаимодействии не существенна, и, следовательно, явления, вызванные оптической анизотропией вещества, не должны возникать. Например, в случае эффекта Фарадея простая теория, основанная на обычном эффекте Зеемана, дает следующее выражение для угла поворота плоскости поляризации света ϑ на 1 см длины пути [27]:

$$\vartheta = \frac{\omega}{c} \frac{\partial n(\omega)}{\partial \omega} \frac{eB}{2mc}, \quad (2)$$

где $n(\omega)$ — показатель преломления вещества в отсутствии магнитного поля; e — заряд электрона; m — его масса.

В области высоких частот выражение для $n(\omega)$ можно записать следующим образом [27]

$$n = 1 - \frac{2\pi e^2 N}{m\omega^2},$$

где N — число электронов в 1 см^3 вещества. Таким образом, для угла поворота плоскости поляризации фотона ϑ мы имеем:

$$\vartheta = \frac{2\pi e^3 N}{m^2 c^2 \omega^2}. \quad (3)$$

Из формулы (3) следует, что в диапазоне энергий γ -квантов порядка сотен кэВ угол $\vartheta \approx 10^{-7}$ рад/см при $B = 10^5 \text{ Гс} = 10 \text{ Т}$, $N \approx 10^{23}$ и быстро уменьшается с увеличением энергии γ -кванта. Аналогичным образом и все другие магнитооптические эффекты, например обратный эффект Фарадея [28], а также электрооптические эффекты, исследуемые в оптике, быстро убывают и в области характерных энергий гамма-квантов становятся чрезвычайно малыми.

Однако, в 1965 году В. Барышевский и В. Любошиц [10] показали, что именно при высоких энергиях γ -квантов возможен другой механизм поворота плоскости поляризации фотона в мишени с поляризованными электронами, который обусловлен зависимостью от спина амплитуды комптоновского рассеяния γ -кванта на электроне. Расчеты показали, что угол поворота достигает своего максимального значения $5.32 \cdot 10^{-3}$ рад/см в диапазоне энергий квантов от 500 до 700 кэВ [11]. Это новое явление было экспериментально обнаружено В.М. Лобашевым, Л.А. Попеко, Л.М. Смотрицким, А.П. Серебровым, Е.А. Коломенским [12, 13], П. Боком и П. Лукшем [14].

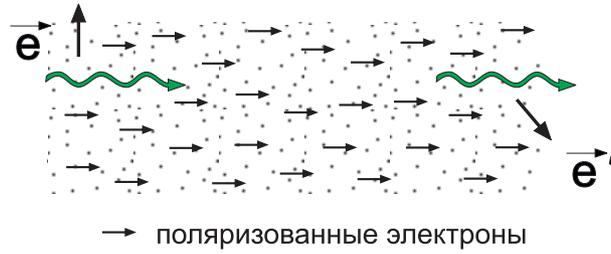


Figure 3. Поворот плоскости поляризации гамма-квантов

Обратим теперь внимание на процессы, обусловленные взаимодействием γ -квантов с протонами и ядрами вещества. В соответствии с пионерскими результатами, полученными М. Гелл-Маном, М.Л. Голдбергером и В.Е. Тиррингом [29], амплитуда упругого рассеяния вперед фотона частицей со спином $s = 1/2$ может быть записана следующим образом:

$$f_{\mu\nu}(\omega) = f_1(\omega) (\vec{e}_\mu^* \vec{e}_\nu) + i f_2(\omega) \vec{\sigma} [\vec{e}_\mu^* \vec{e}_\nu], \quad (4)$$

где \vec{e}_μ и \vec{e}_ν — векторы поляризации фотона в состояниях μ и ν , $\vec{\sigma}$ — спиновые матрицы Паули.

При рассмотрении взаимодействия γ -квантов с протонами (ядрами) часто используются другие обозначения, а именно: $f_1(\omega) = f_0(\omega)$ и $f_2(\omega) = g_0(\omega)$.

Поэтому при дальнейшем анализе (4) они будут использованы в следующей форме (см., например, [30–34]):

$$f_{\mu\nu}(\omega) = f_0(\omega) (\vec{e}_\mu^* \vec{e}_\nu) + i g_0(\omega) \vec{\sigma} [\vec{e}_\mu^* \vec{e}_\nu]. \quad (5)$$

Согласно анализу [30–34], уравнения (4) и (5) позволяют найти электромагнитные поляризуемости и спиновые поляризуемости как коэффициенты низших порядков в разложении амплитуд рассеяния по ω . Показано, что вещественная часть амплитуды $g_0(\omega)$, которая

определяет зависящую от спина часть амплитуды $f_{\mu\nu}(\omega)$ при малых частотах, может быть выражена следующим образом:

$$g_0(\omega) = -\frac{e^2 \kappa^2}{8\pi m^2} \omega + \gamma_0 \omega^3, \quad (6)$$

где γ_0 — так называемая спиновая поляризуемость, в выбранной системе единиц электрический заряд e определяется как $\frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137.04}$, κ — аномальный магнитный момент в ядерных магнетонах. Для протона $\kappa = 1.79$, $\gamma_0 \sim -10^{-4}$ фм⁴.

При росте частоты, выражение (6) для $g_0(\omega)$, которое содержит постоянную γ_0 , становится некорректным. В связи с этим для γ -квантов высоких энергий (от нескольких ГэВ до десятков ГэВ или выше) представляет интерес исследование зависимости $g_0(\omega)$ от частоты ω .

3.1. Квазиоптическое явление поворота плоскости поляризации γ -квантов в веществе с поляризованными протонами (ядрами)

Рассмотрим прохождение пучка γ -квантов через среду с поляризованными протонами (ядрами, электронами).

Пионерские публикации, посвященные использованию γ -квантов для исследования внутренней структуры нуклона, появились в 50-х годах XX века [29, 38]. Эти статьи инициировали многочисленные теоретические и экспериментальные исследования этой интересной возможности [10, 30–34, 37, 39–59]. Первый эксперимент по комптоновскому рассеянию на протоне для измерения поляризуемостей был проведен в 1958 году (см. [31, 32]).

Быстрое развитие экспериментальных методов сделало возможными проведение экспериментов с поляризованной твердой мишенью и гамма-квантами высокой энергии, как поляризованными, так и неполяризованными [30–34, 39–59]. Были созданы поляризованные мишени с высокой степенью поляризации ядер, а именно: NH_3 , ND_3 и 6LiD , а также мишень из бутанола, содержащая поляризованные протоны (дейтероны) [51–55, 58, 59]. Рассмотрим случай прохождения гамма-квантов через мишень с поляризованными протонами (ядрами) [35]. Фотон в состояниях с правой и левой круговой поляризацией имеет разные показатели преломления n_1 и n_2 , тогда, согласно [10, 36], можно записать:

$$\Delta n = n_2 - n_1 = \frac{2\pi N c^2}{\omega^2} [f_-(0) - f_+(0)], \quad (7)$$

где N — число электронов (ядер) в единице объема; $f_+(0)$ и $f_-(0)$ — амплитуды упругого рассеяния на угол ноль для право- и лево- циркулярно поляризованных фотонов, рассеянных поляризованными электронами (ядрами), соответственно; ω — частота фотона.

Амплитуда комптоновского рассеяния вперед на частице со спином 1/2 может быть записана следующим образом [29]:

$$f_{\mu\nu} = f_1(\omega)(\vec{e}_\mu^* \vec{e}_\nu) + i f_2(\omega) \vec{\sigma} [\vec{e}_\mu^* \vec{e}_\nu], \quad (8)$$

где \vec{e}_μ и \vec{e}_ν — векторы поляризации фотона в состояниях μ и ν ; $\vec{\sigma}/2$ — оператор спина частицы. Для состояния с правой круговой поляризацией

$$\vec{e}_+ = -(\vec{e}_1 + i \vec{e}_2) / \sqrt{2}, \quad (9)$$

в то время как для состояния с левой круговой поляризацией

$$\vec{e}_- = (\vec{e}_1 - i\vec{e}_2)/\sqrt{2}, \quad (10)$$

где $\vec{e}_2 = [\vec{e}_1 \times \vec{n}]$, а \vec{n} — единичный вектор в направлении движения пучка γ -квантов.

Учитывая вышесказанное, легко показать, что

$$f_+ = f_1(\omega) - f_2(\omega)(\vec{p}\vec{n}), f_- = f_1(\omega) + f_2(\omega)(\vec{p}\vec{n}), \quad (11)$$

где \vec{p} — вектор поляризации частиц.

Предположим, что фотон в вакууме линейно поляризован вдоль направления \vec{e}_1 . Тогда, согласно [10], вектор поляризации в среде \vec{e}'_1 равен:

$$\begin{aligned} \vec{e}'_1 &= \left[\left(\frac{\vec{e}_1 + i\vec{e}_2}{2} \right) \exp\left(-i\frac{\omega}{2c}\Delta nl\right) + \left(\frac{\vec{e}_1 - i\vec{e}_2}{2} \right) \exp\left(i\frac{\omega}{2c}\Delta nl\right) \right] \exp\left(i\frac{n_1 + n_2}{2c}\omega l\right) \\ &= \exp\left(i\omega\frac{n_1 + n_2}{c}l\right) \left[\vec{e}_1 \cos\left(\frac{2\pi Nc}{\omega}(\vec{p}\vec{n})f_2(\omega)l\right) + \vec{e}_2 \sin\left(\frac{2\pi Nc}{\omega}(\vec{p}\vec{n})f_2(\omega)l\right) \right], \end{aligned} \quad (12)$$

где l — путь, пройденный гамма-квантами в веществе.

Полный поворот вектора поляризации происходит на длине

$$d = \frac{4\pi c}{\omega|\Delta n|}. \quad (13)$$

Положительное значение выражения $f_2(\omega)(\vec{p}\vec{n})$ соответствует правому вращению, тогда как отрицательное — левому.

В общем случае $\text{Im}f_2(\omega) \neq 0$, то есть коэффициенты поглощения различны для состояний с левой и правой круговыми поляризациями. Поскольку в этом случае (12) включает тригонометрические функции комплексных аргументов, зависимость поляризации фотонов от расстояния l становится более сложной. Если фотоны в вакууме поляризованы вдоль направления \vec{e}_1 , то, согласно [60, 61], параметры Стокса в среде можно записать следующим образом:

$$\varepsilon_1 = r \cos 2\varphi; \quad \varepsilon_2 = (1 - r^2)^{1/2}; \quad \varepsilon_3 = r \sin 2\varphi, \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi &= \frac{2\pi Nc}{\omega}(\vec{p}\vec{n})\text{Re}f_2(\omega)l, \\ r &= \cosh\left(\frac{4\pi Nc}{\omega}(\vec{p}\vec{n})\text{Im}f_2(\omega)l\right) = (\varepsilon_1^2 + \varepsilon_3^2)^{1/2}, \end{aligned}$$

ε_1 — степень линейной поляризации, ε_2 — степень круговой поляризации. При $l = 0$ имеем $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_3 = 0$, $\varepsilon_2 = 0$.

Очевидно, что когда мнимая часть функции $f_2(\omega)$ отлична от нуля, линейная поляризация фотона в среде преобразуется в эллиптическую, а φ — это угол поворота главной оси эллипса относительно начального направления \vec{e}_1 .

Из вышеизложенного следует, что полный поворот главной оси эллипса происходит на длине

$$d = \left(\frac{Nc}{\omega} (\vec{p}\vec{n}) \operatorname{Re} f_2(\omega) \right)^{-1}. \quad (15)$$

Следует обратить внимание, что при $l \rightarrow \infty$ имеем $|\varepsilon_2| = 1$, что означает полное поглощение право- или лево- циркулярно поляризованных фотонов.

Из уравнения (14) следует, что изменение поляризации γ -квантов, проходящих через поляризованную мишень, зависит только от функции $f_2(\omega)$. Что касается функции $f_1(\omega)$ (см. (8)), она не имеет отношения к рассматриваемому нами эффекту.

Применяя оптическую теорему получим следующее соотношение:

$$\operatorname{Im} f_2(\omega) = \frac{\omega}{4\pi c} \frac{\sigma_{\uparrow\downarrow}(\omega) - \sigma_{\uparrow\uparrow}(\omega)}{2}, \quad (16)$$

где $\sigma_{\uparrow\uparrow}$ и $\sigma_{\uparrow\downarrow}$ — полные сечения комптоновского рассеяния для случая, когда спины фотона и электрона (ядра) параллельны и антипараллельны, соответственно.

Для вычисления реальной части $f_2(\omega)$ воспользуемся дисперсионным соотношением, полученным в [29]:

$$\operatorname{Re} f_2(\omega) = -\frac{2\omega}{\hbar c^2} (\Delta\mu)^2 + \frac{2\omega^3}{\pi} \int_0^\infty \frac{\operatorname{Im} f_2(\omega')}{\omega'^2(\omega'^2 - \omega^2)} d\omega', \quad (17)$$

где $\Delta\mu$ — аномальный магнитный момент частицы.

Используя выражение (16) для $\operatorname{Im} f_2(\omega)$, можно получить следующее выражение для $\operatorname{Re} f_2(\omega)$:

$$\operatorname{Re} f_2(\omega) = -\frac{2\omega}{\hbar c^2} (\Delta\mu)^2 + \frac{\omega^3}{4\pi^2 c} \int_0^\infty \frac{\sigma_{\uparrow\downarrow}(\omega') - \sigma_{\uparrow\uparrow}(\omega')}{\omega'(\omega'^2 - \omega^2)} d\omega'. \quad (18)$$

Из (14) видно, что угол поворота плоскости поляризации для γ -квантов, проходящих через поляризованную мишень, определяется $\operatorname{Re} f_2(\omega)$. Выражение (18) для $\operatorname{Re} f_2(\omega)$ содержит два слагаемых, обусловленных рассеянием: первое связано с аномальным магнитным моментом $\Delta\mu$, а второе определяется другими процессами рассеяния и реакциями, вызванными взаимодействиями гамма-квантов с протонами (ядрами, электронами).

Согласно выражениям (14) и (18), угол поворота плоскости поляризации φ для гамма-кванта, прошедшего в веществе путь l , можно записать следующим образом:

$$\varphi = -\frac{4\pi N}{\hbar c} (\Delta\mu)^2 (\vec{p}\vec{n}) l + \frac{2\pi Nc}{\omega} (\vec{p}\vec{n}) l \frac{2\omega^3}{\pi} \int_0^\infty \frac{\operatorname{Im} f_2(\omega')}{\omega'^2(\omega'^2 - \omega^2)} d\omega'. \quad (19)$$

Выражение (19) можно переписать в виде:

$$\varphi = -\frac{4\pi N}{\hbar c} (\Delta\mu)^2 (\vec{p}\vec{n}) l + 2\pi Nc (\vec{p}\vec{n}) l \gamma_0(\omega) \omega^2, \quad (20)$$

где

$$\gamma_0(\omega) = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^\infty \frac{\sigma_{\uparrow\downarrow}(\omega') - \sigma_{\uparrow\uparrow}(\omega')}{\omega'(\omega'^2 - \omega^2)} d\omega'. \quad (21)$$

Согласно [31–34, 42–57] в диапазоне низких энергий амплитуда комптоновского рассеяния вперед может быть представлена в виде (6) со спиновой поляризуемостью γ_0 , имеющей вид:

$$\gamma_0 = \frac{1}{4\pi^2} \int_{\omega_{thr}}^{\infty} \frac{\sigma_{\downarrow\uparrow}(\omega') - \sigma_{\uparrow\uparrow}(\omega')}{\omega'^3} d\omega', \quad (22)$$

где ω_{thr} – порог фоторождения пиона. В (22) не учитываются вклады в полные сечения, обусловленные комптоновским рассеянием на протоне и процессами рождения электрон-позитронных пар.

Проведенные эксперименты и теоретический анализ, предполагающий, что γ_0 не зависит от энергии гамма-кванта, дают следующие оценки для спиновой поляризуемости протона γ_0 : $\gamma_0 \approx -1.34 \cdot 10^{-4} \text{ фм}^4 = -1.34 \cdot 10^{-56} \text{ см}^4$.

Таким образом, в случае, если справедливо выражение (6), то угол поворота плоскости поляризации φ для гамма-кванта, прошедшего в поляризованном веществе путь l , записывается следующим образом:

$$\varphi = -\frac{4\pi N}{\hbar c} (\Delta\mu)^2 (\vec{p}\vec{n})l + 2\pi N (\vec{p}\vec{n}) \gamma_0 k^2 l = \varphi(\Delta\mu) + \varphi(\gamma_0), \quad (23)$$

где $k = \frac{\omega}{c}$ – это волновое число γ -кванта.

Слагаемое $\varphi(\Delta\mu)$, которое включает аномальный магнитный момент, не зависит от энергии, в то время как второе слагаемое $\varphi(\gamma_0)$, определяемое спиновой поляризуемостью γ_0 , зависит от энергии γ -кванта. Последнее растет пропорционально k^2 , т.е. пропорционально квадрату энергии γ -кванта.

Оценим теперь величину угла поворота плоскости поляризации φ для гамма-кванта, который проходит через мишень с поляризованными ядрами. Например, оценим эффект поворота в мишени $^{14}\text{NH}_3$, которая используется для изучения рассеяния поляризованных γ -квантов на поляризованных протонах. Заметим, что эта мишень включает как протоны, так и ядра ^{14}N , поэтому количество ядер в одном см^3 этой мишени не равно числу протонов.

Для оценки числа поляризованных протонов в одном см^3 воспользуемся значением плотности ρ в $[\frac{\text{г}}{\text{см}^3}]$, которое для твердого NH_3 составляет $\rho = 0.85[\frac{\text{г}}{\text{см}^3}]$.

Молекулярная масса NH_3 с высокой точностью равна $M = 17m_p$, где m_p – масса протона. Поэтому количество молекул NH_3 в одном см^3 можно записать как $N_{mol} = \frac{\rho}{17m_p}$. Поскольку каждая молекула содержит три протона, общее количество протонов можно выразить следующим образом:

$$N = 3 \cdot N_{mol} = \frac{\rho}{m_p} \cdot \frac{3}{17} = \frac{\rho}{m_p} \cdot f.$$

Здесь f – фактор разбавления (dilution factor см., например, [51, 52, 58, 59]) и $\frac{\rho}{m_p}$ – число нуклонов в см^3 . Сложная внутренняя структура мишени предполагает, что плотность мишени следует умножить на так называемый [51, 52, 58, 59] параметр упаковки (packing factor) $\varkappa = 0.6$, приводящий к следующей коррекции числа протонов в одном см^3 :

$$N = \frac{\rho}{m_p} \cdot f \cdot \varkappa.$$

Таким образом, угол поворота плоскости поляризации φ можно окончательно записать в следующей форме:

$$\varphi = -\frac{4\pi}{\hbar c} \frac{\rho}{m_p} f \varkappa p(\vec{n}_p \vec{n}) (\Delta\mu)^2 l + \frac{2\pi\rho}{m_p} f \varkappa p(\vec{n}_p \vec{n}) \gamma_0 k^2 l, \quad (24)$$

где p — это степень поляризации протонов, \vec{n}_p — единичный вектор, направленный вдоль вектора поляризации протонов.

Если импульс гамма-кванта направлен вдоль вектора поляризации, то $\vec{n}_p \vec{n} = +1$; а если \vec{n}_p антипараллелен \vec{n} , то произведение $\vec{n}_p \vec{n} = -1$. Таким образом, изменение направления \vec{n}_p относительно \vec{n} приводит к изменению направления (знака) поворота.

Для случая, когда $\vec{n}_p \uparrow \vec{n}$, угол поворота плоскости поляризации записывается в виде:

$$\varphi = -\frac{4\pi\rho\chi}{\hbar c m_p} f p (\Delta\mu)^2 l + \frac{2\pi\rho\chi}{m_p} f p \gamma_0 k^2 l. \quad (25)$$

Оценим угол поворота φ . В случае мишени NH_3 с поляризованными протонами количество протонов в 1 см^3 равно $N = \frac{\rho\chi f}{m_p} \approx 5.4 \cdot 10^{22}$, поэтому при степени поляризации $p = 0.9$ количество поляризованных протонов в мишени достигает $N_p \approx 5 \cdot 10^{22}$. Аномальный магнитный момент равен $\Delta\mu = 8.95 \cdot 10^{-24}$ эрг/Гс, таким образом, вклад в угол поворота $\varphi(\Delta\mu)$ можно оценить как

$$\varphi(\Delta\mu) = 1.6 \cdot 10^{-6} \cdot l \text{ рад} \quad (26)$$

и для $l = 30$ см угол $\varphi(\Delta\mu) \approx 5 \cdot 10^{-5}$ рад. Вклад в угол поворота $\varphi(\Delta\mu)$, обусловленный аномальным магнитным моментом, не зависит от энергии γ -кванта.

Теперь оценим вклад в угол поворота $\varphi(\gamma_0)$, который определяется спиновой поляризуемостью γ_0 и зависит от энергии γ -кванта. Используя второе слагаемое в (25), можно получить для $\varphi(\gamma_0)$ в случае NH_3 мишени следующую оценку:

$$\varphi(\gamma_0) \approx 3 \cdot 10^{-33} k^2 l. \quad (27)$$

Из (27) следует, что для γ -квантов с энергией 300 МэВ ($k = 1.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-1}$), проходящих через мишень толщиной 30 см, угол поворота $\varphi(\gamma_0)$ составляет примерно $\varphi(\gamma_0) = 2 \cdot 10^{-5}$ рад.

Если энергия γ -квантов увеличивается до 1 ГэВ (такие энергии доступны на ускорительном комплексе Бонна ELSA и на ускорителе Майнца MAMI [51, 52, 58, 59]), то этот вклад может достигать $\varphi(\gamma_0) = 2 \cdot 10^{-4}$ рад.

Дальнейшее увеличение энергии γ -квантов приводит к быстрому росту угла поворота: при толщине мишени 30 см для γ -квантов с энергией 3 ГэВ $\varphi(\gamma_0) = 2 \cdot 10^{-3}$ рад, для 10 ГэВ $\varphi(\gamma_0) = 2 \cdot 10^{-2}$ рад, а для 100 ГэВ он достигает $\varphi(\gamma_0) = 1.8$ рад.

Эксперименты и теоретический анализ, в которых было получено значение $\gamma_0 = -1.34 \cdot 10^{-56} \text{ см}^4$, проводились для γ -квантов в диапазоне энергий ≤ 1 ГэВ. Полученная выше оценка угла поворота, обусловленного квазиоптическим эффектом поворота плоскости поляризации, указывает на значительную величину эффекта. Это особенно актуально для диапазона энергий порядка единиц ГэВ и выше. В этом диапазоне энергий гамма-квантов длина волны оказывается сопоставимой или меньшей, чем электрический радиус протона, равный $0.8 \cdot 10^{-13}$ см. Амплитуда рассеяния вперед и, следовательно, $\gamma_0(\omega)$ могут зависеть от внутренней структуры протона.

Возникает вопрос: какова величина γ_0 в этом диапазоне? Зависит ли γ_0 от энергии гамма-кванта и приводит ли это к постепенному уменьшению величины угла поворота с ростом энергии? Такое поведение угла поворота наблюдается для γ -квантов, проходящих через вещество с поляризованными электронами [11, 23, 36]. В этом случае уменьшение происходит в диапазоне несколько МэВ.

Представляется очень интересным не только обнаружить квазиоптический эффект поворота плоскости поляризации для γ -квантов в мишени, содержащей поляризованные

протоны, но и изучить возможную зависимость от энергии спиновой поляризуемости $\gamma_0(\omega)$.

Оценим возможность обнаружения квазиоптического эффекта поворота плоскости поляризации для γ -квантов, проходящих через мишень с поляризованными протонами (дейтронами). Для этой цели найдем количество γ -квантов, необходимых для обнаружения эффекта.

Как было показано выше, в диапазоне энергий γ -квантов до 10 ГэВ угол поворота плоскости поляризации φ значительно меньше 1. В результате поворота плоскости поляризации появляется компонента вектора поляризации γ -кванта, направленная перпендикулярно плоскости поляризации падающего пучка. Величину этой компоненты поляризации можно измерить, например, изучая прохождение пучка через вторую поляризованную мишень, содержащую поляризованные ядра со спином ≥ 1 . Согласно [35–37] в такой мишени возникают явления двойного преломления и дихроизма, чувствительные к линейной поляризации. Следует отметить, что дихроизм, чувствительный к линейной поляризации γ -квантов, также возникает при прохождении γ -квантов через ориентированные кристаллы [62–64]. Для выделения сигнала от γ -квантов с вектором поляризации, лежащим в плоскости рассеяния, на фоне всех рассеянных γ -квантов число γ -квантов, попадающих на детектор, N должно быть больше величины $1/\varphi^2$.

Согласно приведённым оценкам, количество γ -квантов в экспериментах для фотонов с энергией 300 МэВ составляет $N > \frac{1}{\varphi^2} \approx 2.5 \cdot 10^9$. При энергии 1 ГэВ количество квантов $N \approx 2.5 \cdot 10^7$, при 3 ГэВ количество квантов уменьшается до $N \approx 2.5 \cdot 10^5$, а при 10 ГэВ их количество составляет $N \approx 2.5 \cdot 10^3$.

Как видим, при энергиях γ -квантов выше 3 ГэВ требуемое минимальное количество N уменьшается. Число квантов N , попадающих в детектор, равно $N = \dot{N}T$, где \dot{N} — это интенсивность фотонного пучка (\dot{N} = фотонов/секунду), T — время наблюдения.

Согласно [65], современные ускорительные установки способны обеспечивать поток γ -квантов до $N \approx 10^{10}$ фотонов/секунду (High Intensity Gamma-Ray Source (HIGS), Triangle Universities Nuclear Laboratory). Этот источник гамма-квантов обеспечивает почти моноэнергетические, поляризованные пучки с энергиями от 1 до 100 МэВ.

Источник гамма-квантов высокой энергии, получаемых обратным комптоновским рассеянием лазерного излучения на пучке электронов (Laser Electron Photon beamline (LEPS) Япония) позволяет получать пучки квантов с энергией 1300 – 2900 МэВ интенсивностью $\dot{N} \approx 10^6 - 10^7$ фотонов/с.

Согласно расчетам, проведенным в [66], использование кристаллов при энергии электронов 10 ГэВ позволяет получить 10^{-3} гамма-квантов с энергией 3 ГэВ на электрон. Согласно [66], в указанном диапазоне энергий γ -квантов существенным становится вклад механизма излучения Бете — Гайтлера. Это означает, что даже при токе $1 \text{ нА} \approx 10^{10}$ электронов/с можно получить $\dot{N} \approx 10^7$ фотонов/с. Следовательно, на современных ускорительных комплексах, например, SLAC существует возможность изучать зависимость эффекта поворота плоскости поляризации от энергии γ -квантов в диапазоне энергий порядка 3 ГэВ и выше.

Таким образом, существует возможность проверить выполнение закона (6) и определить диапазон, в котором необходимо учитывать зависимость амплитуды $\gamma_0(\omega)$ от энергии гамма-квантов.

Следует подчеркнуть, что исследование квазиоптического эффекта поворота плоскости поляризации гамма-квантов не предполагает измерения характеристик рассеянных γ -квантов (рассеянной электромагнитной волны). Рассматриваемый эффект изучается путём исследования когерентного прохождения γ -квантов (электромагнитной волны) через мишень (см. Рис.4). При этом число γ -квантов, прошедших через мишень, значительно больше количества

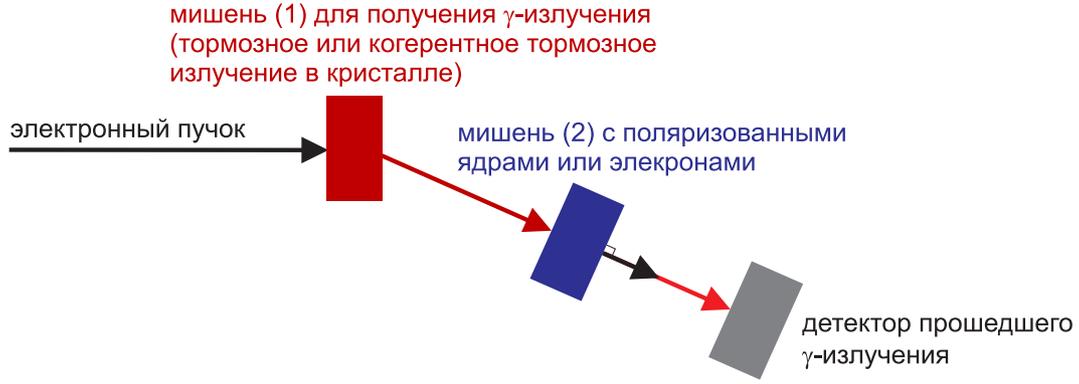


Figure 4. Схема эксперимента для исследования характеристик γ -квантов, прошедших через мишень

квантов, рассеяных в ограниченном телесном угле.

Интересно отметить, что обманчиво похожий на обратный эффект Фарадея [28], но имеющий другую природу [10], эффект существует при столкновениях циркулярно поляризованных гамма-квантов с покоящейся средой или пучком частиц, а именно: если на неполяризованную среду падают циркулярно поляризованные гамма-кванты, то среда поляризуется вследствие зависимости сечения рассеяния от ориентации спинов электронов (ядер). Аналогичным образом при столкновении циркулярно поляризованных фотонов с неполяризованным пучком частиц, например, протонов, движущихся в кольце ускорителя, пучок частиц будет поляризоваться, т.е намагничиваться: ориентация спинов приводит к ориентации магнитных моментов частиц.

3.2. Квазиоптический эффект двулучепреломления γ -квантов в среде с поляризованными ядрами

Интересно отметить, что квазиоптический эффект двулучепреломления аналогичный двулучепреломлению света существует и для γ -квантов в веществе, содержащем поляризованные ядра со спином $S \geq 1$ [36, 37]. Например, спин ^{14}N и дейтронов $S = 1$, спин ^7Li равен $S = 3/2$.

Согласно вышеизложенному, показатель преломления γ -квантов в веществе определяется амплитудой когерентного упругого рассеяния вперед $f(0)$ следующим образом:

$$n = 1 + \frac{2\pi\rho}{k^2} f(0).$$

Когда γ -кванты взаимодействуют с веществом, которое содержит поляризованные ядра со спином $S \geq 1$, амплитуда $f(0)$ может быть записана согласно [36, 37] следующим образом:

$$f(0) = f_1(\omega)(\vec{e}'^* \vec{e}) + i f_2(\omega) \vec{p} [\vec{e}'^* \vec{e}] + f_3(\omega) Q_{ik} e_i'^* e_k + f_4(\omega) n_{\gamma i} n_{\gamma k} Q_{ik}. \quad (28)$$

где $\vec{p} = \text{Tr} \hat{\rho} \vec{n}_S$ – вектор поляризации ядер, $\vec{n}_S = \hat{S}/S$, \hat{S} – оператор спина ядра, $\hat{\rho}$ – спиновая матрица плотности мишени, $Q_{ik} = \text{Tr} \hat{\rho} \hat{Q}_{ik}$ – тензор поляризации второго ранга,

$$\hat{Q}_{ik} = \frac{3}{2S(2S-1)} \left\{ \hat{S}_i \hat{S}_k + \hat{S}_k \hat{S}_i - \frac{2}{3} S(S+1) \delta_{ik} \right\};$$

\vec{n}_γ это единичный вектор вдоль импульса γ -квантов.

Заметим, что амплитуды f_1 , f_2 и f_3 выражаются через поляризуемости α_0 , α_γ и α_T ядер, введенные А.М. Балдиным [39, 40], следующим образом:

$$f_1 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \alpha_0, \quad f_2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \alpha_\gamma, \quad f_3 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \alpha_T. \quad (29)$$

Пусть вектор поляризации мишени \vec{p} перпендикулярен направлению падения γ -квантов $\vec{p} \perp \vec{n}_\gamma$ и ось y совпадает с направлением \vec{n}_γ . В этом случае (28) позволяет найти разницу показателей преломления для фотона с линейной поляризацией \vec{e}_x и для фотона с линейной поляризацией \vec{e}_z .

Пусть линейная поляризация γ -кванта, падающего на мишень, описывается суперпозицией $\vec{e} = \alpha\vec{e}_x + \beta\vec{e}_z$. По мере движения γ -кванта в мишени его линейная поляризация преобразуется в эллиптическую, что полностью аналогично оптике. Таким образом, у изначально линейно поляризованного пучка γ -квантов появляется круговая поляризация. Степень поляризации определяется $\text{Re } f_3(\omega)$.

В случае, когда γ -квант с круговой поляризацией движется в мишени, он приобретает линейную поляризацию, степень которой определяется $\text{Re } f_3(\omega)$. Подробное описание двулучепреломления для γ -квантов дано в [36, 37].

Согласно оценкам, приведенным в [37], вблизи гигантского резонанса степень приобретенной круговой поляризации δ для изначально линейно поляризованного γ -кванта достигает значений $\delta \approx 10^{-3} - 10^{-4}$ при прохождении через мишень, содержащую ядра Та, толщиной $l = 1$ см. Для мишени, состоящей из поляризованных дейтронов, степень поляризации ядер можно оценить как $\delta \approx 4 \cdot 10^{-5} l$, предполагая, что энергия γ -квантов составляет несколько МэВ, а тензорная поляризуемость дейтрона оценивается его статической поляризуемостью $\alpha_T \approx 10^{-40} \text{ см}^3$, полученной в [67].

Для других ядер и энергий γ -квантов, достигающих десятков и сотен МэВ и выше, эффект двулучепреломления следует оценивать отдельно.

Таким образом, успехи в разработке мишеней с поляризованными ядрами и пучков поляризованных γ -квантов высокой энергии позволяют провести экспериментальное наблюдение квазиоптического явления двулучепреломления γ -квантов в веществе с поляризованными ядрами, имеющими спин $S \geq 1$ [23, 36, 37]. Этот эффект аналогичен двулучепреломлению света в одноосных и двухосных кристаллах (см. Рис.5).

Описанные выше эксперименты по наблюдению поворота плоскости поляризации и двулучепреломления гамма-квантов могут быть проведены и на LINAC (ОИЯИ, Дубна).



Figure 5. Двулучепреломление гамма-квантов

4. Квазиоптические явления для частиц низких энергий

4.1. Прецессия спина нейтрона в псевдомагнитном поле вещества с поляризованными ядрами

Явление прецессии спина нейтрона (поворота спина) возникает, когда нейтрон движется в веществе с поляризованными ядрами. Поворот спина обусловлен не только ларморовской прецессией в магнитном поле, но и взаимодействием спина нейтрона с ядерным псевдомагнитным полем, обусловленным сильным (слабым) взаимодействием нейтронов с поляризованными ядрами.

Начнем описание явления квазиоптического поворота спина частиц в веществе с поляризованными ядрами с рассмотрения прохождения медленных нейтронов через вещество. Вклад в рассеяние нейтронов, обусловленный взаимодействием между магнитным моментом нейтрона и магнитными моментами ядер (и электронов), будет временно проигнорирован. В этом случае волна, описывающая процесс упругого столкновения между нейтроном и ядром, расположенным в точке R_i , описывается выражением:

$$\psi(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} \chi_n \chi_{\text{нuc}} + \hat{f} \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{R}_i|}}{|\vec{r}-\vec{R}_i|} e^{i\vec{k}\vec{R}_i} \chi_n \chi_{\text{нuc}}, \quad (30)$$

где χ_n — спиновая волновая функция падающего нейтрона; $\chi_{\text{нuc}}$ — спиновая волновая функция ядра.

Для медленных нейтронов длина волны значительно превышает размер ядер. Именно поэтому амплитуда рассеяния \hat{f} не зависит от угла (S рассеяние) и может быть записана следующим образом [68]:

$$\hat{f} = \alpha + \beta \vec{\sigma} \vec{J}, \quad (31)$$

где

$$\alpha = \frac{J+1}{2J+1} a^+ + \frac{J}{2J+1} a^-,$$

$$\beta = \frac{a^+ - a^-}{2J+1},$$

a^+ — амплитуда рассеяния в состоянии с полным моментом для нейтрона и ядра $J+1/2$; a^- — та же амплитуда в состоянии $J-1/2$; $\vec{\sigma} = 2\vec{S}$, \vec{S} — оператор спина нейтрона; \vec{J} — оператор спина ядра.

При рассеянии на ансамбле ядер волновая функция принимает вид:

$$\psi(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} \chi_n \prod_m \chi_{\text{нuc } m} + \sum_i \hat{f}_i \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{R}_i|}}{|\vec{r}-\vec{R}_i|} e^{i\vec{k}\vec{R}_i} \chi_n \prod_m \chi_{\text{нuc } m}, \quad (32)$$

где $\prod_m \chi_{\text{нuc } m}$ — это спиновая функция ядер; предполагается, что ядра не взаимодействуют друг с другом.

Чтобы найти когерентную волну в этом случае, (32) следует усреднить по расположению рассеивателей, а также по их спиновому состоянию. Усреднение (32) по спиновому состоянию ядер даёт:

$$\langle \psi(\vec{r}) \rangle = e^{i\vec{k}\vec{r}} \chi_n + \sum_i \langle \hat{f} \rangle \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{R}_i|}}{|\vec{r}-\vec{R}_i|} e^{i\vec{k}\vec{R}_i} \chi_n, \quad (33)$$

где

$$\langle \hat{f} \rangle = \alpha + \beta \vec{\sigma} \langle \vec{J} \rangle = \alpha + \beta J \vec{\sigma} \vec{p},$$

$\vec{p} = \langle \vec{J} \rangle / J$ – вектор поляризации ядер.

Если ядра хаотично распределены в определенной плоскости $z = z_0$, то когерентная волна, прошедшая через данную плоскость, описывается следующим выражением:

$$\langle \psi(\vec{r}) \rangle = \left(1 + \frac{2\pi i \rho'}{k_z} (\alpha + \beta J \vec{\sigma} \vec{p}) \right) e^{i\vec{k}\vec{r}} \chi_n, \quad (34)$$

где ρ' – плотность рассеивателей в плоскости z_0 .

Обратим внимание на то, что при выводе (34) мы не делали предположения, что расстояние между рассеивателями меньше, чем длина волны. Выражение (34) верно и в случае, когда длина волны значительно меньше расстояния между рассеивателями.

Следует напомнить (см., например, [61]), что оператор вида

$$B = 1 + \frac{i}{2} \delta\theta (\vec{\sigma} \vec{\eta}_p) \quad (35)$$

является оператором поворота спина на угол $\delta\theta$ ($\delta\theta \ll 1$) вокруг оси, задаваемой единичным вектором $\vec{\eta}_p$. Сравнивая (35) с (34), можно заключить, что когда нейтрон проходит через эту поляризованную плоскость, его спин поворачивается на угол

$$\delta\theta = \frac{4\pi\rho'}{k_z} J p \text{Re}\beta. \quad (36)$$

Когда он проходит через m таких плоскостей, полный угол поворота составляет

$$\delta\theta = \frac{4\pi\rho'}{k_z} J p m \text{Re}\beta. \quad (37)$$

Следовательно, когда нейтрон проходит в поляризованной мишени слой конечной толщины l (см. Рис.6), угол на который поворачивается его спин описывается выражением [16]:

$$\theta = \frac{4\pi\rho}{k_z} \text{Re}\beta J p l. \quad (38)$$

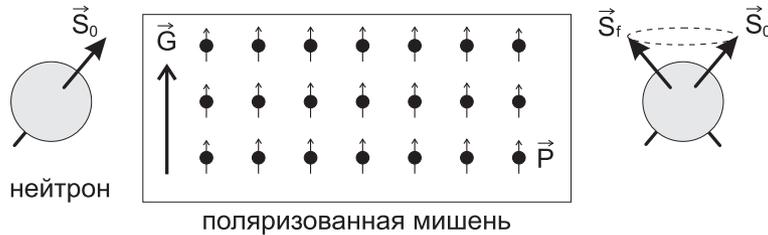


Figure 6. Прецессия спина нейтрона

Тот же результат можно получить другим способом. Выберем ось квантования параллельно вектору \vec{p} . В результате если нейтрон со спином, параллельным вектору \vec{p} [$\chi_n = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$], падает на плоскость, то когерентная волна $\langle \psi(\vec{r}) \rangle$ имеет вид

$$\langle \psi(\vec{r}) \rangle_+ = \left(1 + \frac{2\pi i \rho'}{k_z} f_+ \right) e^{i\vec{k}\vec{r}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (39)$$

где $f_+ = \alpha + \beta Jp$ — амплитуда когерентного упругого рассеяния на угол ноль нейтрона со спином, параллельным вектору поляризации ядер \vec{p} . Для нейтрона с противоположным направлением спина $[\chi_n = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}]$ когерентная волна $\langle \psi(\vec{r}) \rangle$ задается выражением

$$\langle \psi(\vec{r}) \rangle_- = \left(1 + \frac{2\pi i \rho'}{k_z} f_- \right) e^{i\vec{k}\vec{r}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (40)$$

где $f_- = \alpha - \beta Jp$ — амплитуда когерентного упругого рассеяния на угол ноль для нейтрона со спином, антипараллельным вектору поляризации ядер \vec{p} .

Если волна проходит через слой поляризованного вещества конечной толщины, то, пользуясь теми же рассуждениями, которые позволили получить выражения, описывающие показатель преломления для неполяризованной мишени [7, 15, 22–24, 36, 68], можно получить, что показатель преломления для нейтронов со спином, параллельным \vec{p} , равен [16, 22, 36]:

$$n_+ = 1 + \frac{2\pi\rho}{k_z^2} f_+ = 1 + \frac{2\pi\rho}{k_z^2} (\alpha + \beta Jp), \quad (41)$$

а для нейтронов со спином, антипараллельным \vec{p} ,

$$n_- = 1 + \frac{2\pi\rho}{k_z^2} f_- = 1 + \frac{2\pi\rho}{k_z^2} (\alpha - \beta Jp). \quad (42)$$

В операторной форме выражение для \hat{n} можно записать следующим образом [22, 23]:

$$\hat{n} = 1 + \frac{2\pi\rho}{k_z^2} (\alpha + \beta J\vec{\sigma}\vec{p}) = 1 + \frac{2\pi\rho}{k_z^2} \hat{f}(0).$$

Если k_z уменьшается, а длина волны увеличивается, то, при наличии в мишени ядер разных типов, для \hat{n} будет верно следующее выражение:

$$\hat{n}^2 = 1 + \frac{4\pi}{k_z^2} \sum_i \rho_i \hat{f}_i(0). \quad (43)$$

При движении нейтронов в веществе с поляризованными ядрами одного типа разность показателей преломления имеет вид:

$$\Delta = n_+ - n_- = \frac{2\pi\rho}{k_z^2} (f_+ - f_-) = \frac{4\pi\rho}{k_z^2} \beta Jp. \quad (44)$$

Как видим, эта разность определяется разностью соответствующих когерентных амплитуд рассеяния и отлична от нуля только в поляризованной среде.

Пусть теперь нейтроны с вектором поляризации, ориентированным под определенным углом к направлению \vec{p} , падают на поляризованную среду. Это состояние нейтрона можно рассматривать как суперпозицию двух состояний с поляризацией, параллельной и антипараллельной вектору \vec{p} . Волновая функция частицы до влета в мишень имеет вид:

$$\psi(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} \chi_n, \chi_n = \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix}, \quad (45)$$

или

$$\psi(\vec{r}) = c_1 e^{i\vec{k}\vec{r}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + c_2 e^{i\vec{k}\vec{r}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (46)$$

Для большей конкретности, рассмотрим случай преломления нейтронов мишенью, ядра которой имеют вектор поляризации \vec{p} , направленный перпендикулярно к её поверхности. Пусть ось z совпадает с направлением \vec{p} . Нейтрон в спиновом состоянии $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ обладает показателем преломления n_+ , а в состоянии $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ – показателем преломления n_- . Если на мишень падает нейтрон со спином, параллельным вектору поляризации \vec{p} (спиновое состояние $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$), то его движение в среде описывается волновой функцией $\psi_+(r) = e^{i\vec{k}_\perp \vec{r}_\perp} e^{ik_z n_+ z}$ $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ (в этом представлении мы пренебрегаем влиянием зеркального отражения на волновую функцию нейтрона, проходящего через вещество, что возможно, так как в широком диапазоне углов падения тепловых нейтронов на мишень справедливо неравенство $|n_\pm - 1| \ll 1$).

Если на мишень падает нейтрон со спином антипараллельным вектору поляризации \vec{p} (спиновое состояние $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$), то его движение в среде описывается волновой функцией $\psi_-(r) = e^{i\vec{k}_\perp \vec{r}_\perp} e^{ik_z n_- z}$ $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$. Если на мишень падает нейтрон с произвольным направлением спина, то его волновая функция (см. (46)) представляет собой суперпозицию состояний $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ и $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$. Следовательно и волновая функция нейтрона в среде также является суперпозицией этих состояний и ее можно записать в виде:

$$\psi(\vec{r}) = \begin{pmatrix} c_1 & \psi_+ & \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ c_2 & \psi_- & \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \end{pmatrix} = c_1 e^{i\vec{k}_\perp \vec{r}_\perp} e^{ik_z n_+ z} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + c_2 e^{i\vec{k}_\perp \vec{r}_\perp} e^{ik_z n_- z} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (47)$$

Теперь рассмотрим, как поляризация нейтронов изменяется по мере их проникновения вглубь мишени. Предположим, что у нас есть детектор, который пропускает частицы со спином, поляризованным вдоль определённого направления в детекторе (оси детектора), и поглощает частицы с противоположным направлением спина. Такой детектор является аналогом призмы Николя [1], используемой в оптике для анализа поляризации света. Когда поляризованный свет падает на призму Николя, одна компонента поляризации света проходит через неё, в то время как компонента, с поляризацией, ортогональной оси призмы Николя, поглощается. В случае нейтронов мишень с поляризованными ядрами может действовать как детектор. Поскольку сечение рассеяния поляризованных нейтронов зависит от того, ориентирован ли спин нейтрона вдоль направления вектора поляризации ядра или антипараллелен ему, поглощение нейтронов в детекторе демонстрирует ту же зависимость. Пусть ось детектора параллельна оси z , вдоль которой поляризованы ядра мишени. В этом случае детектор анализирует те компоненты спина нейтрона, которые параллельны и антипараллельны оси z . Из (47) следует, что амплитуда $A^{(+)}$ вероятности обнаружения нейтрона в спиновом состоянии $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$, т.е., того, что спин нейтрона параллелен оси z , дается выражением

$$A^{(+)} = (1 \ 0)\psi = c_1 e^{i\vec{k}_\perp \vec{r}_\perp} e^{ik_z n_+ z}.$$

Таким образом, вероятность обнаружения нейтрона, поляризованного параллельно оси z , можно записать следующим образом:

$$P_z^{(+)} = |(1 \ 0)\psi|^2 = |c_1|^2 |e^{-2k_z \text{Im}n_+ z}| = |c_1|^2 e^{-\rho\sigma_+ z}.$$

Аналогично, вероятность $P_z^{(-)}$ обнаружения нейтрона, поляризованного антипараллельно оси z , записывается как:

$$P_z^{(-)} = |(0 \ 1)\psi|^2 = |c_2|^2 |e^{-2k_z \text{Im}n_- z}| = |c_2|^2 e^{-\rho\sigma_- z},$$

где σ_\pm – полное сечение рассеяния ядром нейтрона с поляризацией параллельной (антипараллельной) вектору поляризации ядра.

Поскольку в поляризованном веществе $\text{Im}n_+ \neq \text{Im}n_-$ ($\sigma_+ \neq \sigma_-$), то одна из компонент волновой функции спина нейтрона затухает быстрее, и на некоторой глубине быстрозатухающая компонента становится пренебрежимо малой. В результате пучок оказывается поляризованным вдоль оси z (вдоль направления вектора поляризации ядер).

Теперь повернем детектор так, чтобы ось детектора оказалась перпендикулярна направлению поляризации мишени. Будем считать ось детектора осью x . В этом случае детектор анализирует параллельную и антипараллельную оси x компоненты спина нейтрона.

Чтобы найти вероятность $P_x^{(\pm)}$ обнаружения нейтрона, поляризованного параллельно (антипараллельно) оси x , необходимо разложить волновую функцию (47) по спиновым функциям χ_x^\pm , которые являются собственными функциями оператора \hat{S}_x проекции спина на ось x . Они имеют следующий вид:

$$\chi_x^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm 1 \end{pmatrix}.$$

В результате, вероятность $P_x^{(\pm)}$ обнаружения нейтрона, поляризованного параллельно и антипараллельно оси x , можно записать в виде аналогичном, приведенному в [16] с заменой z на x :

$$\begin{aligned} P_x^{(+)} &= \frac{1}{2} \left\{ |c_2|^2 e^{-2k_z \text{Im}n_+ z} + |c_2|^2 e^{-2k_z \text{Im}n_- z} \right. \\ &\quad \left. + 2|c_1|c_2 e^{-k_z \text{Im}(n_+ + n_-)z} \cos [k_z \text{Re}(n_+ - n_-)z + \delta] \right\}, \\ P_x^{(-)} &= \frac{1}{2} \left\{ |c_1|^2 e^{-2k_z \text{Im}n_+ z} + |c_2|^2 e^{-2k_z \text{Im}n_- z} \right. \\ &\quad \left. - 2|c_1|c_2 e^{-k_z \text{Im}(n_+ + n_-)z} \cos [k_z \text{Re}(n_+ - n_-)z + \delta] \right\}, \end{aligned} \quad (48)$$

где $\delta = \delta_1 - \delta_2$ это разность начальных фаз состояний нейтрона с поляризацией спина, параллельной и антипараллельной оси z ($c_1 = |c_1|e^{i\delta_1}$; $c_2 = |c_2|e^{i\delta_2}$).

Пусть при $z = 0$ нейтрон поляризован параллельно x , т.е.,

$$c_1 = c_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad \delta = 0,$$

затем с ростом z появляется поляризация, антипараллельная оси x , и дальнейшее изменение поляризации имеет характер осцилляций. По мере прохождения нейтронов через мишень одна из компонент затухает сильнее, и нейтронный пучок в конечном итоге становится поляризованным параллельно или антипараллельно оси z . Когда на мишень падает пучок, поляризованный вдоль оси z , осцилляции не возникают: происходит только затухание.

Используя (47), можно найти вектор поляризации нейтронов

$$\vec{p}_n = \frac{\langle \psi | \vec{\sigma} | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle}. \quad (49)$$

В результате, получаем следующие выражения для компонент поляризации:

$$\begin{aligned} p_{nx} &= 2\text{Re}c_1^* c_2 \psi_+^* \psi_- \langle \psi | \psi \rangle^{-1} \\ p_{ny} &= 2\text{Im}c_1^* c_2 \psi_+^* \psi_- \langle \psi | \psi \rangle^{-1}, \\ p_{nz} &= (|c_1 \psi_+|^2 - |c_2 \psi_-|^2) \langle \psi | \psi \rangle^{-1}. \end{aligned} \quad (50)$$

Предположим, что спин нейтрона в вакууме направлен перпендикулярно вектору поляризации ядер. Выберем это направление как ось x . В этом случае

$$c_1 = c_2 = 1/\sqrt{2}.$$

Используя (50) получаем

$$\begin{aligned} p_{nx} &= \cos[k_z \operatorname{Re}(n_+ - n_-)z] e^{-k_z \operatorname{Im}(n_+ + n_-)z} \langle \psi | \psi \rangle^{-1}, \\ p_{ny} &= -\sin[k_z \operatorname{Re}(n_+ - n_-)z] e^{-k_z \operatorname{Im}(n_+ + n_-)z} \langle \psi | \psi \rangle^{-1}, \\ p_{nz} &= \frac{1}{2} (e^{-2k_z \operatorname{Im}n_+ z} - e^{2k_z \operatorname{Im}n_- z}) \langle \psi | \psi \rangle^{-1}, \\ p_{nx}^2 + p_{ny}^2 + p_{nz}^2 &= 1. \end{aligned} \quad (51)$$

Согласно (51), по мере прохождения нейтрона вглубь мишени его вектор поляризации поворачивается вокруг вектора поляризации ядер на угол

$$\theta = k_z \operatorname{Re}(n_+ - n_-)z = \frac{2\pi\rho}{k_z} \operatorname{Re}(f_+ - f_-)z, \quad (52)$$

что полностью согласуется с результатом, полученным выше (см. (38)).

В то же время, по мере прохождения нейтронов через поляризованное вещество, поперечные компоненты p_{nx} и p_{ny} вектора поляризации затухают, так как поглощение нейтронов зависит от ориентации спина, и в конечном итоге пучок оказывается поляризованным параллельно или антипараллельно оси z .

Таким образом, зависимость поглощения нейтронов в мишени от ориентации их спина приводит к тому, что вектор поляризации \vec{p}_n (следует напомнить, что $|\vec{p}_n| = 1$) не только поворачивается вокруг оси z (вокруг направления вектора поляризации ядер), но также дополнительно поворачивается в направлении оси z (конец вектора поляризации движется по сфере единичного радиуса).

Если зависимостью поглощения от ориентации спина можно пренебречь, вектор поляризации поворачивается вокруг направления вектора поляризации ядер только в плоскости (x, y) . С точки зрения кинематики это явление аналогично явлению вращения плоскости поляризации света в магнитном поле (эффект Фарадея), в то время как осцилляции спина параллельно или антипараллельно оси x аналогичны переходам $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$, происходящим при регенерации нейтральных K -мезонов (см., например, [69]).

Вывод о повороте спина нейтронов в поляризованной мишени можно получить и из других соображений.

Поскольку, согласно (32), в поляризованной ядерной мишени нейтрон обладает двумя показателями преломления, в такой мишени он характеризуется двумя возможными потенциальными энергиями взаимодействия U_{\pm} :

$$U_{\pm} = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} (1 - n_{\pm}^2) = -\frac{2\pi\hbar^2}{m} \rho f_{\pm}(0) \quad (53)$$

или в операторном виде

$$\hat{U} = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} (1 - \hat{n}^2) = -\frac{2\pi\hbar^2 \rho}{m} \hat{f}(0) = -\frac{2\pi\hbar^2 \rho}{m} (\alpha + \beta J \vec{\sigma} \vec{p}). \quad (54)$$

Напомним теперь, что согласно [6] выражение для энергии взаимодействия $W = -\mu \vec{\sigma} \vec{B}$ нейтронов с магнитным полем \vec{B} по своей форме аналогично второму члену в (54), где

μ — магнитный момент нейтрона. В этом случае энергия взаимодействия W_+ частицы со спином, параллельным \vec{B} , определяется хорошо известным выражением $W_+ = -\mu B$; аналогичное значение для частицы с противоположным направлением спина определяется выражением $W_- = \mu B$. Отличная от нуля разница $W_+ - W_- = -2\mu B$ приводит к ларморовской прецессии спина нейтрона в магнитном поле \vec{B} с частотой $\omega_L = 2\mu B/\hbar$.

Зная частоту ω_L , можно найти магнитное поле $B = \hbar\omega_L/2\mu$.

В полной аналогии с поведением спина в магнитном поле отличие от нуля разности $U_+ - U_-$ приводит к прецессии спина нейтрона вокруг направления вектора поляризации ядер с частотой [16]:

$$\omega = \left| \operatorname{Re} \frac{U_+ - U_-}{\hbar} \right| = \frac{4\pi\hbar\rho}{m} \operatorname{Re}\beta J\rho. \quad (55)$$

За время t спин поворачивается на угол $\vartheta = \omega t$. Если толщина поляризованной мишени l , то влетающий в мишень нейтрон проходит сквозь нее за время $t = l/v_z$.

Следовательно, его спин поворачивается на угол

$$\vartheta = \omega \frac{l}{v_z} = \frac{m\omega l}{\hbar k_z} = \frac{2\pi\rho}{k_z} \operatorname{Re}\beta J\rho l,$$

что полностью согласуется с полученным выше результатом.

Продолжая по аналогии с магнитным полем, для описания прецессии спина нейтронов, вызванной ядерным взаимодействием (в дальнейшем называемой «ядерной прецессией нейтронов»), естественно ввести эффективное магнитное поле

$$B_{\text{eff}} = \hbar\omega/(2\mu), \quad (56)$$

которое обуславливает прецессию спина с той же частотой ω , что и обычное магнитное поле.

В результате можно записать

$$\hat{U} = u_0 - \mu\vec{\sigma}\vec{B}_{\text{eff}}, \quad (57)$$

где

$$u_0 = -\frac{2\pi\hbar^2\rho}{m}\alpha, \quad \vec{B}_{\text{eff}} = \frac{2\pi\hbar^2\rho}{\mu m}\beta J\vec{p}. \quad (58)$$

Следует обратить внимание, что в диапазоне энергий нейтронов, где амплитуда рассеяния постоянна, частота ω также постоянна и характеризует обусловленную ядерным взаимодействием вращательную способность вещества. Это имеет место, когда энергия нейтрона мала. С увеличением скорости нейтрона частота прецессии спина приобретает зависимость от энергии: в частности, она резко возрастает вблизи резонансов и может менять знак, когда энергия нейтрона изменяется вблизи резонанса, так как изменяется знак реальной части амплитуды рассеяния. В связи с этим следует напомнить (см., например, [6, 68]), что в окрестности резонанса амплитуда рассеяния равна

$$f \sim \frac{1}{E - E_0 - i\Gamma/2},$$

где E — это энергия частицы; E_0 — энергия резонанса, Γ — ширина резонансного уровня.

С учетом (56), при низких энергиях величина эффективного квазимагнитного поля, имеющего ядерное происхождение, является константой, определяемой веществом, в то

время как при более высоких энергиях она становится зависящей от энергии. Для поляризованной протонной мишени, например, в случае полной поляризации, $\omega = 5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ $B_{\text{eff}} \approx 3 \cdot 10^4 \text{ Гс} = 3 \text{ Т}$ и превышает на два порядка величину обычного магнитного поля, создаваемого поляризованными магнитными моментами протонов. При тех же условиях для тепловых нейтронов $v = 2.2 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ полный поворот спина происходит на длине $L \approx 10^{-3} \text{ см}$.

Явление ядерной прецессии спина было обнаружено в экспериментах, проведённых А. Абрагамом [17] и М. Форте [18, 20].

4.2. Рост частоты ядерной прецессии спина антипротонов (отрицательных гиперонов) при замедлении в веществе с поляризованными ядрами

Прогресс в развитии установки для исследований антипротонов и ионов низкой энергии (FLAIR) стимулировал быстрое развитие физики антипротонов низкой энергии [70, 71].

Возможность получения поляризованных антипротонов методом фильтрации спина [72] открывает возможности для исследования большого числа зависящих от спина фундаментальных процессов, которые возникают при прохождении антипротонов через вещество с поляризованными ядрами. В частности, исследование явления квазиоптического поворота спина частиц в веществе с поляризованными ядрами позволяет изучать зависящую от спина часть амплитуды рассеяния вперед [36, 73–75].

В отличие от нейтронов, заряженная частица испытывает действие кулоновскому сил со стороны атомов вещества, что обуславливает многократное рассеяние и быстрое замедление заряженной частицы из-за ионизационных потерь энергии. С уменьшением энергии частицы значимость влияния кулоновского взаимодействия на рассеяние частицы ядром возрастает. В частности, когда энергия положительно заряженной частицы уменьшается, кулоновское отталкивание подавляет ядерное взаимодействие между падающей на мишень частицей и ядром мишени, и, следовательно, явление поворота спина, вызванного ядерным взаимодействием. И наоборот, отрицательно заряженная частица (антипротон, минус-гиперон) притягивается к ядру и, как следствие, участвует в ядерном взаимодействии даже при низких энергиях. В результате этого поворот спина отрицательно заряженной частицы в поляризованном веществе не исчезает даже при очень низких энергиях.

В настоящем разделе рассматривается влияние кулоновского взаимодействия на явление квазиоптического поворота спина отрицательных заряженных частиц, движущихся в веществе с поляризованными ядрами. Показано, что, поскольку плотность волновой функции антипротона (минус-гиперона) на ядре увеличивается, частота прецессии спина возрастает по мере замедления частицы. В результате поворот спина отрицательно заряженных частиц становится возможным наблюдать, несмотря на их быстрое замедление. Это позволяет получить информацию о зависящей от спина части амплитуды рассеяния в диапазоне низких энергий, в котором крайне сложно провести эксперименты по рассеянию.

4.3. Амплитуда рассеяния вперед для отрицательно заряженных частиц

Согласно [16, 36, 73–75], частота поворота спина Ω_{nuc} для нерелятивистской частицы, проходящей через мишень с поляризованными ядрами, может быть записана следующим образом (см. предыдущую главу):

$$\Omega_{\text{nuc}} = \frac{\Delta \text{Re} U_{\text{eff}}}{\hbar} = \frac{2\pi\hbar}{m} N P_t \Delta \text{Re} f(0), \quad (59)$$

где $\Delta \text{Re} U_{\text{eff}}$ — это разность реальных частей эффективной потенциальной энергии взаимодействия частицы с поляризованной мишенью для противоположно направленных спинов частиц,

m — масса частицы, N — число ядер в 1 см^3 , P_t — степень поляризации ядер мишени, а $\Delta \text{Re}f(0)$ — разность реальных частей амплитуды когерентного рассеяния вперед для частиц с противоположно направленными спинами.

Амплитуда рассеяния $f(0)$ связана с \mathcal{T} -матрицей следующим образом (см., например, [15, 82]):

$$f(0) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \langle \Phi_a | \mathcal{T} | \Phi_a \rangle, \quad (60)$$

где $|\Phi_a\rangle$ — волновая функция, описывающая начальное состояние системы «падающая частица—атом (ядро)». Волновая функция $|\Phi_a\rangle$ является собственным вектором гамильтониана $\hat{H}_0 = H_p(\vec{r}_p) + H_A(\vec{\xi}, \vec{r}_{\text{nuc}})$, т.е. $\hat{H}_0|\Phi_a\rangle = E_a|\Phi_a\rangle$; $H_p(\vec{r}_p)$ — гамильтониан частицы, падающей на мишень; \vec{r}_p — координата частицы; $H_A(\vec{\xi}, \vec{r}_{\text{nuc}})$ — гамильтониан атома; $\vec{\xi}$ — набор координат атомных электронов; \vec{r}_{nuc} — набор координат атомных ядер.

Гамильтониан H , описывающий взаимодействие частицы с ядром, может быть записан в виде:

$$H = H_0 + V_{\text{Coul}}(\vec{r}_p, \vec{\xi}, \vec{r}_{\text{nuc}}) + V_{\text{nuc}}(\vec{r}_p, \vec{r}_{\text{nuc}}), \quad (61)$$

где V_{Coul} — это энергия кулоновского взаимодействия между частицей и атомом, а V_{nuc} — энергия ядерного взаимодействия между частицей и атомным ядром.

В соответствии с квантовой теорией реакций [15, 82], при наличии двух взаимодействий матричный элемент оператора \mathcal{T} , который описывает переход системы из начального состояния $|\Phi_a\rangle$ в конечное $|\Phi_b\rangle$, может быть представлен в виде суммы двух слагаемых:

$$\mathcal{T}_{ba} = \mathcal{T}_{ba}^{\text{Coul}} + \mathcal{T}_{ba}^{\text{nuc Coul}} = \langle \Phi_b | \mathcal{T}_{\text{Coul}} | \Phi_a \rangle + \langle \varphi_b^{(-)} | \mathcal{T}_{\text{nuc}} | \varphi_a^{(+)} \rangle, \quad (62)$$

где первое слагаемое $\mathcal{T}_{ba}^{\text{Coul}}$ описывает вклад только кулоновского рассеяния в \mathcal{T} -матрицу, оператор

$$\mathcal{T}_{\text{Coul}} = V_{\text{Coul}} + V_{\text{Coul}}(E_a - H_0 + i\varepsilon)^{-1} \mathcal{T}_{\text{Coul}}, \quad (63)$$

второе слагаемое описывает вклад в \mathcal{T} -матрицу, возникающий за счет ядерного рассеяния и учитывает искажение волн, падающих на ядро, $\varphi^{(\pm)}$, которое обусловлено кулоновским взаимодействием. Оператор

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{\text{nuc}} &= V_{\text{nuc}} + V_{\text{nuc}}(E_a - H_0 - V_{\text{Coul}} + i\varepsilon)^{-1} \mathcal{T}_{\text{nuc}} \\ &= V_{\text{nuc}} + V_{\text{nuc}}(E_a - H_0 - V_{\text{Coul}} - V_{\text{nuc}} + i\varepsilon)^{-1} V_{\text{nuc}}, \end{aligned} \quad (64)$$

и волновые функции $\varphi_a^{(\pm)}$ описывают чисто кулоновское взаимодействие частиц и атомов ($V_{\text{nuc}} = 0$) [6, 15, 82]:

$$\varphi_a^{(\pm)} = \Phi_a + (E_a - H_0 \pm i\varepsilon)^{-1} V_{\text{Coul}} \varphi_a^{(\pm)}, \quad (65)$$

волновая функция $\varphi_a^{(+)}$ на бесконечности имеет асимптотику расходящейся сферической волны, а волновая функция $\varphi_a^{(-)}$ на бесконечности имеет асимптотику сходящейся сферической волны [6, 15, 82].

Рассмотрим более подробно матричный элемент $\langle \varphi_b^{(-)} | \mathcal{T}_{\text{nuc}} | \varphi_a^{(+)} \rangle$. В силу короткодействия ядерных сил, радиус области интегрирования для этого матричного элемента имеет порядок ядерного радиуса (радиуса действия ядерных сил для протона). Кулоновское взаимодействие V_{Coul} в этой области заметно меньше энергии ядерного взаимодействия V_{nuc} . Поэтому в знаменателе уравнения (64) в первом приближении можно пренебречь кулоновской энергией по сравнению с V_{nuc} .

В результате оператор \mathcal{T}_{nuc} превращается в оператор, описывающий чисто ядерное взаимодействие между падающей частицей и ядром. Влияние кулоновских сил на ядерное

взаимодействие в приближении искаженных волн [82] описывается волновыми функциями $\varphi_{ba}^{(\pm)}$.

Для антипротонов с энергией порядка сотен киловольт и ниже дебройлевская длина волны оказывается больше ядерного радиуса. Поэтому в уравнении (62) для $\mathcal{T}_{ba}^{\text{nuc}}$ волновые функции $\varphi_{a(b)}^{(\pm)}$ можно вынести за знак интегрирования по координатам центра масс антипротона \vec{R}_p и использовать их значение в точке расположения центра масс ядра \vec{R}_{nuc} . В результате можно записать следующее соотношение:

$$\mathcal{T}_{ba}^{\text{nuc Coul}} = g_{ba} \mathcal{T}_{ba}^{\text{nuc}} = \langle \varphi_b^{(-)}(\vec{R}_p = \vec{R}_{\text{nuc}}) | \varphi_a^{(+)}(\vec{R}_p = \vec{R}_{\text{nuc}}) \rangle \mathcal{T}_{ba}^{\text{nuc}}, \quad (66)$$

где $\mathcal{T}_{ba}^{\text{nuc}}$ $\mathcal{T}_{ba}^{\text{nuc}}$ — матричный элемент, описывающий чисто ядерное взаимодействие (в отсутствие кулоновского взаимодействия) между падающей частицей и ядром. Множитель $g_{ba} = \langle \varphi_b^{(-)}(\vec{R}_p = \vec{R}_{\text{nuc}}) | \varphi_a^{(+)}(\vec{R}_p = \vec{R}_{\text{nuc}}) \rangle$ в уравнении (66) определяет вероятность найти антипротон (отрицательный гиперон, например, Ω^- , Σ^-) в точке расположения ядра.

Из уравнений (62)-(66) можно вывести следующее выражение для амплитуды когерентного упругого рассеяния на угол ноль:

$$f(0) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} g_{aa} \mathcal{T}_{aa}^{\text{nuc}} = g_{aa} f_{\text{nuc}}(0), \quad (67)$$

где $f_{\text{nuc}}(0)$ — это амплитуда рассеяния частицы ядром в отсутствие кулоновского взаимодействия, а $g_{aa} = \langle \varphi_b^{(-)}(\vec{R}_p = \vec{R}_{\text{nuc}}) | \varphi_a^{(+)}(\vec{R}_p = \vec{R}_{\text{nuc}}) \rangle$ — это вероятность найти частицу, падающую на ядро, в точке расположения ядра.

Таким образом, кулоновское взаимодействие приводит к изменению величины амплитуды рассеяния вперед на ядре. Оценим величину этого изменения.

Согласно [6] для частицы, движущейся в кулоновском поле, вероятность g_{aa} может быть записана в следующем виде:

- для случая отталкивания, т.е. рассеяния одноименно заряженных частиц:

$$g_{aa}^{\text{rep}} = \frac{2\pi}{\kappa(e^{\frac{2\pi}{\kappa}} - 1)}, \quad \kappa = \frac{v}{Z\alpha c}, \quad (68)$$

где v — скорость частицы, Z — заряд ядра, α — постоянная тонкой структуры, c — скорость света;

- для случая притяжения, т.е. рассеяния разноименно заряженных частиц:

$$g_{aa}^{\text{att}} = \frac{2\pi}{\kappa(1 - e^{-\frac{2\pi}{\kappa}})}. \quad (69)$$

При уменьшении энергии (скорости) частицы κ уменьшается, и для значений κ , при которых $\frac{2\pi}{\kappa} \geq 1$, можно записать:

$$g_{aa}^{\text{rep}} = \frac{2\pi\alpha Zc}{v} e^{-\frac{2\pi\alpha Zc}{v}}, \quad g_{aa}^{\text{att}} = \frac{2\pi\alpha Zc}{v}. \quad (70)$$

Согласно (67,70), при снижении энергии положительно заряженных частиц амплитуда $f(0)$ быстро уменьшается из-за отталкивания. Для отрицательно заряженных частиц амплитуда возрастает при уменьшении энергии (скорости) частицы.

Эти результаты для амплитуды $f(0)$ обобщают аналогичную, хорошо известную зависимость [6], позволяющую учесть влияние кулоновского взаимодействия на сечение неупругих процессов σ_r .

Таким образом, в диапазоне низких энергий амплитуда $f(0)$ рассеяния антипротонов (отрицательных гиперонов) ядром может быть представлена в следующем виде:

$$f(0) = \frac{2\pi\alpha Zc}{v} f_{\text{nuc}} = \frac{2\pi\alpha Zc}{v} \text{Re} f_{\text{nuc}} + \frac{i}{2} \frac{\alpha Z}{\lambda_c} \sigma_{\text{tot}}, \quad (71)$$

где $\lambda_c = \frac{\hbar}{mc}$, σ_{tot} — это полное сечение ядерного взаимодействия между частицей и рассеивателем. При выводе уравнения (71) была использована оптическая теорема $\text{Im} f(0) = \frac{k}{4\pi} \sigma_{\text{tot}}$, где k — волновое число падающей частицы.

4.4. Эффективная потенциальная энергия отрицательно заряженных частиц в веществе

Используя амплитуду $f(0)$, можно записать выражение для показателя преломления \hat{n} спиновой частицы в веществе с поляризованными ядрами, а также выражение для эффективной потенциальной энергии \hat{U}_{eff} взаимодействия между этой частицей и веществом [16, 36, 73–75]:

$$\hat{n}^2 = 1 + \frac{4\pi N}{k^2} \hat{f}(0) \quad \text{and} \quad \hat{U}_{\text{eff}} = -\frac{2\pi\hbar^2}{m} N \hat{f}(0), \quad (72)$$

где $\hat{f}(0) = \frac{2\pi\alpha Zc}{v} \hat{f}_{\text{nuc}}(0)$ — амплитуда когерентного упругого рассеяния вперед, которая является оператором в пространстве спина частицы.

Амплитуда $\hat{f}(0)$ зависит от векторной поляризации \vec{P}_t ядер мишени и может быть представлена в следующем виде:

$$\hat{f}(0) = A_0 + A_1(\hat{S} \vec{P}_t) + A_2(\hat{S} \vec{e})(\vec{e} \vec{P}_t), \quad (73)$$

где A_0 — амплитуда рассеяния, не зависящая от спина падающей частицы, \hat{S} — оператор спина частицы, а \vec{e} — единичный вектор в направлении импульса частицы. Если спин ядер мишени $I \geq 1$, то также появляется вклад, зависящий от тензорной поляризации мишени [36, 73].

Соответственно, эффективная потенциальная энергия \hat{U}_{eff} взаимодействия частицы с поляризованным веществом имеет вид:

$$\hat{U}_{\text{eff}} = -\frac{2\pi\hbar^2}{m} N (A_0 + A_1(\hat{S} \vec{P}_t) + A_2(\hat{S} \vec{e})(\vec{e} \vec{P}_t)). \quad (74)$$

Выражение (74) можно записать как:

$$\hat{U}_{\text{eff}} = U_{\text{eff}} + \hat{V}_{\text{eff}}(\vec{P}_t), \quad (75)$$

где

$$U_{\text{eff}} = -\frac{2\pi\hbar^2}{m} N A_0, \quad \hat{V}_{\text{eff}}(\vec{P}_t) = -\mu \vec{G} = -\frac{\mu}{S} (\hat{S} \vec{G}), \quad (76)$$

μ — магнитный момент частицы,

$$\vec{G} = \frac{2\pi\hbar^2 S}{m\mu} N (A_1 \vec{P}_t + A_2 \vec{e}(\vec{e} \vec{P}_t)). \quad (77)$$

Следует напомнить, что энергия взаимодействия магнитного момента μ с магнитным полем \vec{B} определяется следующим образом:

$$V_{\text{mag}} = -(\vec{\mu} \vec{B}) = -\frac{\mu}{S}(\hat{S} \vec{B}). \quad (78)$$

Выражения для $\hat{V}_{\text{eff}}(\vec{P}_t)$ (76) и для V_{mag} (77) идентичны. Следовательно, \vec{G} можно интерпретировать как эффективное псевдомагнитное поле, действующее на спин частицы, движущейся в веществе с поляризованными ядрами, и возникающее благодаря ядерному взаимодействию между падающими частицами и рассеивателями. Аналогично прецессии спина частицы во внешнем магнитном поле, спин частицы прецессирует в поле \vec{G} . Это явление было названо ядерной прецессией спина частицы (см. предыдущий раздел).

Из уравнения (71) следует, что в диапазоне низких энергий \hat{U}_{eff} может быть представлена в следующем виде:

$$\hat{U}_{\text{eff}} = \frac{2\pi\alpha Zc}{v} \hat{U}_{\text{eff}}^{\text{nuc}}, \quad (79)$$

где $\hat{U}_{\text{eff}}^{\text{nuc}}$ имеет тот же вид, что и в уравнении (74), но амплитуды A_0 , A_1 и A_2 заменены на A_0^{nuc} , A_1^{nuc} и A_2^{nuc} , рассчитанные без учета кулоновского взаимодействия.

Согласно уравнению (79), при уменьшении скорости частицы \hat{U}_{eff} возрастает, также как и поле \vec{G} , и частота прецессии спина частицы в этом поле составляет $\Omega_{\text{pr}} \sim \text{Re } G \sim \frac{1}{v}$.

Рассмотрим этот вопрос с несколько иной точки зрения. Согласно уравнениям (74), (76) и (79) величина U_{eff} зависит от взаимной ориентации векторов \vec{e} и \vec{P}_t . Согласно (74), можно выделить два простых случая ориентации векторов: $\vec{e} \perp \vec{P}_t$ и $\vec{e} \parallel \vec{P}_t$. Соответственно, у нас есть два значения для эффективной энергии взаимодействия: $\hat{U}_{\text{eff}}^{\perp}$ и $\hat{U}_{\text{eff}}^{\parallel}$:

$$\hat{U}_{\text{eff}}^{\perp} = -\frac{2\pi\hbar^2}{m} N(A_0 + A_1(\hat{S}\vec{P}_t)), \quad (80)$$

$$\hat{U}_{\text{eff}}^{\parallel} = -\frac{2\pi\hbar^2}{m} N(A_0 + (A_1 + A_2)(\hat{S}\vec{P}_t)). \quad (81)$$

Пусть ось квантования параллельна вектору поляризации \vec{P}_t . Следовательно, согласно (80), (81) для состояний частицы с магнитным квантовым числом M_s можно записать следующие выражения для $U_{\text{eff}}^{\perp}(M_s)$ и $U_{\text{eff}}^{\parallel}(M_s)$:

$$U_{\text{eff}}^{\perp}(M_s) = -\frac{2\pi\hbar^2}{m} N(A_0 + A_1 M_s P_t), \quad (82)$$

$$U_{\text{eff}}^{\parallel}(M_s) = -\frac{2\pi\hbar^2}{m} N(A_0 + (A_1 + A_2) M_s P_t). \quad (83)$$

Пользуясь выражениями (82) и (83) для антипротонов ($M_s = \pm\frac{1}{2}$) можно получить два значения эффективной потенциальной энергии, определяемых ориентацией спина антипротона. Разность реальных частей этих энергий определяет частоту прецессии спина антипротона в веществе с поляризованными ядрами:

$$\Omega_{\text{pr}}^{\perp} = \frac{\text{Re}(U_{\text{eff}}^{\perp}(+\frac{1}{2}) - U_{\text{eff}}^{\perp}(-\frac{1}{2}))}{\hbar} = -\frac{2\pi\hbar}{m} \cdot \frac{2\pi\alpha Zc}{v} N P_t \text{Re } A_{1\text{nuc}}, \quad (84)$$

$$\Omega_{\text{pr}}^{\parallel} = \frac{\text{Re}(U_{\text{eff}}^{\parallel}(+\frac{1}{2}) - U_{\text{eff}}^{\parallel}(-\frac{1}{2}))}{\hbar} = -\frac{2\pi\hbar}{m} \cdot \frac{2\pi\alpha Zc}{v} N P_t \text{Re}(A_{1\text{nuc}} + A_{2\text{nuc}}) \quad (85)$$

4.5. Угол поворота спина антипротонов низкой энергии в поляризованном веществе

Оценим величину эффекта. Для низких энергий длина волны де Бройля частицы гораздо больше ядерного радиуса, поэтому для оценок мы сосредоточимся на S -рассеянии (хотя следует помнить, что анализ взаимодействия антипротон-протон для протония показал, что при низких энергиях P -рассеяние также вносит вклад в протон-антипротонные взаимодействия [70]). Амплитуда A_2^{nuc} для S -рассеяния равна нулю.

Амплитуды A_0^{nuc} и A_1^{nuc} могут быть выражены через амплитуды a^+ и a^- , где a^+ — амплитуда рассеяния в состоянии с полным моментом $I + \frac{1}{2}$, а a^- — амплитуда рассеяния в состоянии с полным моментом $I - \frac{1}{2}$ и I — спин ядра [6]:

$$A_0^{\text{nuc}} = \frac{I+1}{2I+1}a^+ + \frac{I}{2I+1}a^-, \quad A_1^{\text{nuc}} = \frac{2I}{2I+1}(a^+ - a^-). \quad (86)$$

В результате можно записать следующее выражение для Ω_{pr} :

$$\Omega_{\text{pr}} = -\frac{2\pi\hbar}{m} \cdot \frac{2\pi\alpha Zc}{v} NP_t \frac{2I}{2I+1} \text{Re}(a^+ - a^-). \quad (87)$$

Для антипротонов проходящих через водородную мишень ($I = \frac{1}{2}$) имеем:

$$\Omega_{\text{pr}} = \frac{\pi\hbar}{m} \cdot \frac{2\pi\alpha c}{v} NP_t \text{Re}(a^+ - a^-). \quad (88)$$

Выражение (88) отличается от выражения для частоты прецессии спина медленных нейтронов, движущихся в мишени с поляризованными протонами, множителем $\frac{2\pi\alpha c}{v}$.

Следует напомнить, что при низких энергиях амплитуды a^+ и a^- часто выражаются через длины рассеяния b^+ и b^- [6]:

$$a^+ = -b^+ \quad \text{и} \quad a^- = -b^-.$$

Для рассеяния нейтрона на протоне $b^+ = 5.39 \cdot 10^{-13}$ см, $b^- = -2.37 \cdot 10^{-12}$ см [6]. В результате согласно (86) в случае $n-p$ рассеяния для амплитуды A_0^{nuc} получаем оценку $A_0^{\text{nuc}} \approx -1.9 \cdot 10^{-13}$ см, а для амплитуды A_1^{nuc} имеем $A_1^{\text{nuc}} \approx 1.46 \cdot 10^{-12}$ см. Легко увидеть, что $A_1 \gg |A_0|$.

В случае взаимодействия антипротон-протон не зависящая от спина часть длины рассеяния равна $b \sim 10^{-13}$ см [70], что сопоставимо с величиной $|A_0^{\text{nuc}}|$ для случая $n-p$ рассеяния. В рассматриваемом диапазоне низких энергий для рассеяния антипротона на протоне величина A_1 неизвестна.

Для дальнейших оценок предположим, что $\text{Re} A_1^{\text{nuc}}$ в случае $\bar{p}-p$ рассеяния сопоставима с $\text{Re} A_1^{\text{nuc}}$ в случае $n-p$ рассеяния, т.е. $\text{Re} A_1^{\text{nuc}}$ имеет величину порядка 10^{-12} см.

В конечном итоге мы можем получить следующую оценку для частоты прецессии спина антипротона в веществе с поляризованными протонами:

$$\Omega_{\text{pr}} = \frac{2\pi\alpha c}{v} \cdot \frac{2\pi\hbar}{m} NP_t \text{Re} A_1 \simeq \frac{2\pi\alpha c}{v} 6 \cdot 10^7 \frac{N}{N_l} P_t, \quad (89)$$

где N_l — число атомов в 1 см^3 жидкого водорода, $N_l \simeq 4.25 \cdot 10^{22}$. Напомним, что для медленных антипротонов со скоростью $v < 10^9$ см/с величина $\frac{2\pi\alpha c}{v} \gg 1$.

Теперь оценим угол поворота спина антипротона. Антипротон, движущийся в водороде, может быть захвачен протоном и образует связанное состояние — протоний. Поэтому мы

оценим величину угла поворота спина за характерное время τ , необходимое для захвата антипротона в связанное состояние: $\tau \sim \frac{1}{Nv\sigma_{\text{пр}}}$, где $\sigma_{\text{пр}}$ — это сечение образования протония.

Угол поворота спина антипротона ϑ за это время можно оценить с помощью следующей формулы:

$$\vartheta \sim \Omega_{\text{пр}}\tau = \frac{2\pi\hbar}{m} \cdot \frac{2\pi\alpha c}{v^2} P_t \frac{\text{Re}A_1}{\sigma_{\text{пр}}} = \frac{2\pi^2\hbar}{E} \alpha c \frac{\text{Re}A_1}{\sigma_{\text{пр}}} P_t, \quad (90)$$

где $E = \frac{mv^2}{2}$ — энергия антипротона.

В настоящее время доступны пучки антипротонов с энергией сотни электронвольт и ниже [70, 71]. Согласно [83], в диапазоне энергий выше 10 эВ сечение захвата антипротона водородом с образованием протония составляет $\sigma_{\text{пр}} \leq 10^{-18}$ см². Тогда угол поворота спина для антипротонов с энергией 10 эВ можно оценить как $\vartheta \simeq 6 \cdot 10^{-2} P_t$. Для антипротона с энергией 20 эВ это значение составляет $\vartheta \sim 3 \cdot 10^{-1} P_t$. Когда антипротоны замедляются в поляризованной газовой мишени, степень поляризации протонов близка к единице. В результате угол поворота ϑ в такой мишени достигает заметных значений $\vartheta \sim 10^{-1}$ рад, что делает возможным экспериментальное наблюдение эффекта.

Таким образом, данный эффект можно применять для измерения $\text{Re} A_1$ в диапазоне, в котором эксперименты по рассеянию проводить затруднительно. Одним из способов изучения эффекта поворота спина и анализа поляризации антипротонов (гиперонов) при замедлении в веществе является использование поляризованных мишеней с ядрами, имеющими большое Z (фактически это тонкая пленка, в которой ядра легко могут быть поляризованы в статическом магнитном поле) и исследование зависимости интенсивности потока продуктов аннигиляции (углового распределения) от взаимного направления спина падающей частицы и спина ядер мишени.

В заключение отметим, что замедление антипротонов в водороде в конечном итоге приводит к образованию нейтрального атома — протония [70]. Протоний взаимодействует с ядерным псевдомагнитным полем поляризованного вещества аналогично нейтрону. Это взаимодействие приводит к расщеплению и смещению уровней энергии возбужденных и основного состояния протония (и подобных атомов, таких как $\bar{p}d$, $\bar{p}^3\text{He}$), а также к повороту спина и осцилляциям возбужденных и основного состояний этих атомов.

Таким образом, вышеприведенный анализ показывает, что поскольку реальная часть амплитуды когерентного упругого рассеяния вперед увеличивается при замедлении \bar{p} (гиперона), эффективная потенциальная энергия взаимодействия между частицей и веществом растет, как и псевдомагнитное поле. В результате угол поворота спина ϑ в ядерном псевдомагнитном поле вещества достигает значения $\vartheta \sim 10^{-1}$ рад, что позволяет рассчитывать на экспериментальное определение реальной части амплитуды рассеяния в той области энергий, где постановка традиционных экспериментов по рассеянию затруднительна.

4.6. Зеркальное отражение антипротонов от поверхности вещества

Прежде чем приступить к рассмотрению зеркального отражения антипротонов от поверхности, образованной границей вакуум-вещество, сделаем несколько общих замечаний о зеркальном отражении частиц.

Хорошо известно [27, 68], что коэффициент зеркального отражения R определяется показателем преломления n волны в веществе. Для таких частиц, как нейтроны (а также фотоны света и γ -кванты, поляризация которых ортогональна плоскости зеркального отражения), коэффициент зеркального отражения имеет вид [27, 68]:

$$R = |F|^2, \quad (91)$$

$$F = -\frac{\sqrt{n^2 - \cos^2 \varphi} - \sin \varphi}{\sqrt{n^2 - \cos^2 \varphi} + \sin \varphi}, \quad (92)$$

где φ — угол скольжения (см. рис.7).

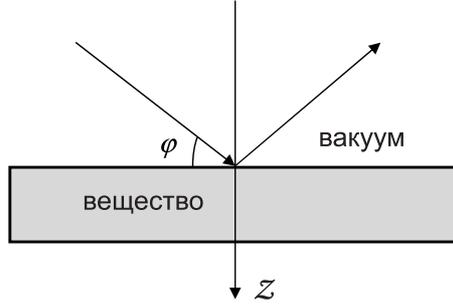


Figure 7. Зеркальное отражение от границы вакуум-вещество

Согласно сказанному выше показатель преломления частиц или γ -квантов можно записать следующим образом:

$$n^2 = 1 + \frac{4\pi\rho}{k^2} f(0),$$

где ρ — число рассеивателей (ядер, атомов) в кубическом сантиметре вещества, $f(0)$ — амплитуда когерентного упругого рассеяния на угол ноль. Согласно выражению для показателя преломления (см. также (1)), (91) и (92), коэффициент зеркального отражения определяется амплитудой рассеяния на угол ноль. Но в то же время волна, рассеянная в направлении зеркального отражения, очевидно, образует определенный угол ϑ с направлением падения. Таким образом, амплитуда этой волны определяется суперпозицией волн, рассеянных под углом ϑ , т.е. амплитуда F теперь определяется не амплитудой $f(0)$, а амплитудой $f(\vartheta)$ когерентного упругого рассеяния на угол ϑ .

Рассмотрим упругое рассеяния волны $e^{i\vec{k}\vec{r}} = e^{i\vec{k}_\perp \vec{r}_\perp} e^{ik_z z}$ набором рассеивателей, расположенных в плоскости $z = z_0$. Здесь \vec{k}_\perp — компонента волнового вектора перпендикулярная оси z (параллельная плоскости, где находятся рассеиватели), k_z — компонента волнового вектора частицы параллельная оси z . При суммировании сферических волн, порождаемых рассеивателями в плоскости $z = z_0$, мы получаем следующее выражение для амплитуды зеркально отраженной волны F_1 [22, 23, 36]:

$$F_1 = \frac{2\pi i \rho'}{k_z} f(\vec{k}' - \vec{k}) e^{2ik_z z_0}, \quad (93)$$

где $|\vec{k}'| = |\vec{k}|$, \vec{k}' — волновой вектор рассеянной частицы, который имеет компоненты $\vec{k}'_\perp = \vec{k}_\perp$ и $k'_z = -k_z$, и ρ' — плотность рассеивателей в рассматриваемой плоскости (число рассеивателей в см^2 плоскости).

Если слой $[0, z]$ содержит m плоскостей, то амплитуда волны, отраженной этими плоскостями, может быть записана в виде:

$$F = \frac{2\pi i \rho'}{k_z} f(\vec{k}' - \vec{k}) \sum_m e^{2ik_z z_m}. \quad (94)$$

Переходя к непрерывному распределению плоскостей в слое $[0, z]$, т.е. заменяя в (94) суммирование интегрированием, мы наконец получаем [22, 23, 36]:

$$F = -\frac{\pi\rho}{k_z^2} f(\vec{k}' - \vec{k}) = -\frac{4\pi\rho}{|\vec{k}' - \vec{k}|^2} f(\vec{k}' - \vec{k}). \quad (95)$$

Согласно (95), микроскопическое суммирование волн, рассеянных на границе вакуум-вещество, приводит к образованию волны, отраженной в направлении, определяемом законами классической оптики. В отличие от (91), ее амплитуда определяется не амплитудой $f(0)$, а амплитудой рассеяния под углом ϑ , равным двойному углу скольжения φ , т.е. $\vartheta = 2\varphi$. Уравнение (91) применимо для тепловых и ультрахолодных нейтронов благодаря преобладанию изотропного S-рассеяния ядрами ($f(\vartheta) = f(0)$). Оно также применимо для фотонов, поскольку при длинах волн, гораздо больших размера атома, происходит дипольное рассеяние, которое при рассматриваемой поляризации также изотропно.

Согласно (94), амплитуда F зеркально отраженной волны растет с уменьшением $k_z = k \sin \varphi$, т.е. с уменьшением угла скольжения φ . Когда F достигает значений, близких к единице, уравнение (95) становится неприменимым. Зеркальное отражение для этого диапазона углов рассмотрено, например, в [22, 23, 36]. В соответствии с (95) амплитуда F близка к единице в диапазоне, где углы скольжения φ удовлетворяют следующему условию:

$$\sin^2 \varphi \sim \frac{\pi\rho|f|}{k^2}. \quad (96)$$

Если при оценке угла φ использовать типичное значение амплитуды рассеяния при ядерном взаимодействии, $|f| \sim 10^{-12}$ см, то (96), то для энергий антипротонов от 100 до 1000 эВ значение F может быть близко к единице только при очень малых углах скольжения: $\varphi \leq 10^{-4} - 10^{-5}$ рад. Можно показать, что благодаря интерференции кулоновского и ядерного взаимодействий и росту амплитуды рассеяния антипротонов на ядре с уменьшением энергии [75] коэффициент зеркального отражения R для антипротонов становится заметным даже при значительно больших углах скольжения φ , что позволяет использовать явление зеркального отражения для исследования рассеяния медленных антипротонов на ядрах [84].

Согласно (95), коэффициент зеркального отражения R можно записать следующим образом:

$$R = |F|^2 = \left| \frac{\pi\rho}{k_z^2} f(\vec{k}' - \vec{k}) \right|^2 = \frac{\pi^2 \rho^2}{k^4 \sin^4 \varphi} |f(\vec{k}' - \vec{k})|^2. \quad (97)$$

Два взаимодействия отвечают за рассеяние антипротонов на ядрах (атомах): кулоновское и ядерное. Следовательно, амплитуда рассеяния f может быть представлена как сумма двух амплитуд:

$$f = f_{Coul} + f_N, \quad (98)$$

где f_{Coul} — амплитуда чисто кулоновского рассеяния, а f_N — амплитуда, связанная с ядерным взаимодействием (она содержит вклад от кулоновского взаимодействия, влияющего на ядерное рассеяние [75]). Заметим, что вклад в формирование зеркально отраженной волны происходит за счет упругого рассеяния, при котором состояние мишени не меняется. Как известно, амплитуда рассеяния в этом случае может быть представлена как произведение амплитуды упругого рассеяния на бесконечно тяжелом ядре (атоме) (приведенная масса равна массе падающей частицы) и фактора Дебая-Уоллера $e^{-w(\vec{k}' - \vec{k})}$, который учитывает влияние тепловых колебаний ядер (атомов) в веществе на процесс рассеяния [68]. Ниже

под амплитудой f мы будем подразумевать амплитуду рассеяния на ядре бесконечной массы. В результате мы имеем ($\varphi \ll 1$):

$$R = \frac{\pi^2 \rho^2}{k^4 \varphi^4} \left(|f_{Coul}(\vec{k}' - \vec{k})|^2 + 2\text{Re} f_{Coul}(\vec{k}' - \vec{k}) f_N^* + |f_N|^2 \right) e^{-2w(\vec{k}' - \vec{k})}. \quad (99)$$

Для дальнейшего рассмотрения нам необходимо сравнить амплитуды кулоновского и ядерного упругого рассеяния антипротонов на ядрах (атомах).

4.7. Амплитуда рассеяния антипротона на ядре (атоме) при низких энергиях

Согласно [15, 82] амплитуда рассеяния связана с \mathcal{T} -матрицей как:

$$f_{ba} = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \langle \Phi_b | \mathcal{T} | \Phi_a \rangle, \quad (100)$$

где $|\Phi_{a(b)}\rangle$ — это волновая функция, описывающая начальное (конечное) состояние системы «падающая частица — атом (ядро)». Волновые функции $|\Phi_a\rangle$ являются собственными функциями гамильтониана $H_0 = H_p(\vec{r}_p) + H_A(\vec{\xi}, \vec{r}_{\text{nuc}})$, т.е. $H_0|\Phi_a\rangle = E_a|\Phi_a\rangle$; $H_p(\vec{r}_p)$ — гамильтониан частицы, падающей на мишень; \vec{r}_p — координата частицы; $H_A(\vec{\xi}, \vec{r}_{\text{nuc}})$ — гамильтониан атома (ядра); $\vec{\xi}$ — набор координат атомного электрона; \vec{r}_{nuc} — набор координат, описывающий атомные ядра.

Взаимодействие частицы с ядром описывает гамильтониан H (61).

Используя подход, при помощи которого были получены (62)-(66), можно найти следующее выражение для амплитуды рассеяния [84]:

$$f_{ba}^N = -\frac{m}{2\pi\hbar} g_{ba} \mathcal{T}_{ba}^{\text{nuc}} = g_{ba} f_{ba}^{\text{nuc}}, \quad (101)$$

где f_{ba}^{nuc} — амплитуда рассеяния частицы ядром в отсутствие кулоновского взаимодействия.

Таким образом, кулоновское взаимодействие приводит к изменению значения амплитуды рассеяния антипротона на ядре. Оценим величину этого изменения.

В дальнейшем мы будем в основном рассматривать упругое рассеяние. В этом случае $|\vec{k}| = |\vec{k}'|$, и из выражения, приведенного в [6] для волновых функций $\varphi_b^{(-)}$ и $\varphi_a^{(+)}$, которые описывают рассеяние частицы в кулоновском поле, мы можем получить приведенные ниже соотношения для g_{ba} :

- для случая отталкивания, т.е. упругого рассеяния одноименно заряженных частиц

$$g_{ba}^{\text{rep}} = \frac{2\pi}{\kappa(e^{\frac{2\pi}{\kappa}} - 1)}, \quad \kappa = \frac{v}{Z\alpha c}, \quad (102)$$

где v — скорость частицы, Z — заряд ядра, α — постоянная тонкой структуры, c — скорость света;

- для случая притяжения, т.е. рассеяния разноименно заряженных частиц:

$$g_{ba}^{\text{att}} = \frac{2\pi}{\kappa(1 - e^{-\frac{2\pi}{\kappa}})}. \quad (103)$$

С уменьшением энергии (скорости) частицы κ уменьшается, и в случае, когда $\frac{2\pi}{\kappa} \geq 1$, можно записать

$$g_{ba}^{\text{rep}} = \frac{2\pi\alpha Zc}{v} e^{-\frac{2\pi\alpha Zc}{v}}, \quad g_{ba}^{\text{att}} = \frac{2\pi\alpha Zc}{v}. \quad (104)$$

Согласно (101), с уменьшением энергии положительно заряженных частиц амплитуда f_{ba}^N быстро уменьшается из-за отталкивания. Для отрицательно заряженных частиц амплитуда возрастает с уменьшением энергии (скорости) частицы.

Эти результаты обобщают хорошо известную зависимость [6], позволяющую учесть влияние кулоновского взаимодействия на сечение неупругих процессов σ_r для амплитуды f_{ba}^N .

Таким образом, при низких энергиях амплитуда $f(\vec{k}' - \vec{k})$ рассеяния антипротона (отрицательного гиперона) ядром может быть представлена в следующем виде (при рассеянии антипротонов в ферромагнетиках следует также учитывать магнитное взаимодействие антипротонов с электронами в атомах):

$$f(\vec{k}' - \vec{k}) = f_{Coul}(\vec{k}' - \vec{k}) + f_N(\vec{k}' - \vec{k}), \quad (105)$$

где

$$f_N(\vec{k}' - \vec{k}) = \frac{2\pi\alpha Zc}{v} f_{nuc}(\vec{k}' - \vec{k}). \quad (106)$$

Используя (106) и выражение для f_{Coul} в [6], мы можем получить следующее выражение для модуля кулоновской (резерфордской) амплитуды рассеяния в диапазоне малых углов рассеяния ($\vartheta \ll 1$, $\vartheta > \frac{1}{kR}$):

$$|f_{Coul}(\vec{k}' - \vec{k})| = \frac{2Ze^2}{mv^2\vartheta^2} = \frac{Ze^2}{2mv^2\varphi^2} \quad (107)$$

и затем записать отношение этих амплитуд как

$$\frac{|f_N|}{|f_{Coul}|} = 4\pi k\varphi^2 |f_{nuc}|. \quad (108)$$

В результате, используя следующую оценку для характерной ядерной амплитуды $|f_{nuc}| \approx 10^{-12}$ см. волнового числа $k \leq 10^{10} - 10^{11}$ см⁻¹ и угла $\varphi \sim 10^{-1}$ рад, можно получить оценку и для отношения $\frac{|f_{nuc}|}{|f_{Coul}|} \leq 3 \cdot 10^{-4} - 10^{-2}$.

С учетом этой оценки можно переписать выражение для коэффициента отражения следующим образом:

$$R = R_{Coul} \left(1 + 2 \frac{\text{Re} e^{i\beta} f_{nuc}^*}{|f_{Coul}|} \right) e^{-2w(\vec{k}' - \vec{k})}, \quad (109)$$

где $R_{Coul} = \frac{\pi^2 \rho^2}{k^4 \varphi^4} |f_{Coul}(\vec{k}' - \vec{k})|^2$ — это коэффициент зеркального отражения, обусловленный чисто кулоновским взаимодействием, $f_{Coul} = |f_{Coul}| e^{i\beta}$, и пропорциональный $\frac{|f_{nuc}|^2}{|f_{Coul}|}$ член в (109) из-за малости исключен. Следует напомнить, что (109) верно для значений R_{Coul} , существенно меньших единицы.

Таким образом, коэффициент зеркального отражения содержит два вклада: один отвечает за чисто кулоновское взаимодействие, а другой — за интерференцию кулоновского и ядерного взаимодействий. В экспериментах, исследующих угловую и энергетическую зависимость R от угла скольжения и энергии антипротонов можно получить данные об амплитуде ядерного рассеяния антипротонов на ядре.

4.8. Поляризация спина антипротонов, отраженных от границы вакуум-вещество

Как известно, спин-орбитальное взаимодействие при рассеянии превращает изначально неполяризованный пучок частиц в поляризованный [6]. В этом случае вектор поляризации частиц перпендикулярен плоскости рассеяния, т.е. плоскости, содержащей векторы \vec{k} и \vec{k}' . Если пучок частиц имел отличный от нуля вектор поляризации до взаимодействия, то наблюдается лево-правая асимметрия в интенсивности рассеяния частиц. Для медленных нейтронов спин-орбитальное взаимодействие вызывается взаимодействием V_{so} магнитного момента нейтрона и ядерного электрического поля [61]

$$V_{so}^{neut} = i \frac{\mu_n \hbar}{mc} \vec{\sigma} [\vec{E}(\vec{r}) \vec{\nabla}_{\vec{r}}], \quad (110)$$

где μ_n — магнитный момент нейтрона, $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ — матрицы Паули, \vec{E} — электрическое поле в точке \vec{r} , где находится нейтрон, и m — масса нейтрона. Первые эксперименты по наблюдению влияния спин-орбитального взаимодействия на рассеяние нейтронов были проведены С.Г. Шаллом [85].

Наличие заряда у антипротонов существенно влияет на зависимость спин-орбитального взаимодействия от их магнитного момента. Энергия спин-орбитального взаимодействия антипротонов с ядрами определяется электрическим полем и имеет вид [61]

$$V_{so}^{ap} = - \left(\mu' + \frac{e\hbar}{4mc} \right) \left(\vec{\sigma} \left[\vec{E} \frac{\hat{p}}{m} \right] \right), \quad (111)$$

где μ' — аномальная часть магнитного момента антипротона, $e = -|e|$ — заряд антипротона, $|e|$ — заряд электрона, а $\hat{p} = -i\hbar \vec{\nabla}$ — оператор импульса антипротона.

Зависимость амплитуды спин-орбитального рассеяния от энергии также заметно меняется из-за интерференции кулоновского и спин-орбитального взаимодействий. Зависимость от энергии вклада в амплитуду спин-орбитального рассеяния, обусловленного сильным взаимодействием антипротона с ядром, также изменяется.

Выражение, описывающее амплитуду спин-орбитального рассеяния в общем виде, выглядит как:

$$F_{so} = F_{so} \vec{\sigma} [\vec{k}' \times \vec{k}] = F_{so} \vec{\sigma} [\vec{q} \times \vec{k}], \quad (112)$$

где $\vec{q} = \vec{k}' - \vec{k}$ — переданный импульс. Следует отметить, что общий вид (112) понятен даже без расчетов и следует из соображений симметрии, будучи справедливым для всех частиц с ненулевым спином.

Таким образом, амплитуда зеркального отражения от вещества с неполяризованными ядрами является суммой трех амплитуд: амплитуды кулоновского рассеяния (или амплитуды магнитного рассеяния электронами в ферромагнетиках), амплитуды ядерного рассеяния, не зависящей от спина частиц, и амплитуды спин-орбитального рассеяния. Следовательно, коэффициент зеркального отражения содержит вклады, обусловленные этими амплитудами и их интерференцией. Рассмотрим вклад, даваемый в коэффициент зеркального отражения интерференцией кулоновского и спин-орбитального взаимодействий. Очевидно, что он пропорционален $\vec{\sigma} [\vec{k}' \times \vec{k}]$.

Выберем ось квантования параллельной отражающей плоскости (плоскости, содержащей векторы \vec{k}' и \vec{k}). Из (99) и (112) следует, что благодаря кулон-ядерной интерференции коэффициенты отражения $R_{\uparrow\uparrow}$ и $R_{\downarrow\uparrow}$ будут различаться для антипротонов со спином параллельным и антипараллельным направлению аксиального вектора $[\vec{k} \times \vec{k}']$. Пусть

неполяризованный пучок антипротонов падает на мишень. Такой пучок можно представить в виде когерентной суммы двух пучков со спином параллельным и антипараллельным $[\vec{k} \times \vec{k}']$. Зеркально отраженный пучок оказывается частично поляризованным, и степень поляризации пучка определяется разностью коэффициентов зеркального отражения $R_{\uparrow\uparrow} - R_{\downarrow\uparrow}$:

$$p = \frac{R_{\uparrow\uparrow} - R_{\downarrow\uparrow}}{R_{\uparrow\uparrow} + R_{\downarrow\uparrow}}. \quad (113)$$

При оценке величины эффекта следует учитывать, что в борновском приближении амплитуда F_{so} является чисто мнимой, в то время как амплитуда F_{Coul} является действительной, и поэтому важно учитывать мнимую часть F_{Coul} . Это можно легко понять, поскольку известно, что при малых углах рассеяния $\text{Im}F_{Coul}$ можно приравнять к $\text{Im}F_{Coul}(0)$ ($\text{Im}F_{Coul}(0)$ — мнимая часть амплитуды кулоновского рассеяния ядром (атомом) на угол ноль).

Согласно оптической теореме, $\text{Im}F_{Coul}(0) = \frac{k}{4\pi}\sigma_{tot}$. Общее сечение рассеяния на экранированном кулоновском потенциале, $V_{Coul} = \frac{Ze^2}{r}e^{-\frac{r}{R_A}}$, может быть записано как:

$$\sigma = 16\pi \left(\frac{mZe^2R_A^2}{\hbar^2} \right)^2 \frac{1}{1 + \frac{8mER_A^2}{\hbar^2}}, \quad (114)$$

где E — энергия частицы.

Из (114) следует, что для энергий антипротонов, превышающих характерную энергию $E_A = \frac{\hbar^2}{4zmR_A^2} \approx 10^{-2}$ эВ, сечение рассеяния $\sigma \sim \frac{1}{E} \sim \frac{1}{v}$. В результате, $\text{Im}F_{Coul} \simeq \text{const}$. Амплитуда спин-орбитального взаимодействия содержит член $\frac{2\pi\alpha Zc}{v}$ (см. (101), (106)), который увеличивает амплитуду спин-орбитального рассеяния антипротонов ядрами (атомами), заставляя ее расти, как $\sim \frac{1}{v}$ в диапазоне малых углов падения (в этом случае переданный импульс $q > \frac{1}{R_A}$). Поэтому вклад спин-орбитального рассеяния в коэффициент зеркального отражения можно оценить как [84]:

$$R_{so} \sim \frac{\pi\rho p^2}{k^4\varphi^4} |\text{Im}f_{Coul}|^2 \frac{f_{so}}{\text{Im}f_{Coul}} \approx 10^{-1} - 10^{-2}.$$

Следовательно, этот процесс можно использовать для получения поляризованных антипротонов низких энергий.

Здесь следует отметить, что когда поляризованный пучок антипротонов падает на поверхность, вектор поляризации частиц поворачивается вокруг оси квантования, т.е. вокруг направления $[\vec{k}' \times \vec{k}]$. Описанное здесь явление также происходит при дифракционном отражении антипротонов от поверхности кристалла и обусловлено интерференцией амплитуды спин-орбитального взаимодействия и реальной части кулоновской амплитуды в случае, когда ячейки кристалла не имеют центра симметрии. Представляет интерес сравнение данного эффекта с аналогичным явлением для медленных нейтронов [36], в котором определяющую роль играет интерференция не зависящей от спина части ядерного рассеяния и амплитуды спин-орбитального взаимодействия.

Теперь предположим, что пучок частиц падает на границу между вакуумом и веществом с поляризованными ядрами. Амплитуда упругого рассеяния $\hat{f}(\vec{k}' - \vec{k})$ в этом случае зависит от ориентации спина падающей частицы \vec{S} и ядра \vec{J} , т.е. амплитуда рассеяния является оператором в спиновом пространстве частицы и ядра. Исследуя преломление и зеркальное отражение, можно исследовать когерентное упругое рассеяние на поляризованном ядре. Амплитуда рассеяния $\hat{f}_N(\vec{k}' - \vec{k})$, описывающая такое рассеяние, получается усреднением

общей амплитуды \hat{f} с использованием матрицы плотности спина ядра $\hat{\rho}_J$: $\hat{f}(\vec{k}' - \vec{k}) = \text{Tr} \hat{\rho}_J \hat{f}(\vec{k}' - \vec{k})$. Общее выражение для амплитуды \hat{f} рассеяния частицы со спином $S = \frac{1}{2}$ на ядре со спином $J = \frac{1}{2}$ дано, например, в [6].

Следовательно, в этом случае вклад ядерного рассеяния в амплитуду зеркально отраженной волны можно записать в виде:

$$\hat{F}_{pol} = -\frac{\pi\rho}{k_z^2} \hat{f}_N(\vec{k}' - \vec{k}). \quad (115)$$

В результате амплитуда зеркально отраженной волны может быть представлена в виде:

$$\hat{F}(\vec{k}' - \vec{k}) = F_{Coul}(\vec{k}' - \vec{k}) + \hat{F}_{so}(\vec{k}' - \vec{k}) + \hat{F}_{pol}(\vec{k}' - \vec{k}), \quad (116)$$

где F_{Coul} — амплитуда зеркально отраженной волны, вызванная кулоновским взаимодействием, $\hat{F}_{so}(\vec{k}' - \vec{k})$ — амплитуда отраженной волны, вызванная спин-орбитальным взаимодействием антипротона с ядром (или атомом), и $\hat{F}_{pol}(\vec{k}' - \vec{k})$ — амплитуда рассеяния антипротона на поляризованном ядре (за исключением тех членов в амплитуде \hat{F}_{pol} , которые описывают спин-орбитальные взаимодействия).

Используя (116), мы можем найти интенсивность и поляризацию пучка отраженных частиц. Например, интенсивность пучка отраженных частиц связана с ориентацией спина падающих частиц выражением вида

$$I_{ref} = I_0 \text{Tr} F \rho_0 F^+ = I_0 \text{Tr} F^+ F \rho_0, \quad (117)$$

где ρ_0 — спиновая матрица плотности падающего пучка и I_0 — интенсивность пучка.

Вектор поляризации \vec{p} пучка отраженных частиц имеет вид

$$\vec{p} = \frac{1}{I_{ref}} \text{Tr} \rho_0 F^+ \frac{\hat{S}}{S} F, \quad (118)$$

где \hat{S} — оператор спина частиц; спин антипротонов равен $1/2$, следовательно, $\hat{S} = \frac{1}{2}\vec{\sigma}$.

Из (116), (117) и (118) следует, что I_{ref} и \vec{p} зависят от интерференции ядерной амплитуды $\hat{F}_{pol}(\vec{k}' - \vec{k})$ с кулоновской и спин-орбитальной амплитудами.

Амплитуда \hat{f}_N , определяющая амплитуду отражения \hat{F}_{pol} , имеет довольно сложную структуру. Для медленных антипротонов, рассеянных под углом $\vartheta \ll 1$ (угол падения $\varphi \ll 1$), амплитуда \hat{f}_N совпадает с амплитудой рассеяния на угол ноль и имеет вид:

$$\hat{f}_N = A_0 + A_1(\vec{S} \vec{p}_t) + A_2(\vec{S} \vec{e})(\vec{e} \vec{p}_t), \quad (119)$$

где \vec{p}_t — вектор поляризации мишени. Используя (117), (118) и (119), можно найти интенсивность и поляризацию пучка отраженных частиц для каждого конкретного случая. Эти выражения демонстрируют, что когда неполяризованные антипротоны падают на поляризованную мишень, отраженные антипротоны оказываются поляризованными. Если падающий пучок антипротонов поляризован, то спин зеркально отраженного пучка поворачивается (оценка величины угла поворота дает значения $10^{-1} - 10^{-2}$ рад), и интенсивность отраженного пучка зависит от взаимной ориентации между спином падающих частиц и поляризацией мишени. Степень поляризации, которую изначально неполяризованный пучок приобретает при отражении, составляет приблизительно $10^{-1} - 10^{-2}$.

5. Квазиоптические явления для частиц высоких энергий в поляризованном веществе

Для тепловых нейтронов $v = 2.2 \cdot 10^5$ см·с⁻¹, таким образом, полный поворот спина происходит на длине $L \approx 10^{-3}$ см. Скорость с ростом энергии растет, стремясь к скорости света c . Следовательно, длина L , на которой происходит полный поворот спина, увеличивается в 10^5 раз и может достигать 100 см. С увеличением энергии как для положительно заряженных частиц, так и для ядер проявляются квазиоптические спиновые явления, поскольку в этом случае кулоновское отталкивание не препятствует ядерным взаимодействиям.

Рассмотрим далее явление поворота спина, возникающее, когда частицы высокой энергии проходят через вещество с поляризованными ядрами [88–90].

Для конкретности, рассмотрим преломление в веществе релятивистских частиц со спином $1/2$. Вначале проанализируем рассеяние в поле неподвижного силового центра. Асимптотическое выражение для волновой функции частицы вдали от рассеивателя можно представить в следующем виде [15, 61]:

$$\Psi = U_{E, \vec{k}} e^{ikz} + U'_{E', \vec{k}'} \frac{e^{ik'r}}{r}, \quad (120)$$

где $U_{E, \vec{k}}$ – биспинорная амплитуда падающей плоской волны; $U'_{E', \vec{k}'}$ – биспинорная амплитуда рассеянной волны; E, \vec{k} и E', \vec{k}' – энергия и волновой вектор падающей и рассеянной волны, соответственно.

Согласно [61], биспинорная амплитуда плоской волны полностью определяется заданием двухкомпонентной величины – 3-спинора W , представляющего собой нерелятивистскую волновую функцию в системе покоя частицы. По этой причине оператор рассеяния, т.е. амплитуда расходящейся сферической волны, подобно нерелятивистскому случаю может быть определена в (120) как двумерная матрица \hat{f} , входящая в соотношение $W' = \hat{f}W$, где W' – спинор, определяющий биспинор $U'_{E', \vec{k}'}$. Определенный таким образом оператор рассеяния аналогичен операторной амплитуде рассеяния в нерелятивистской теории рассеяния.

В результате, при выводе выражения для показателя преломления по аналогии с нерелятивистским случаем, можно получить следующее выражение для волновой функции релятивистского нейтрона (протона) в среде:

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2E}} \begin{pmatrix} \sqrt{E+m} e^{ik\hat{n}z} & W \\ \sqrt{E-m} (\vec{\sigma}\vec{n}) e^{ik\hat{n}z} & W \end{pmatrix}, \quad (121)$$

где

$$\hat{n} = 1 + \frac{2\pi\rho}{k^2} \hat{f}(0) \quad (122)$$

это оператор показателя преломления, $\hat{f}(0)$ – амплитуда когерентного упругого рассеяния на угол ноль на поляризованном рассеивателе; $\vec{\sigma}$ – вектор, составленный из матриц Паули; $\vec{n} = \vec{k}/k$.

Используя $\vec{\sigma}, \vec{J}, \vec{n}$ (где \vec{J} – оператор спина ядра), мы можем записать амплитуду когерентного упругого рассеяния вперед частицы со спином $1/2$ ($\vec{S} = (1/2)\vec{\sigma}$) на поляризованном ядре в общем случае для сильных, электромагнитных и P-, T-нечетных взаимодействий следующим образом [23, 36, 86, 87]:

$$\hat{f} = \hat{f}_\mu + \hat{f}_s + \hat{f}_w, \quad (123)$$

где \hat{f}_μ — амплитуда когерентного упругого рассеяния ядром, обусловленная магнитным взаимодействием [23, 36]. Ее явная форма зависит от условий наблюдения из-за дальнедействующего характера магнитного взаимодействия. Амплитуда рассеяния, обусловленная сохраняющими четность сильными взаимодействиями:

$$\hat{f}_s = A + A_1 \vec{\sigma} \langle \vec{J} \rangle + A_2 (\vec{\sigma} \vec{n}) (\vec{n} \langle \vec{J} \rangle) + A_3 \vec{n} \vec{n}_1 + \dots$$

и вклад в амплитуду рассеяния, обусловленный слабыми взаимодействиями

$$\hat{f}_w = B \vec{\sigma} \vec{n} + B_1 \vec{\sigma} [\langle \vec{J} \rangle \vec{n}] + B_2 \vec{\sigma} \vec{n}_1 + B_3 (\vec{\sigma} \vec{n}) (\vec{n} \vec{n}_1) + B_4 \vec{n} \langle \vec{J} \rangle + B_5 \vec{\sigma} [\vec{n} \vec{n}_1] + \dots,$$

где $\langle \vec{J} \rangle = Tr \rho_{\text{нuc}} \vec{J}$, $\rho_{\text{нuc}}$ — спиновая матрица плотности ядра, \vec{n}_1 — вектор с компонентами $n_{1i} = \sum_{j=1}^3 \langle Q_{ij} \rangle n_j$, $\langle Q_{ij} \rangle = Tr \rho_{\text{нuc}} Q_{ij}$ — квадрупольный тензор поляризации ядра второго ранга, и

$$Q_{ij} = \frac{1}{2J(2J-1)} J_i J_j + J_j J_i - \frac{2}{3} J(J+1) \delta_{ij},$$

знак $+\dots$ означает вклады мультиполей высших порядков в \hat{f} . Члены, содержащие A , обусловлены сильными Р-, Т-четными взаимодействиями, слагаемые с B , B_2 , B_3 , B_4 — Р-нечетными Т-четными взаимодействиями, с B_1 — Р-нечетными Т-нечетными, а член, пропорциональный константе B_5 — Р-четным Т-нечетным взаимодействиям. Члены, пропорциональные A_1 и A_2 , отвечают за явление ядерной прецессии спина частицы, вызванное ядерным псевдомагнитным полем. Слагаемые, пропорциональные B_i , также приводят к прецессии спина. Константа B описывает явление Р-нечетного поворота спина частицы вокруг направления импульса, предсказанный Мишелем [19], и Р-нечетный спиновый дихроизм [20]. Константа B_1 [86, 87] описывает явления Р- и Т-нечетного поворота спина и спинового дихроизма. Следует заметить, что в отличие от члена, пропорционального B_1 , вклады в \hat{f} , пропорциональные B_2 , B_3 , B_5 [86, 87], включают тензорный оператор спина ядра второго ранга. Члены, пропорциональные константам B_2 и B_3 , описывают Р-нечетный Т-четный поворот спина и спиновый дихроизм частицы; член, пропорциональный константе B_5 , описывает Т-нечетный Р-четный поворот спина и спиновый дихроизм.

Согласно (121), спинор W' , определяющий спиновое состояние частицы после прохождения пути длиной z в веществе, имеет вид

$$W' = e^{ik\hat{n}z} W. \quad (124)$$

Заметим, что \hat{n} можно записать следующим образом:

$$\hat{n} = n_0 + \frac{2\pi\rho}{k^2} (\vec{\sigma} \vec{g}), \quad (125)$$

где n_0 — часть n , не зависящая от $\vec{\sigma}$.

Из выражения для $\hat{f}(0)$ имеем:

$$n_0 = 1 + \frac{2\pi\rho}{k^2} (A + A_3 \vec{n} \vec{n}_1 + B_4 \vec{n} \langle \vec{J} \rangle + \dots). \quad (126)$$

Явный вид \vec{g} немедленно следует из выражения для амплитуды:

$$\vec{g} = A_1 \langle \vec{J} \rangle + A_2 \vec{n} (\vec{n} \langle \vec{J} \rangle) + B \vec{n} + B_1 [\langle \vec{J} \rangle \vec{n}] + \dots \quad (127)$$

Если пренебречь поглощением частиц, то вектор \vec{g} становится чисто вещественным С помощью (125) представим (124) в следующем виде:

$$W' = e^{ikn_0z} e^{i\frac{2\pi\rho}{k}(\vec{\sigma}\vec{j}_g)|\vec{g}|z} W, \quad (128)$$

$\vec{j}_g = \vec{g}/|\vec{g}|$. Напомним, что оператор поворота спина на угол ϑ вокруг определенной оси, характеризуемой единичным вектором \vec{j} , имеет следующий вид:

$$\hat{T} = e^{i\frac{\vartheta}{2}\vec{\sigma}\vec{j}}. \quad (129)$$

Сравнивая (124), (125) и (128), получаем, что в интересующем нас случае оператор

$$\exp\left\{i\frac{2\pi\rho}{k}|\vec{g}|(\vec{\sigma}\vec{j}_g)z\right\}$$

действует как оператор поворота спина частицы в её системе отсчёта. Угол поворота равен

$$\vartheta = \frac{4\pi\rho}{k}|\vec{g}|z = k(n_{\uparrow\uparrow} - n_{\downarrow\uparrow})z, \quad (130)$$

где ось квантования выбрана вдоль \vec{j}_g .

5.1. Явление прецессии спина при высоких энергиях

Для конкретности проанализируем явление прецессии спина, обусловленное сильными взаимодействиями в поляризованной мишени.

В уравнениях (121), (130) для угла поворота спина частицы вокруг направления \vec{j}_g получим:

$$\vartheta = \frac{2\pi\rho}{k}(f_{\uparrow\uparrow} - f_{\uparrow\downarrow})z = \frac{4\pi\rho}{k}|A_1\langle\vec{J}\rangle + A_2\vec{n}(\vec{n}\langle\vec{J}\rangle)|z. \quad (131)$$

Чтобы ответить на вопрос о том, как угол прецессии спина ϑ релятивистской частицы в поляризованной мишени зависит от энергии частицы, напомним, что уравнение Дирака для ультра-релятивистских частиц, рассеивающихся на потенциале, сводится к уравнению, аналогичному нерелятивистскому уравнению Шрёдингера, где масса частицы M представляет собой её релятивистскую массу [61], т.е. $M = \gamma m$, где m — масса покоя частицы, γ — её лоренц-фактор. Поскольку амплитуда рассеяния частицы на потенциале пропорциональна массе частицы, то амплитуда для релятивистской частицы может быть записана как

$$f(E, 0) = \gamma f'(E, 0), \quad (132)$$

где E — энергия частицы.

Это соотношение также верно для общего случая рассеяния релятивистской частицы, например, на ядре [15]. Согласно [15], амплитуда рассеяния вперед связана с \mathcal{T} -матрицей, описывающей столкновение частиц в общем случае, следующим образом:

$$f(E, 0) = -(2\pi)^2 \frac{m\gamma}{\hbar^2} \mathcal{T}(E). \quad (133)$$

Отсюда получаем

$$f'(E, 0) = -(2\pi)^2 \frac{m}{\hbar^2} \mathcal{T}(E). \quad (134)$$

Используя (132), можно переписать (131) следующим образом:

$$\vartheta = 2\pi\rho\lambda_C(f'_{\uparrow\uparrow} - f'_{\downarrow\uparrow})z, \quad (135)$$

где $\lambda_C = \hbar/(mc)$ — комтоновская длина волны частицы.

При помощи \mathcal{T} -матрицы выражение для угла поворота ϑ может быть представлено в следующем виде:

$$\vartheta = -\frac{(2\pi)^3\rho}{\hbar c}(\mathcal{T}_{\uparrow\uparrow}(E) - \mathcal{T}_{\downarrow\uparrow}(E))z. \quad (136)$$

Длина пути z частицы в мишени равна $z = vt$, где v — скорость частицы, а t — время, в течение которого частица прошла путь z . Таким образом, угол поворота $\vartheta = \omega_{\text{pr}}t$, где ω_{pr} — частота прецессии спина частицы в поляризованной мишени, имеющая вид

$$\omega_{\text{pr}} = -\frac{(2\pi)^3\rho}{\hbar c}(\mathcal{T}_{\uparrow\uparrow}(E) - \mathcal{T}_{\downarrow\uparrow}(E))v.$$

Как видно, при релятивистских энергиях зависимость $\vartheta \sim 1/k$ исчезает, и вся возможная зависимость угла поворота ϑ от энергии частицы содержится в амплитуде $f'(E, 0)(\mathcal{T}(E))$.

Оценим угол поворота (см. также [90]). Предположим, что разность $f'_{\uparrow\uparrow} - f'_{\downarrow\uparrow}$ составляет $10^{-12} - 10^{-13}$ см, т.е. приблизительно того же порядка, что и разность спиновых амплитуд рассеяния нейтрона на протоне в области низких энергий. В этом случае для полностью поляризованной мишени имеем

$$\vartheta \sim 10^{-3} - 10^{-4}z, \quad (137)$$

где ϑ измеряется в радианах, а z — в сантиметрах т.е. $\vartheta \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ рад для частицы, проходящей через поляризованную мишень толщиной 10 см.

Полученные значения $|p_x|$ для пучка поляризованных протонов в поляризованной внешней мишени на Нуклотроне представлены для NH_3 и ND_3 мишеней в таблице 1. Толщина обеих мишеней составляет $L = 30$ см, энергия протона находится в диапазоне 200 МэВ — 1 ГэВ. Здесь $\Delta f = f_{\uparrow\uparrow} - f_{\downarrow\uparrow}$ и $\Delta\sigma = \sigma_{\uparrow\uparrow} - \sigma_{\downarrow\uparrow}$ обозначают разность значений амплитуд и полных сечений рассеяния протонов для параллельной и антипараллельной ориентаций спинов, соответственно.

Table 1. Оценка величины явления для поляризованных протонов в поляризованных внешних мишенях на Нуклотроне

Мишень	N_b	σ , барн	L, см	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\sigma_{\uparrow\uparrow} - \sigma_{\downarrow\uparrow}}{\sigma}$	$\frac{\text{Re}(\Delta f)}{\text{Im}(\Delta f)}$	$ p_x \approx \vartheta$
NH_3	10^{10}	0.5	30	0.02	0.5	$2 \cdot 10^{-3}$
ND_3	10^{10}	0.6	30	0.04	0.5	$4 \cdot 10^{-3}$

5.2. Поворот спина и спиновый дихроизм

С увеличением толщины мишени возрастает влияние рассеяния и поглощения на поляризационные характеристики частицы, проходящей через вещество. Пусть, тем не менее, толщина мишени такова, что зависящие от спина вклады в фазу волновой функции малы, т.е. выполняются неравенства $k\text{Re}gz \ll 1$ и $k\text{Im}gz \ll 1$ (см. (127)).

В этом случае мы можем воспользоваться изложенными выше результатами, чтобы найти поляризационные характеристики пучка. Спинор W' , определяющий спиновое состояние частицы после прохождения пути длиной z в веществе, имеет вид:

$$W' = e^{ik\hat{n}z}W \simeq e^{ikn_0z} \left(1 + i \frac{2\pi\rho}{k} (\vec{\sigma}\vec{g})z\right)W. \quad (138)$$

Из (138) следует выражение для числа частиц N , прошедших через мишень в направлении импульса падающих на мишень N_0 частиц:

$$N = N_0 e^{-\rho\sigma z} \left[1 - \frac{4\pi\rho}{k} \vec{P}_0 \text{Im}\vec{g}z\right], \quad (139)$$

где σ — не зависящая от спина часть полного сечения рассеяния, определяемая мнимой частью n_0 в (126)

$$\sigma = \frac{4\pi}{k} \text{Im}(A + A_3 \vec{n}\vec{n}_1 + \dots), \quad (140)$$

\vec{P}_0 — вектор поляризации частицы до влета в мишень, \vec{g} определена (127).

Согласно (139), число частиц N , прошедших через мишень, зависит от ориентации \vec{P}_0 . В результате число частиц $N_{\uparrow\uparrow}$ не равно $N_{\downarrow\downarrow}$: $N_{\uparrow\uparrow} \neq N_{\downarrow\downarrow}$, где $N_{\uparrow\uparrow}$ обозначает число частиц для $\vec{P}_0 \uparrow\uparrow \text{Im}\vec{g}$, $N_{\downarrow\downarrow}$ обозначает число частиц для $\vec{P}_0 \downarrow\downarrow \text{Im}\vec{g}$.

Таким образом, в случае прохождения через мишень частиц, обладающих спином $\frac{1}{2}$, спиновый дихроизм возникает благодаря тому, что поглощение падающих частиц в мишени зависит от взаимной ориентации спина частиц и вектора поляризации ядер. Используя для спиновой волновой функции W' выражение (138), можно записать вектор поляризации \vec{P} частиц, прошедших через поляризованную мишень, как:

$$\vec{P} = \frac{\langle W' | \vec{\sigma} | W \rangle}{\langle W' | W \rangle} = \vec{P}_0 + \frac{4\pi\rho z}{k} \text{Im}((\vec{P}_0\vec{g})\vec{P}_0 - \vec{g})z + \frac{4\pi\rho z}{k} [\vec{P}_0 \times \text{Re}\vec{g}]. \quad (141)$$

Принимая во внимание (141), получаем, что вектор поляризации частиц высокой энергии, так же как и при низких энергиях, поворачивается вокруг направления $\text{Re}\vec{g}$. Аналогично случаю низких энергий, вклады, связанные с сильными взаимодействиями и Р-, Т-нечетными слабыми взаимодействиями, можно различить, измеряя N и \vec{P} для различных ориентаций вектора поляризации \vec{P}_0 частиц, падающих на мишень.

Важно отметить, что для ядер с спином $J \geq 1$ входящий в сечение σ член $\text{Im}A_3 \vec{n}\vec{n}_1$, который определяется квадрупольной поляризацией мишени, отличен от нуля.

Допустим, что на мишень падает неполяризованный пучок частиц ($\vec{P}_0 = 0$), например: пучок неполяризованных протонов падает на дейтериевую мишень. Эта ситуация вполне типична для современных экспериментов с протонами (антипротонами) и газовой мишенью из дейтерия в накопителе или с пучками в коллайдере, например, NICA.

Выберем ось квантования вдоль направления \vec{n} импульса пучка в месте расположения мишени. В соответствии с (140))

$$\sigma = \frac{4\pi}{k} (\text{Im}A + \text{Im}A_3 Q_{zz}^D), \quad (142)$$

где Q_{zz}^D — тензор квадрупольной поляризации дейтронов мишени.

Пусть дейтроны находятся в спиновом состоянии с магнитным квантовым числом $M \pm 1$. В этом случае $Q_{zz}^D = \frac{1}{3}$. Но если дейтрон находится в спиновом состоянии $M = 0$, то

$Q_{zz}^D = -\frac{2}{3}$. Тогда для соответствующих полных сечений взаимодействия, можно записать следующие равенства:

$$\begin{aligned}\sigma_{\pm 1} &= \sigma_{\text{non}} + \frac{4\pi}{3k} \text{Im}A_3, \\ \sigma_0 &= \sigma_{\text{non}} - \frac{4\pi}{k} \frac{2}{3} \text{Im}A_3,\end{aligned}\quad (143)$$

здесь σ_{non} — полное сечение рассеяния неполяризованного протона на неполяризованном дейтроне, т.е.,

$$\text{Im}A_3 = \frac{k}{4\pi} (\sigma_{\pm 1} - \sigma_0). \quad (144)$$

Согласно (139), количество $N(\pm 1)$ протонов (антипротонов), прошедших через поляризованную дейтронную мишень в спиновом состоянии s ($M = \pm 1$), равно

$$N(\pm 1) = N_0 e^{-\rho \sigma_{\pm 1} z}, \quad (145)$$

в то время как в случае с $M = 0$, оно равно

$$N(0) = N_0 e^{-\rho \sigma_0 z}. \quad (146)$$

С учетом (139), (145), (146) поглощение протонов (антипротонов) в мишени различно для разных ориентаций тензорной поляризации дейтронов мишени. Пусть пучок неполяризованных частиц (протонов, антипротонов, дейтронов, ядер) движется в накопителе. Поскольку коэффициент поглощения частиц зависит от ориентации тензорной поляризации дейтронов мишени, то, очевидно, и число частиц, движущихся в накопителе, также зависит от этой характеристики мишени, т.е. время жизни неполяризованного пучка в накопителе зависит от ориентации тензорной поляризации дейтронов мишени [92, 93].

Поэтому, измеряя время жизни пучка можно определить $\text{Im}A_3$, т.е. найти зависящую от спина часть полного сечения рассеяния протонов (антипротонов, дейтронов) на поляризованном дейтроне, которая пропорциональна Q_{zz} .

5.3. Поворот спина протонов (антипротонов) в толстой поляризованной мишени и фильтрация спина пучков частиц в ядерном псевдомагнитном поле

При увеличении толщины мишени влияние зависящей от спина части коэффициента поглощения частиц в веществе усиливается. Чтобы получить уравнения, описывающие эволюцию интенсивности и поляризации пучка в мишени, представим вектор \vec{g} в виде суммы действительной и мнимой частей:

$$\vec{g} = \vec{g}_1 + i\vec{g}_2, \quad (147)$$

где $\vec{g}_1 = \text{Re}\vec{g}$ и $\vec{g}_2 = \text{Im}\vec{g}$.

Используя (124), (125), можно получить следующую систему уравнений, определяющую связь между количеством частиц, прошедших через мишень $N(z)$, и их поляризацией $\vec{P}(z)$ [90]:

$$\frac{d\vec{P}(z)}{dz} = \frac{4\pi\rho}{k} [\vec{g}_1 \times \vec{P}(z)] - \frac{4\pi\rho}{k} \left\{ \vec{g}_2 - \vec{P}(z)[\vec{g}_2 \vec{P}(z)] \right\}. \quad (148)$$

Действуя аналогичным образом, можно получить уравнение, описывающее изменение интенсивности поляризованного пучка в поляризованной ядерной мишени:

$$\frac{dN(z)}{dz} = -2\text{Im}(n_0)kN(z) - \frac{4\pi\rho}{k} [\vec{g}_2 \vec{P}(z)]N(z). \quad (149)$$

Уравнения (148) и (149) должны решаться совместно при начальных условиях $\vec{P}(0) = \vec{P}_0$, $N(0) = N_0$. Согласно (148), поляризация падающих частиц, проходящих через поляризованную ядерную мишень, поворачивается на следующий угол:

$$\theta = \frac{4\pi\rho}{k} g_1 z. \quad (150)$$

Предположим, что поляризация мишени $\vec{P}_t = \langle \vec{J} \rangle / J$ параллельна (это случай продольной поляризации) или ортогональна (поперечная поляризация) импульсу падающей частицы \vec{k} . Тогда $\vec{g}_1 \parallel \vec{g}_2 \parallel \vec{P}_t$, и (148) и (149) принимают простую форму.

Рассмотрим два конкретных случая, когда начальная поляризация падающего пучка (а) $\vec{P}_0 \parallel \vec{P}_t$ или (б) $\vec{P}_0 \perp \vec{P}_t$.

Случай (а) — это стандартный эксперимент по прохождению, где изучается поглощение в поляризованной мишени без изменения направления начальной поляризации пучка. Поглощение различно для частиц, поляризованных параллельно и антипараллельно поляризации мишени и, соответственно, изменяется число частиц N :

$$N(z) = N_0 \exp(-\sigma_{\pm} \rho z), \quad (151)$$

где

$$\sigma_{\pm} = \frac{4\pi}{k} [\text{Im}(A + A_3 \vec{n} \vec{n}_1) \pm \text{Im} A_1 J P_t \pm \text{Im} A_2 J P_t]. \quad (152)$$

В случае (б) когерентное рассеяние поляризованными ядрами приводит к повороту спина падающих частиц вокруг направления поляризации мишени \vec{P}_t . Согласно (131), угол поворота спина

$$\vartheta = \frac{4\pi\rho}{k} \text{Re} g = \frac{4\pi\rho}{k} [\text{Re} A_1 J P_t + \text{Re} A_2 J (\vec{n} \vec{P}_t)] z \quad (153)$$

непосредственно связан с реальной частью амплитуды рассеяния вперед. Значения $\text{Re} A_1$ и $\text{Re} A_2$ могут быть найдены по отдельности путем измерения углов поворота спина для двух случаев, когда спин ядер мишени параллелен и антипараллелен направлению пучка \vec{n} . Это означает, что путем измерения конечной интенсивности и поляризации пучка в случаях (а) и (б) мы можем непосредственно восстановить зависящую от спина амплитуду рассеяния вперед.

В частности, как показано в [90], измерение угла поворота вблизи резонансов или пороговых значений энергии, при которых доступны неупругие каналы реакций, позволяет выявить природу резонансов и исследовать пороговые явления.

Предположим теперь, что вектор поляризации мишени направлен под некоторым углом (не равным $\pi/2$) относительно импульса падающей частицы и что поляризация падающего пучка перпендикулярна плоскости, образованной векторами \vec{P}_t и \vec{n} (см. рис. 8). В этом случае эффект поворота спина протона (антипротона) вокруг вектора \vec{g}_1 в сочетании с дихроизмом поглощения, определяемым вектором \vec{g}_2 , обуславливает зависимость общего числа частиц, прошедших через мишень, от $\text{Re} A_1$ и $\text{Re} A_2$ [90, 94]:

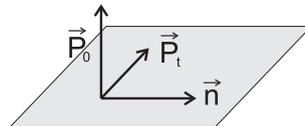


Figure 8. Поляризация пучка \vec{P}_0 перпендикулярна плоскости, образуемой векторами \vec{P}_t и \vec{n}

$$N(z) \sim (\operatorname{Re}A_1 \cdot \operatorname{Im}A_2 - \operatorname{Re}A_2 \cdot \operatorname{Im}A_1) \left[\vec{P}_t \times \vec{n}(\vec{n}\vec{P}_t) \right] \vec{P}_0. \quad (154)$$

Такое поведение $N(z)$ позволяет измерять зависящие от спина вклады в амплитуду $f(0)$ в эксперименте по прохождению без измерения поляризации пучка, прошедшего через мишень [90, 94]. Например, рассматриваемый вклад меняет знак, когда вектор \vec{P}_0 или вектор \vec{P}_t меняет направление: $\vec{P}_0 \rightarrow -\vec{P}_0$ или $\vec{P}_t \rightarrow -\vec{P}_t$. Измеряя разницу между временем затухания пучка для этих двух ориентаций \vec{P}_0 (\vec{P}_t), можно найти вклады $\operatorname{Re}A_1$ и $\operatorname{Re}A_2$ в реальную часть амплитуды $f(0)$. Однако, в отличие от эксперимента по повороту спина, в рассматриваемом эксперименте по прохождению невозможно определить $\operatorname{Re}A_1$ и $\operatorname{Re}A_2$ по отдельности.

Существует также обратный процесс: если на мишень падает неполяризованный пучок частиц, то после прохождения через мишень пучок приобретает поляризацию, ортогональную плоскости, образованной \vec{P}_t и \vec{n} . Это явление наиболее интересно в случае накопительного кольца. Если \vec{P}_t и \vec{n} лежат в плоскости орбиты циркулирующего пучка (т.е. в горизонтальной плоскости), то со временем пучок приобретает вертикальную поляризацию, перпендикулярную плоскости орбиты. Измеряя возникающую вертикальную поляризацию, также можно найти зависящую от спина часть когерентной упругой амплитуды рассеяния на угол ноль. В частности, в экспериментах по фильтрации спина для получения поляризованных пучков антипротонов (протонов) [95–103], достаточно провести эксперимент в условиях, когда вектор поляризации \vec{P}_t газовой мишени направлен под определенным углом, который не равен 0, π или $\pi/2$, относительно направления импульса частиц \vec{n} . Если $\operatorname{Re}A_{1,2} \sim \operatorname{Im}A_{1,2}$, то степень возникающей поляризации сопоставима с ожидаемой степенью поляризации пучка анти(протонов), возникающей при использовании метода, описанного в [95–103], и позволяет измерить вклад, пропорциональный $\operatorname{Re}A_{1,2}$.

Заметим, что члены, подобные пропорциональным A_1 и A_2 в выражении для амплитуды рассеяния на угол ноль, также появляются в выражении для амплитуды рассеяния частиц со спином $S \geq 1$ (ядер). Следовательно, описанные выше явления существуют и для частиц со спином $S \geq 1$ [23, 36].

5.4. Формализм спиновой матрицы плотности

В условиях, когда многократное рассеяние становится важным для квантово-механического описания пучка поляризованных частиц, проходящих через поляризованную мишень, используется формализм спиновой матрицы плотности w . В нашем случае мы рассматриваем поляризованную мишень как термостат с бесконечным числом степеней свободы, по которым затем проводится усреднение. Таким образом, матрица плотности системы $\hat{\rho}(b, \mathcal{T}, t)$, состоящей из поляризованной мишени и поляризованного пучка частиц, может быть записана как прямое произведение матриц $\hat{\rho}_b(t)$ и $\hat{\rho}_T(t)$:

$$\hat{\rho}(b, \mathcal{T}, t) = \hat{\rho}_b(t) \otimes \hat{\rho}_T(t). \quad (155)$$

где $\hat{\rho}_b(t)$ — это спиновая матрица плотности пучка, $\hat{\rho}_T(t)$ — спиновая матрица плотности мишени.

Согласно общей теории [104], основное уравнение для спиновой матрицы плотности вышеупомянутой системы может быть записано в следующем виде [36, 73, 90, 91]:

$$\frac{d\hat{\rho}_b(t)}{dt} = -\frac{i}{\hbar}(\hat{H}\hat{\rho}_b - \hat{\rho}_b\hat{H}) + \left(\frac{d\hat{\rho}}{dt} \right)_{\text{sct}}, \quad (156)$$

где Гамильтониан \hat{H} включает взаимодействие между частицами пучка и внешними электромагнитными полями. Член $(d\hat{\rho}/dt)_{\text{sct}}$ описывает изменение матрицы плотности за счет столкновений в мишени.

Подробное изложение общих методов получения интеграла столкновения в явном виде можно найти во многих учебниках [15, 104]. Такие же методы можно применить для рассмотрения взаимодействия между поляризованными пучками и поляризованной мишенью [90, 91]. Рассмотрим процесс прохождения частиц через мишень, состоящую из N_T частиц, взаимодействующих друг с другом. Предположим, что падающая частица (протон, антипротон, дейтрон, ядро) имеет массу покоя m и спин S_b . Мишень состоит из N_T связанных частиц с массой M и спином s . Гамильтониан рассеивающей системы можно записать в виде:

$$H_T = \sum_{\alpha=1}^{N_T} K_{\alpha} + U, \quad (157)$$

где K_{α} — оператор кинетической энергии частицы с номером α , U — энергия взаимодействия N_T частиц рассеивателя.

Решение уравнения Шрёдингера имеет вид:

$$H_T \Psi_n = W_n \Psi_n \quad (158)$$

определяет возможные значения энергии W_n системы и соответствующий набор волновых функций

$$\Psi_n = \Psi_n(\vec{R}_1, s_1, \dots, \vec{R}_N, s_N), \quad (159)$$

где $(\vec{R}_{\alpha}, s_{\alpha})$ — пространственные и спиновые координаты частицы α в мишени.

Оператор взаимодействия между падающей частицей и мишенью $V = \sum_{\alpha=1}^{N_T} V_{\alpha}$. Здесь V_{α} описывает взаимодействие между падающей частицей и частицами мишени α .

Гамильтониан всей системы имеет вид:

$$H = K_b + H_T + V, \quad (160)$$

где K_b — оператор кинетической энергии падающей частицы.

Чтобы описать процесс прохождения частицы b через мишень, найдем матрицу плотности $\hat{\rho}(t)$ системы «падающая частица + мишень». Эта матрица плотности удовлетворяет квантовому уравнению Лиувилля [104]:

$$i \frac{\partial \hat{\rho}(t)}{\partial t} = [\hat{H}, \hat{\rho}(t)]. \quad (161)$$

Решение этого уравнения формально можно записать с использованием оператора эволюции $\hat{U}(t', t)$:

$$\hat{\rho}(t') = \hat{U}(t', t) \hat{\rho}(t) \hat{U}^{\dagger}(t', t), \quad (162)$$

который связан с независимым от времени явно гамильтонианом системы как: $\hat{U}(t', t) = e^{-\frac{i}{\hbar} \hat{H}(t'-t)}$.

Рассмотрим мишень как термостат ($N_T \gg 1$). Тогда статистический оператор $\hat{\rho}$ системы можно представить как прямое произведение: $\hat{\rho} = \hat{\rho}_b \otimes \hat{\rho}_T$, где $\hat{\rho}_b$ — матрица плотности падающей частицы, $\hat{\rho}_T$ — равновесная матрица плотности среды (мишени). Равновесная матрица плотности $\hat{\rho}_T$ мишени диагональна по стационарным состояниям n мишени: $\langle n | \hat{\rho}_T | n' \rangle =$

$\delta_{nn'} \cdot \hat{\rho}_{nn'} = \delta_{nn'} \hat{\rho}(n)$. Следует обратить внимание, что $\hat{\rho}_T(n)$ — это оператор в спиновом пространстве ядер мишени. Спиновая матрица плотности $\hat{\rho}_b$ включает как диагональные элементы, так и недиагональные относительно импульсов \vec{k} и \vec{k}' частицы: $\hat{\rho}_b = \hat{\rho}_b(\vec{k}, \vec{k}')$. Тем не менее, недиагональные элементы быстро осциллируют, и после нескольких столкновений с ядрами мишени, чтобы описать процесс многократного рассеяния, можно предположить, что матрица плотности $\hat{\rho}_b(\vec{k}, \vec{k}')$ является диагональной [90, 91, 104–106], т.е. $\hat{\rho}_b(\vec{k}, \vec{k}') = \delta_{\vec{k}, \vec{k}'} \hat{\rho}_b(\vec{k})$. Следует отметить, что спиновая матрица плотности частицы $\hat{\rho}_b(\vec{k})$ является недиагональной в спиновых состояниях, описывающих частицу, падающую на мишень.

Временной интервал Δt , в течение которого матрица плотности $\hat{\rho}_b(\vec{k}, \vec{k}')$ является диагональной, удовлетворяет неравенству $\Delta t \gg R/\bar{v}$, где R — радиус действия сил, \bar{v} — средняя скорость частицы в веществе. Мы будем далее рассматривать поведение системы в течение временного интервала $\Delta t \gg \frac{R}{\bar{v}}$. Это означает, что оператор эволюции $U(t', t)$ можно заменить на S -матрицу Гейзенберга: $S \equiv \lim_{t' \rightarrow \infty, t \rightarrow -\infty} U(t', t)$, которая связывает асимптотические состояния системы до и после рассеяния [90, 91, 104–106].

Элементы S -матрицы для рассеивающей системы, состоящей из N_T частиц, определяются следующим образом:

$$S_{fa} = \delta_{fa} - i(2\pi)\delta(E_f - E_a) \sum_{\alpha=1}^{N_T} (\mathcal{T}_\alpha)_{fa}, \quad (163)$$

где E_a и E_f — полная энергия системы до и после рассеяния, соответственно; $E_a = \varepsilon_k + W_n$, $E_f = \varepsilon_{k'} + W_{n'}$, ε_k и $\varepsilon_{k'}$ — энергии падающей частицы до и после столкновения; \mathcal{T}_α — матрица рассеяния частицы b , взаимодействующей с частицей α . Воспользуемся тем фактом, что в случае частиц высокой энергии энергия связи рассеивателей в мишени оказывается значительно меньшей энергии частиц пучка, что позволяет использовать импульсное приближение [15].

В импульсном приближении матрица рассеяния \mathcal{T}_α совпадает с матрицей рассеяния частицы b на свободной частице α [15]. Выражение (162) можно переписать для матрицы плотности падающей частицы, используя S -матрицу, которая определяется (163):

$$\hat{\rho}_b(t + \Delta t) = Tr_T S \hat{\rho}(t) S^+, \quad (164)$$

где Tr_T означает взятие следа по состояниям мишени.

Запишем (164) для диагональных элементов матрицы плотности в импульсном пространстве:

$$\begin{aligned} \hat{\rho}_b(t + \Delta t, \vec{k}) &= \hat{\rho}_b(t, \vec{k}) - i(2\pi) \frac{\Delta t}{2\pi} Tr_T \sum_{\alpha=1}^{N_T} \langle \vec{k}, n | \hat{\mathcal{T}}_\alpha | \vec{k}, n \rangle \hat{\rho}(t, \vec{k}, n) \\ &+ i(2\pi) \frac{\Delta t}{2\pi} Tr_T \sum_{\alpha=1}^{N_T} \hat{\rho}(t, \vec{k}, n) \langle \vec{k}, n | \hat{\mathcal{T}}_\alpha^+ | \vec{k}, n \rangle \\ &+ (2\pi)^2 \frac{\Delta t}{2\pi} Tr_T \sum_{\alpha, \beta=1}^{N_T} \sum_{\vec{k}', n'} \langle \vec{k}, n | \hat{\mathcal{T}}_\alpha | \vec{k}', n' \rangle \hat{\rho}(t, \vec{k}', n') \\ &\times \delta(\varepsilon_{k'} - \varepsilon_k + W_{n'} - W_n) \langle \vec{k}', n' | \hat{\mathcal{T}}_\beta^+ | \vec{k}, n \rangle. \end{aligned} \quad (165)$$

Напомним, что $\hat{\rho}(t, \vec{k}', n) = \hat{\rho}_b(t, \vec{k}) \otimes \hat{\rho}_T(n)$. В импульсном пространстве матричные элементы оператора матрицы рассеяния $\hat{\mathcal{T}}_\alpha$ имеют вид [61]:

$$\langle \vec{k}', \vec{P}'_\alpha | \hat{\mathcal{T}}_\alpha | \vec{k}, \vec{P}_\alpha \rangle = (2\pi)^3 \delta(\vec{k}' + \vec{P}'_\alpha - \vec{k} - \vec{P}_\alpha) \langle \vec{k}', \vec{P}'_\alpha | \hat{\mathcal{T}}_\alpha | \vec{k}, \vec{P}_\alpha \rangle, \quad (166)$$

где \vec{P}_α обозначает импульс рассеивателя под номером α , \hat{T}_α матрица рассеяния на энергетической поверхности (на импульсной оболочке). Напомним, что $\hat{\mathcal{T}}_\alpha$ и \hat{T}_α являются операторами относительно спиновых переменных.

Состояния с определенным значением импульса $|\vec{k}\rangle$ нормированы так, чтобы выполнялось равенство:

$$\langle \vec{k}' | \vec{k} \rangle = \frac{(2\pi)^3}{V} \delta(\vec{k}' - \vec{k}),$$

где V – нормировочный объем. Таким образом, замена суммирования по всем \vec{k} интегрированием выглядит следующим образом:

$$\sum_{\vec{k}} \rightarrow \frac{V}{(2\pi)^3} d^3 \vec{k},$$

а переход от символа Кронекера к функции Дирака δ осуществляется при помощи соотношений:

$$\delta_{\vec{k}\vec{k}'} \rightarrow \frac{(2\pi)^3}{V} \delta(\vec{k} - \vec{k}').$$

Вклад в (165) вносят как упругие, так и неупругие процессы рассеяния. При упругом рассеянии каких-либо изменений внутреннего состояния рассеивателя не происходит. Неупругое рассеяние, сопровождающееся небольшим возбуждением рассеивателя, называется «квазиупругим» [1]. Для такого рассеяния импульс \vec{q} , переданный α -му рассеивателю, удовлетворяет условиям $q \ll \sqrt{2MK_\alpha}$, $q \ll \sqrt{2MU_\alpha}$; $\vec{q} = \vec{k}' - \vec{k}$; \vec{k} – импульс падающей частицы перед столкновением с рассеивателем, \vec{k}' – импульс частицы пучка после столкновения.

В том случае, когда импульс \vec{q} , переданный рассеивателю α , превышает импульс частицы мишени в начальном связанном состоянии $q \gg \sqrt{2MK_\alpha}$, $q \gg \sqrt{2MU_\alpha}$, тогда можно использовать так называемое «квазисвободное» приближение. В этом приближении энергия возбуждения системы в одном столкновении равна энергии отдачи $\vec{q}^2/2M$ свободной частицы мишени. Следует обратить внимание, что в сумме по различным ядрам мишени в последнем члене в (165) возникают суммы вида:

$$\begin{aligned} \sum_{\alpha, \beta=1}^{N_T} \int d^3 \vec{R}_1 \dots d^3 \vec{R}_N e^{-i\vec{q}(\vec{R}_\alpha - \vec{R}_\beta)} \hat{\rho}_T(\vec{R}_1, \dots, \vec{R}_N) &= N_T \hat{\rho}_T \\ &+ \sum_{\alpha \neq \beta}^{N_T} \int d^3 \vec{R}_1 \dots d^3 \vec{R}_N e^{-i\vec{q}(\vec{R}_\alpha - \vec{R}_\beta)} \hat{\rho}_T(\vec{R}_1, \dots, \vec{R}_N), \end{aligned} \quad (167)$$

где ρ_T – это спиновая матрица плотности ядер мишени. При выводе (167) предполагается, что положения ядер мишени и их спиновые состояния не коррелированы.

После усреднения по спиновым состояниям ядер в мишени, второй член в (167) может быть выражен через так называемую функцию парного распределения частиц [15], и он становится исчезающе малым, когда переданный импульс \vec{q} превышает величину, обратную радиусу корреляции r , т.е. $q \gg r^{-1}$ [15]. Для некристаллической мишени величина радиуса корреляции r имеет порядок расстояния между ядрами. Следовательно, второй член может давать вклад в кинетическое уравнение только при очень малых углах рассеяния $\vartheta_{sc} \lesssim 1/kr$, поэтому при дальнейшем рассмотрении им можно пренебречь.

Результирующее выражение для матрицы плотности может быть получено из (167):

$$\frac{\hat{\rho}_b(t + \Delta t) - \hat{\rho}_b(t)}{\Delta t} = \frac{\Delta \hat{\rho}_b(t)}{\Delta t}.$$

Временной интервал Δt следует выбирать так, чтобы он был значительно больше характерного времени корреляции процесса (временной интервал, в течение которого матрица плотности диагональна), но всё же достаточно маленьким, чтобы выполнялось условие, согласно которому разность $\Delta\hat{\rho}_b$ линейна по отношению к Δt .

Таким образом, уравнение для матрицы плотности, описывающее поведение поляризованного пучка протонов (антипротонов, дейтронов, ядер) в поляризованном веществе, можно записать как:

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\rho}_b(\vec{k}, t)}{dt} &= -iV N_T \text{Tr}_T \left(\hat{\mathbb{T}}(\vec{k}, \vec{k}) \hat{\rho}(\vec{k}, t) - \hat{\rho}(\vec{k}, t) \hat{\mathbb{T}}^+(\vec{k}, \vec{k}) \right) \\ &+ \frac{V^3}{(2\pi)^2} N_T \text{Tr}_T \int d^3\vec{k}' \delta \left(\varepsilon_k - \varepsilon_{k'} - \frac{q^2}{2M} \right) \\ &\times \hat{\mathbb{T}}(\vec{k}, 0; \vec{k}', -\vec{q}) \hat{\rho}(\vec{k}', t) \hat{\mathbb{T}}^+(\vec{k}', -\vec{q}; \vec{k}, 0). \end{aligned} \quad (168)$$

$\hat{\rho}(\vec{k})$ обозначает следующую зависимость: $\hat{\rho}(\vec{k}) = \hat{\rho}_b(\vec{k}; \vec{S}_b) \otimes \hat{\rho}_T(\vec{S}_T)$, где $\hat{\rho}_T(\vec{S}_T)$ – спиновая матрица плотности ядер мишени.

Введем амплитуду рассеяния \hat{F} с матричными элементами, равными [61]:

$$\hat{F}(\vec{k}, \vec{k}') = -\frac{M_r}{2\pi} V^2 \hat{\mathbb{T}}(\vec{k}, 0; \vec{k}', -\vec{q}), \quad (169)$$

где

$$M_r = \frac{mM}{m+M}$$

– приведенная масса. Тогда (168) можно преобразовать к виду:

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\rho}_b(\vec{k}, t)}{dt} &= \frac{2\pi i}{M_r} N_T \text{Tr}_T \left(\hat{F}(\vec{k}, \vec{k}) \hat{\rho}(\vec{k}, t) - \hat{\rho}(\vec{k}, t) \hat{F}^+(\vec{k}, \vec{k}) \right) \\ &+ N_T \text{Tr}_T \int d\Omega_{\vec{k}'} \frac{k'^2}{M_r^2 \left(\frac{k'}{m} - \frac{(\vec{k}-\vec{k}')\vec{n}'}{M} \right)} \hat{F}(\vec{k}, \vec{k}') \hat{\rho}(\vec{k}', t) \hat{F}^+(\vec{k}', \vec{k}), \end{aligned} \quad (170)$$

где N_T обозначает число частиц мишени на единицу объема, \vec{n}' – единичный вектор в направлении импульса \vec{k}' . Модуль вектора \vec{k}' определяется из уравнения:

$$\varepsilon_k = \varepsilon_{k'} + \frac{(\vec{k} - \vec{k}')^2}{2M}. \quad (171)$$

Следует обратить внимание, что при выполнении условия $m \geq M$ для масс налетающих частиц, знаменатель в подинтегральном выражении в (170) стремится к нулю при значении угла рассеяния налетающей частицы θ , которое определяется равенством:

$$\cos \theta = \frac{\sqrt{m^2 - M^2}}{m},$$

при абсолютной величине вектора \vec{k}'

$$\vec{k}' = k \sqrt{\frac{m-M}{m+M}}.$$

Выражение (170) упрощается, когда частица (протон, дейтрон, антипротон) попадает в мишень, масса ядер в которой значительно больше массы падающей частицы. В этом

случае можно пренебречь потерями энергии падающей частицы на рассеяние. Поэтому можно пренебречь энергией отдачи $\vec{q}^2/2M$ в δ -функциях (168), (171). В результате мы получаем простое кинетическое уравнение, описывающее временную и спиновую эволюцию налетающей частицы при ее движении через мишень [90, 91]:

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\rho}_b(\vec{k}, t)}{dt} = & \frac{2\pi N_T}{m} \text{Tr}_T \left[\hat{F}(\vec{k}, \vec{k}) \hat{\rho}_b(\vec{k}, z) - \hat{\rho}_b(\vec{k}, z) \hat{F}^+(\vec{k}, \vec{k}) \right] \\ & + N_T \frac{k}{m} \text{Tr}_T \int d\Omega_{\vec{k}'} \hat{F}(\vec{k}, \vec{k}') \hat{\rho}(\vec{k}', t) \hat{F}^+(\vec{k}', \vec{k}), \end{aligned} \quad (172)$$

где $|\vec{k}| = |\vec{k}'|$.

Первый член в правой части (172), который описывает преломление частицы в мишени, можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} \hat{F}(0) \hat{\rho}(\vec{k}, t) - \hat{\rho}(\vec{k}, t) \hat{F}^+(0) = & \quad (173) \\ \left[\frac{1}{2} \left(\hat{F}(0) + \hat{F}^+(0) \right), \hat{\rho}(\vec{k}, t) \right] + \left\{ \frac{1}{2} \left(\hat{F}(0) - \hat{F}^+(0) \right), \hat{\rho}(\vec{k}, t) \right\}, \end{aligned}$$

где скобками $[..., ...]$ обозначен коммутатор, а $\{..., ...\}$ – антикоммутатор.

Слагаемое, пропорциональное коммутатору, приводит к повороту вектора поляризации за счет упругого когерентного рассеяния (в результате преломления [90, 91]); антикоммутатор описывает уменьшение интенсивности и поляризации пучка, прошедшего через мишень. Последнее слагаемое в (172) определяет влияние некогерентного рассеяния на изменение $\hat{\rho}_b$ (в общем случае, однократного и многократного рассеяния).

Как уже было отмечено выше, (172) не применимо к описанию процесса прохождения протонов (дейтронов) через мишень, содержащую легкие ядра (протоны, дейтроны). Для описания многократного рассеяния в этом случае необходимо решать более общее уравнение (170). В результате можно найти зависимость интенсивности и поляризационных характеристик пучка от направления рассеяния частицы и от расстояния z , пройденного частицей в веществе.

В реальном эксперименте рассеянные частицы регистрируются в определенном интервале конечных импульсов, поскольку коллиматор детектора имеет конечную угловую ширину. Поэтому необходимо изучить характеристики пучка, прошедшего через мишень в интервале телесных углов $\Delta\Omega$ относительно начального направления распространения пучка. На самом деле, благодаря осевой симметрии коллиматора, $\Delta\Omega$ определяется угловой шириной $2\vartheta_{\text{det}}$ коллиматора детектора.

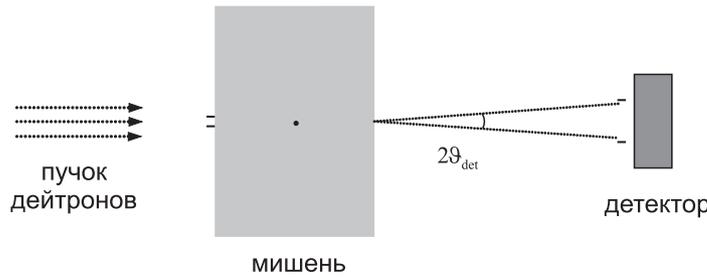


Figure 9. Схема детектирования проходящего пучка центральным детектором

Уравнение (172) было проанализировано в [90, 91, 106], где были продемонстрированы два физических механизма поворота спина: один обусловлен преломлением частиц в

поляризованной мишени (квазиоптический поворот спина, описываемый вторым членом в (172)), а другой возникает в результате некогерентного рассеяния и вызван кулон-ядерным взаимодействием и некогерентным рассеянием на ядрах [36, 90, 106–108] (третий член в (172) [91, 108]). Как показано в [108], используя различные угловые разрешения $\Delta\Omega$ детектора, можно изучать различные вклады в поворот спина.

Таким образом, многократное рассеяние не приводит к подавлению эффекта поворота спина заряженных частиц в поляризованной мишени.

6. Явление двулучепреломления (осцилляций спина и спинового дихроизма) для частиц со спином $S \geq 1$

В предыдущих разделах было показано, что преломление частиц в веществе с поляризованными ядрами приводит к квазиоптическому повороту спина в псевдомагнитном ядерном поле. Этот эффект кинематически аналогичен эффекту вращения плоскости поляризации света в веществе, помещённом в магнитное поле.

Известно также [1–4], что для света существует ещё одно интересное явление – эффект двулучепреломления в оптически анизотропной среде: при прохождении света через такую среду его линейная поляризация (являющаяся вектором) преобразуется в круговую, а круговая поляризация (являющаяся псевдовектором) преобразуется в линейную. Эффект двулучепреломления сопровождается линейным дихроизмом: коэффициент поглощения света с линейной поляризацией параллельной оптической оси вещества, отличается от коэффициента поглощения света с линейной поляризацией, перпендикулярной оптической оси вещества.

Возникает вопрос о возможности существования аналогичных эффектов двулучепреломления и дихроизма для массивных частиц. Согласно [89, 109] квазиоптическое явление двулучепреломления возможно для частиц со спином $S \geq 1$, движущихся даже в неполяризованной однородной изотропной среде.

Появление двух показателей преломления дейтронов можно легко объяснить: поскольку основное состояние дейтрона несферично, то сечение рассеяния зависит от угла между направлением спина и импульса падающего на ядро дейтрона (см. Рис. 10).

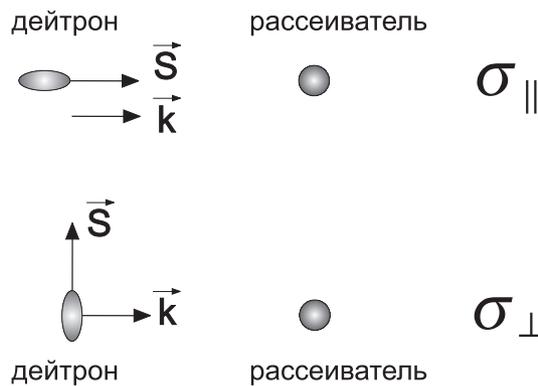


Figure 10. Объяснение эффекта двулучепреломления дейтрона

$$\text{Im}f_{\parallel}(0) = \frac{k}{4\pi}\sigma_{\parallel} \neq \text{Im}f_{\perp}(0) = \frac{k}{4\pi}\sigma_{\perp}$$

В соответствии с дисперсионными соотношениями

$$\text{Re} f(0) \sim \Phi(\text{Im} f(0))$$

и, следовательно

$$Re f_{\perp}(0) \neq Re f_{\parallel}(0).$$

Неравенство показателей преломления n_{\perp} и n_{\parallel} приводит к тому, что в этом случае векторная поляризация частицы преобразуется в тензорную и наоборот. Данный эффект сопровождается спиновым дихроизмом, вследствие которого первоначально неполяризованный пучок дейтронов приобретает тензорную поляризацию при прохождении через неполяризованную однородную изотропную среду

Для частиц эффект двулучепреломления обусловлен внутренней анизотропией частиц со спином $S \geq 1$. В настоящее время эффект спинового дихроизма, связанный с приобретением тензорной поляризации изначально неполяризованным пучком дейтронов, прошедшим через неполяризованную мишень, экспериментально обнаружен для дейтронов с энергией 10–20 MeV [110–112] и для дейтронов с импульсом 5 GeV/c, прошедших через углеродную мишень [113–115]. Измеренная тензорная поляризация для прошедших через углеродную мишень дейтронов с импульсом 5 GeV/c и опубликованная в [115] представлена на рис. 11.

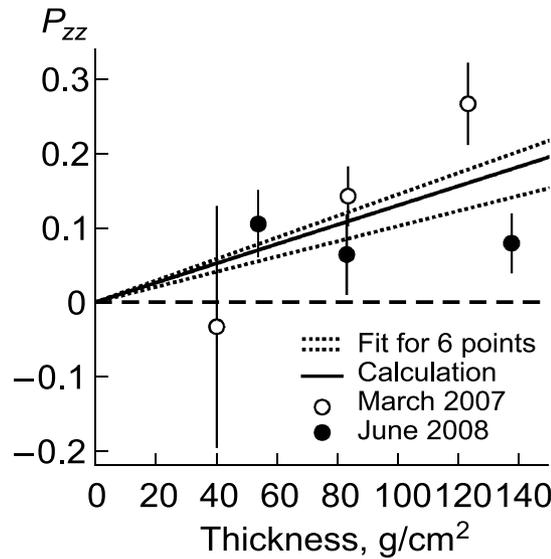


Figure 11. Тензорная поляризация дейтронов в зависимости от толщины углеродной мишени, полученная в [115] (см. Рис. 11 в [115])

Следует отметить, что для нейтронов (протонов) и других частиц со спином $S = \frac{1}{2}$ явление, подобное двулучепреломлению света, невозможно. Частица со спином $S = \frac{1}{2}$ обладает только одной поляризационной характеристикой $\langle \vec{S} \rangle$ — вектором поляризации, который является псевдовектором. Никакие другие векторные и тензорные величины не могут быть построены только из операторов спина $\vec{S} = \frac{1}{2}\vec{\sigma}$: все произведения матриц Паули вида $\sigma_i\sigma_n$ и т.д. в конечном итоге сводятся к матрице Паули [6].

Другая ситуация возникает для частиц со спином $S \geq 1$. В этом случае состояние поляризации частиц описывается как вектором поляризации, так и набором тензорных параметров поляризации. В частности, для частицы со спином $S = 1$ (например, дейтрон) существует две поляризационные характеристики [6]: вектор поляризации, определяемый $\langle \vec{S} \rangle$, и тензор квадрупольной поляризации второго ранга, выражающийся через $S_i S_k$, где i, k соответствуют осям декартовой системы координат x, y, z .

Следует подчеркнуть, что существует разница между состоянием поляризации фотона (частицы с нулевой массой покоя) и массивной частицы. У фотона отсутствует состояние поляризации с магнитным квантовым числом $M = 0$ (ось квантования направлена вдоль импульса частицы). В то время как для частицы с ненулевой массой покоя такое состояние существует.

Перейдем к рассмотрению преломления частиц со спином $S \geq 1$. Показатель преломления частиц со спином S можно записать следующим образом:

$$\hat{N} = 1 + \frac{2\pi\rho}{k^2} \hat{f}(0),$$

где $\hat{f}(0) = Tr \hat{\rho}_J \hat{F}(0)$; $\hat{\rho}_J$ – спиновая матрица плотности рассеивателей; $\hat{F}(0)$ – оператор амплитуды рассеяния вперед, действующий в спиновом пространстве частицы и рассеивателя со спином J .

Пусть ψ_0 – волновая функция частицы при влете в мишень, тогда после прохождения частицей в мишени пути длиной z волновая функция будет иметь вид $\psi = \exp[ik\hat{N}z]\psi_0$.

Явный вид амплитуды $\hat{f}(0)$ для частиц со спином $1/2$ был получен выше. В рассматриваемом случае есть три параметра, описывающих рассеяние вперед: \vec{S} , \vec{J} и $\vec{n} = \vec{k}/k$; \vec{k} – это волновой вектор частицы.

Известно [6], что спиновая матрица размерности $(2S+1)(2S+1)$ может быть разложена по полному набору из $(2S+1)^2$ матриц, и в частности, в по полному набору операторов поляризации $\hat{T}_{LM}(S)$, где $0 \ll L \ll 2S$, $-L \ll M \ll L$. Оператор поляризации является неприводимым тензором ранга L . Максимальный ранг \hat{T}_{LM} равен $2S$. Эта же матрица может быть разложена в терминах набора декартовых тензоров максимального ранга $2S$, т.е. по полному набору произведений $S_i S_k S_l \dots S_m$, максимальное число произведений в котором равно $2S$. Эти декартовые тензоры являются приводимыми и могут быть представлены как сумма неприводимых тензоров. Матрица \hat{F} , действующая в пространстве спинов \vec{S} и \vec{J} , может быть представлена в виде набора различных произведений S_i и J_i аналогичным образом.

Наиболее общий вид такого разложения, учитывающий тот факт, что \hat{F} должна быть скаляром по отношению к поворотам, выглядит следующим образом [23, 36, 89, 109]:

$$\begin{aligned} \hat{F} = & A + A_1 S_i J_i + A_2 S_i J_k n_i n_k + A_3 J_i J_k n_i n_k \\ & + A_4 S_i S_k n_i n_k + A_5 S_i S_k J_i J_k + A_6 S_i S_k n_i n_k J_l J_m n_l n_m + \dots \\ & \dots + B S_i n_i + B_1 S_i I_m e_{iml} n_l + B_2 S_i n_i S_l J_l + B_3 S_i S_l n_i n_l J_m n_m \\ & + B_4 J_i n_i + B_5 S_i J_m e_{iml} n_l S_p n_p + \dots, \end{aligned} \quad (174)$$

где три точки обозначают члены, содержащие произведения S_i и J_i до $2S$ и $2J$; члены, содержащие A и A_i , вызваны сильными Р-, Т-четными взаимодействиями, слагаемые, содержащие B , B_2 , B_3 , B_4 , связаны с Р-нечетными Т-четными, B_1 – с Р-нечетными Т-нечетными, и B_5 соответствует Р-четным Т-нечетным взаимодействиям, \vec{S} – это спин частицы, падающей на мишень.

При усреднении \hat{F} с использованием спиновой матрицы плотности ядер мишени можно найти явный вид когерентной упругой амплитуды рассеяния на угол ноль, и, следовательно, показатель преломления и волновую функцию частицы в мишени. Согласно (174), для частиц со спином $S > 1/2$ появляются дополнительные члены, которые содержат операторы спина в квадрате и более высоких степенях.

Выясним физический смысл этих членов. Сначала следует обратить внимание на то, что даже в случае неполяризованной мишени амплитуда $\hat{f}(0)$ зависит от оператора спина падающей частицы и, когда ось квантования z направлена вдоль \vec{n} , может быть записана следующим образом:

$$\hat{f}(0) = d + d_1 S_z^2 + d_2 S_z^4 \dots + d_s S_z^{2s}. \quad (175)$$

Рассмотрим конкретный случай сильных взаимодействий, инвариантных относительно обращения времени и пространственной инверсии: по этой причине члены с нечетными степенями S отброшены. Согласно (1), показатель преломления имеет вид:

$$\hat{N} = 1 + \frac{2\pi\rho}{k^2}(d + d_1 S_z^2 + d_2 S_z^4 \dots + d_s S_z^{2s}). \quad (176)$$

Выражение (176) указывает на зависимость показателя преломления частицы со спином $S > 1/2$ от ориентации спина относительно направления импульса. Обозначим магнитное квантовое число m , тогда показатель преломления частицы в состоянии, которое является собственным состоянием оператора S_z проекции спина на ось z , равен

$$N(m) = 1 + \frac{2\pi\rho}{k^2}(d + d_1 m^2 + d_2 m^4 + \dots + d_s m^{2s}). \quad (177)$$

Согласно (177), состояния частицы с квантовыми числами m и $(-m)$ имеют одинаковые показатели преломления. Для частицы со спином 1 (например, J/ψ частицы, дейтрона) и для частицы со спином $3/2$ (например, ядра ^{21}Ne , Ω^- гиперона) показатель преломления имеет вид:

$$N(m) = 1 + \frac{2\pi\rho}{k^2}(d + d_1 m^2). \quad (178)$$

Видно, что $\text{Re}N(\pm 1) \neq \text{Re}N(0)$; $\text{Im}N(\pm 1) \neq \text{Im}N(0)$; $\text{Re}N(\pm 3/2) \neq \text{Re}N(\pm 1/2)$; $\text{Im}N(\pm 3/2) \neq \text{Im}N(\pm 1/2)$.

Отсюда следует, что для частиц со спином $S > 1/2$ спиновый дихроизм возникает даже в неполяризованной мишени: изначально неполяризованный пучок, проходя через вещество, приобретает поляризацию (или, точнее, выстроенность) благодаря разнице в поглощении [89, 109].

С учетом вышеприведенного анализа из (176)–(178) следует, что движущаяся в среде частица со спином $S \geq 1$ обладает потенциальной энергией:

$$\begin{aligned} \hat{U} &= -\frac{2\pi\hbar^2\rho}{M}(d + d_1 S_z^2 + d_2 S_z^4 + \dots), \\ U(m) &= -\frac{2\pi\hbar^2\rho}{M}(d + d_1 m^2 + d_2 m^4 + \dots). \end{aligned}$$

Энергия взаимодействия \hat{U} частицы с веществом аналогична энергии взаимодействия атома со спином $S \geq 1$ с электрическим полем.

В результате спиновые уровни частицы в среде расщепляются аналогично штарковскому расщеплению атомных уровней в электрическом поле. Следовательно, можно сказать, что частица со спином $S \geq 1$, движущаяся в веществе, испытывает влияние определенного псевдоэлектрического поля.

Поскольку известна явная спиновая зависимость показателя преломления, то известна и волновая функция ψ , а значит для каждого конкретного случая можно найти все спиновые характеристики пучка в мишени на глубине z .

6.1. Поворот и осцилляции спина дейтрона в неполяризованной среде и спиновый дихроизм (явление двулучепреломления)

Остановимся далее на прохождении дейтронов через вещество. Согласно (178), для состояний с $m = +1$ и $m = -1$ показатели преломления одинаковы, а для состояний с $m = \pm 1$ и $m = 0$ они различны ($\text{Re}N(\pm 1) \neq \text{Re}N(0)$ and $\text{Im}N(\pm 1) \neq \text{Im}N(0)$). Как указывалось выше, это можно объяснить тем, что форма дейтрона в основном состоянии несферична (см. Рис. 12, 13): поэтому сечение рассеяния $\sigma_{\pm 1}$ для дейтрона в состоянии с $m = \pm 1$ (спин дейтрона параллелен (антипараллелен) его импульсу \vec{k}) не равно сечению рассеяния σ_0 для дейтрона в состоянии с $m = 0$:

$$\sigma_{\pm 1} \neq \sigma_0 \Rightarrow \text{Im}f_{\pm 1}(0) = \frac{k}{4\pi}\sigma_{\pm 1} \neq \text{Im}f_0(0) = \frac{k}{4\pi}\sigma_0. \quad (179)$$

В соответствии с дисперсионным соотношением $\text{Re}f(0) \sim \Phi(\text{Im}f(0))$, hence $\text{Re}f_0(0) \neq \text{Re}f_{\pm 1}(0)$

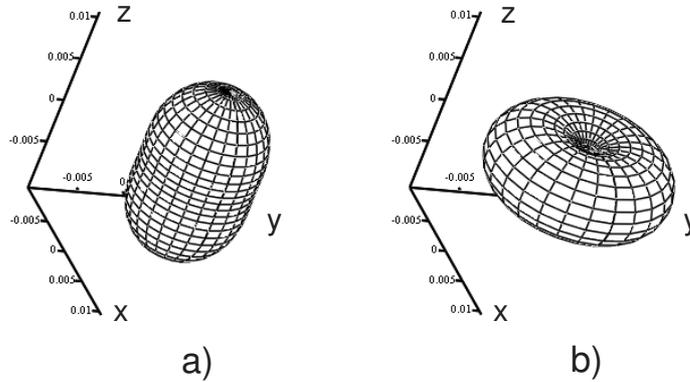


Figure 12. Квадрат модуля волновой функции дейтрона в основном состоянии при расстоянии между нуклонами 1.8 фм с а) $m = \pm 1$; б) $m = 0$

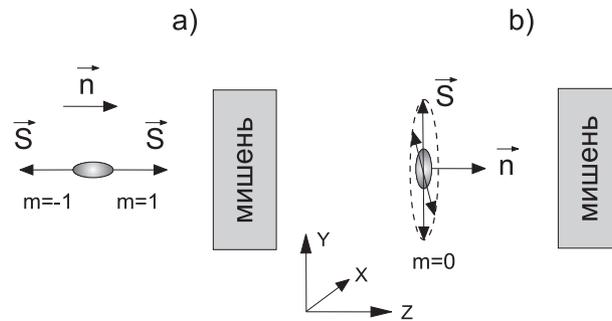


Figure 13. Две возможные ориентации векторов \vec{S} и $\vec{n} = \frac{\vec{k}}{k}$: а) $m = \pm 1$; б) $m = 0$

Из вышеизложенного следует, что спиновый дихроизм дейтрона появляется даже при его прохождении через неполяризованную мишень: благодаря тому, что поглощение зависит от ориентации спина дейтрона, изначально неполяризованный пучок приобретает выстроенность.

Рассмотрим спиновое состояние дейтрона в мишени: оно описывается его векторной и тензорной поляризациями $\vec{p} = \langle \vec{S} \rangle$ и $p_{ik} = \langle Q_{ik} \rangle$, соответственно. По мере движения дейтрона в веществе его вектор и тензор поляризации изменяются. Чтобы найти \vec{p} и p_{ik} необходимо знать явный вид спиновой волновой функции дейтрона ψ .

Волновая функция дейтрона, прошедшего в мишени расстояние z имеет вид:

$$\psi(z) = \exp\left(ik\hat{N}z\right)\psi_0, \quad (180)$$

где ψ_0 – волновая функция дейтрона до его влета в мишень. Волновая функция ψ может быть записана в виде суперпозиции базисных спиновых функций χ_m , которые являются собственными функциями операторов \hat{S}^2 и \hat{S}_z ($\hat{S}_z\chi_m = m\chi_m$):

$$\psi = \sum_{m=\pm 1,0} a^m \chi_m. \quad (181)$$

Следовательно,

$$\psi = \begin{pmatrix} a^1 \\ a^0 \\ a^{-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ae^{i\delta_1}e^{ikN_1z} \\ be^{i\delta_0}e^{ikN_0z} \\ ce^{i\delta_{-1}}e^{ikN_{-1}z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ae^{i\delta_1}e^{ikN_1z} \\ be^{i\delta_0}e^{ikN_0z} \\ ce^{i\delta_{-1}}e^{ikN_1z} \end{pmatrix}, \quad (182)$$

согласно сказанному выше $N_1 = N_{-1}$.

Пусть плоскость (yz) совпадает с плоскостью, образованной исходным вектором поляризации $\vec{p}_0 \neq 0$ и импульсом \vec{k} дейтрона. В этом случае

$$\delta_1 - \delta_0 = \delta_0 - \delta_{-1} = \frac{\pi}{2},$$

и компоненты вектора поляризации при $z = 0$ равны $p_x = 0, p_y \neq 0$, и $p_z \neq 0$.

Компоненты вектора поляризации

$$\vec{p} = \langle \vec{S} \rangle = \frac{\langle \Psi | \vec{S} | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle}$$

внутри мишени имеют вид:

$$\begin{aligned} p_x &= \frac{\sqrt{2}e^{-\frac{1}{2}\rho(\sigma_0+\sigma_1)z}b(a-c)\sin\left(\frac{2\pi\rho}{k}\text{Red}_1z\right)}{\langle \Psi | \Psi \rangle}, \\ p_y &= \frac{\sqrt{2}e^{-\frac{1}{2}\rho(\sigma_0+\sigma_1)z}b(a+c)\cos\left(\frac{2\pi\rho}{k}\text{Red}_1z\right)}{\langle \Psi | \Psi \rangle}, \\ p_z &= \frac{e^{\rho\sigma_1z}(a^2-c^2)}{\langle \Psi | \Psi \rangle}. \end{aligned} \quad (183)$$

Аналогично, компоненты тензора поляризации

$$\hat{Q}_{ij} = \frac{3}{2} \left(\hat{S}_i \hat{S}_j + \hat{S}_j \hat{S}_i - \frac{4}{3} \delta_{ij} \right)$$

выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned}
 p_{xx} &= \frac{-\frac{1}{2}(a^2 + c^2)e^{-\rho\sigma_1 z} + b^2 e^{-\rho\sigma_0 z} - 3ace^{-\rho\sigma_1 z}}{\langle \Psi | \Psi \rangle}, \\
 p_{yy} &= \frac{-\frac{1}{2}(a^2 + c^2)e^{-\rho\sigma_1 z} + b^2 e^{-\rho\sigma_0 z} + 3ace^{-\rho\sigma_1 z}}{\langle \Psi | \Psi \rangle}, \\
 p_{zz} &= \frac{(a^2 + c^2)e^{-\rho\sigma_1 z} - 2b^2 e^{-\rho\sigma_0 z}}{\langle \Psi | \Psi \rangle}, \\
 p_{xy} &= 0, \\
 p_{xz} &= \frac{\frac{3}{\sqrt{2}}e^{-\frac{1}{2}\rho(\sigma_0 + \sigma_1)z} b(a + c) \sin\left(\frac{2\pi\rho}{k} \text{Red}_1 z\right)}{\langle \Psi | \Psi \rangle}, \\
 p_{yz} &= \frac{\frac{3}{\sqrt{2}}e^{-\frac{1}{2}\rho(\sigma_0 + \sigma_1)z} b(a - c) \cos\left(\frac{2\pi\rho}{k} \text{Red}_1 z\right)}{\langle \Psi | \Psi \rangle}, \\
 p_{xx} + p_{yy} + p_{zz} &= 0, \tag{184}
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 \langle \Psi | \Psi \rangle &= (a^2 + c^2)e^{-\rho\sigma_1 z} + b^2 e^{-\rho\sigma_0 z}, \\
 \sigma_0 &= \frac{4\pi}{k} \text{Im}f_0, \quad \sigma_1 = \frac{4\pi}{k} \text{Im}f_1, \\
 f_0 &= d, \quad f_1 = d + d_1. \tag{185}
 \end{aligned}$$

Согласно (183), (184), поворот и осцилляции спина происходят, когда угол между вектором поляризации \vec{p} и импульсом \vec{k} частицы не равен $\pi/2$. Величина эффекта определяется фазой

$$\varphi = \frac{2\pi\rho}{k} \text{Red}_1 z. \tag{186}$$

Пусть, например, $\text{Red}_1 > 0$. Если угол между вектором поляризации и импульсом острый, то спин поворачивается вокруг направления импульса против часовой стрелки, а при тупом угле между вектором поляризации и импульсом поворот спина происходит по часовой стрелке.

Когда вектор поляризации и импульс перпендикулярны друг другу (поперечно поляризованная частица), компоненты векторной поляризации при $z = 0$ имеют значения: $p_x = 0$, $p_y \neq 0$ и $p_z = 0$. В этом случае $a = c$, и зависимость векторной поляризации от z может быть

выражена следующим образом:

$$\begin{aligned}
 p_x &= 0, \\
 p_y &= \frac{\sqrt{2}e^{-\frac{1}{2}\rho(\sigma_0+\sigma_1)z}2ba \cos\left(\frac{2\pi\rho}{k}\text{Red}_1z\right)}{\langle\Psi|\Psi\rangle}, \\
 p_z &= 0, \\
 p_{xx} &= \frac{-4a^2e^{-\rho\sigma_1z} + b^2e^{-\rho\sigma_0z}}{\langle\Psi|\Psi\rangle}, \\
 p_{yy} &= \frac{2a^2e^{-\rho\sigma_1z} + b^2e^{-\rho\sigma_0z}}{\langle\Psi|\Psi\rangle}, \\
 p_{zz} &= \frac{2a^2e^{-\rho\sigma_1z} - 2b^2e^{-\rho\sigma_0z}}{\langle\Psi|\Psi\rangle}, \\
 p_{xz} &= \frac{\frac{3}{\sqrt{2}}e^{-\frac{1}{2}\rho(\sigma_0+\sigma_1)z}2ab \sin\left(\frac{2\pi\rho}{k}\text{Red}_1z\right)}{\langle\Psi|\Psi\rangle},
 \end{aligned} \tag{187}$$

$$\begin{aligned}
 p_{yz} &= 0, \\
 p_{xx} + p_{yy} + p_{zz} &= 0.
 \end{aligned} \tag{188}$$

Согласно (188), когда поперечно поляризованный дейтрон проходит через вещество, поворот не возникает, а происходят осцилляции вектора и тензора поляризации. Осцилляции $\langle S_x \rangle$ и Q_{yz} происходят в противофазе.

Таким образом, если при влете частицы в мишень разность $\delta_1 - \delta_0$ равна нулю, и, следовательно, $\langle S_x \rangle = 1$ и $Q_{yz} = 0$, то после прохождения пути длиной $l_{1/4} = k(4\rho\text{Red}_1)^{-1}$ вектор поляризации становится равным нулю, а Q_{yz} достигает своего максимального значения. При дальнейшем увеличении длины пути вектор поляризации меняет знак, а Q_{yz} начинает уменьшаться, и когда эта четверть периода завершится, $\langle S_x \rangle$ достигает максимального значения, в то время как Q_{yz} становится равной нулю, и так далее. Прохождение полного периода (четырёх четвертей), возвращает спиновую систему в исходное состояние, в котором частица влетала в мишень. Таким образом, происходит переход между векторной и тензорной поляризациями частицы. Этот эффект аналогичен известному оптическому явлению двулучепреломления в исландском шпате: после прохождения четвертьволновой пластинки, свет с правой круговой поляризацией становится линейно поляризованным. С увеличением толщины пластинки степень линейной поляризации уменьшается, и появляется фотон с левой круговой поляризацией. После прохождения следующей четверти периода левая круговая поляризация фотона достигает своего максимального значения, в то время как его линейная поляризация исчезает.

Эффект двойного лучепреломления дейтронов в веществе кинематически аналогичен осцилляциям атомного спина в электрическом поле, которые возникают из-за квадратичного штарковского расщепления атомных уровней. Как было отмечено выше, это позволяет утверждать, что явление двойного лучепреломления вызвано псевдоэлектрическим полем, действующим на частицу в среде.

6.2. Эффект появления тензорной поляризации у неполяризованного пучка, движущегося в неполяризованной среде

Эффект двулучепреломления частиц, в частности, эффект появления тензорной поляризации у первоначально неполяризованного пучка в реальном эксперименте может быть наиболее

наглядно описан с использованием спиновой матрицы плотности [36, 111].

Для дейтронов (спин $S = 1$) спиновая матрица плотности до влета пучка мишень может быть записана в следующем виде:

$$\hat{\rho}_0 = \frac{1}{3}\hat{I} + \frac{1}{2}\vec{P}_0\hat{S} + \frac{1}{9}P_{ik}^{(0)}\hat{Q}_{ik}, \quad (189)$$

где \hat{I} – единичная матрица, \vec{P}_0 и $P_{ik}^{(0)}$ – вектор и тензор поляризации пучка, падающего на мишень, соответственно. Используя (180) можно записать матрицу плотности пучка дейтронов в мишени следующим образом:

$$\hat{\rho} = e^{ik\hat{N}z}\hat{\rho}_0e^{-ik\hat{N}^*z}. \quad (190)$$

В результате получаем:

$$\vec{p} = \langle \vec{S} \rangle = \frac{Tr(\hat{\rho}\hat{S})}{Tr(\hat{\rho})}, \quad p_{ik} = \langle Q_{ik} \rangle = \frac{Tr(\hat{\rho}\hat{Q}_{ik})}{Tr(\hat{\rho})}, \quad (191)$$

где $i, k = x, y, z$.

В случае тонких мишеней векторная и тензорная поляризации дейтрона внутри мишени в первом приближении по $e^{ik(\hat{N}-1)z} \approx 1 + ik(\hat{N}-1)z$ могут быть выражены следующим образом:

$$\begin{aligned} p_x &= \frac{[1 - \frac{1}{2}\rho z(\sigma_0 + \sigma_1)]p_{x,0} + \frac{4}{3}\frac{\pi\rho z}{k}\text{Red}_1 p_{zy,0}}{Tr\hat{\rho}\hat{I}}, \\ p_y &= \frac{[1 - \frac{1}{2}\rho z(\sigma_0 + \sigma_1)]p_{y,0} - \frac{4}{3}\frac{\pi\rho z}{k}\text{Red}_1 p_{zx,0}}{Tr\hat{\rho}\hat{I}}, \\ p_z &= \frac{(1 - \rho\sigma_1 z)p_{z,0}}{Tr\hat{\rho}\hat{I}}, \\ p_{xx} &= \frac{(1 - \rho\sigma_1 z)p_{xx,0} + \frac{1}{3}\rho z(\sigma_1 - \sigma_0) - \frac{1}{3}\rho z(\sigma_1 - \sigma_0)p_{zz,0}}{Tr\hat{\rho}\hat{I}}, \\ p_{yy} &= \frac{(1 - \rho\sigma_1 z)p_{yy,0} + \frac{1}{3}\rho z(\sigma_1 - \sigma_0) - \frac{1}{3}\rho z(\sigma_1 - \sigma_0)p_{zz,0}}{Tr\hat{\rho}\hat{I}}, \\ p_{zz} &= \frac{[1 - \frac{1}{3}\rho z(2\sigma_0 + \sigma_1)]p_{zz,0} - \frac{2}{3}\rho z(\sigma_1 - \sigma_0)}{Tr\hat{\rho}\hat{I}}, \\ p_{xy} &= \frac{(1 - \rho\sigma_1 z)p_{xy,0}}{Tr\hat{\rho}\hat{I}}, \\ p_{xz} &= \frac{[1 - \frac{1}{2}\rho z(\sigma_0 + \sigma_1)]p_{xz,0} + 3\frac{\pi\rho z}{k}\text{Red}_1 p_{y,0}}{Tr\hat{\rho}\hat{I}}, \\ p_{yz} &= \frac{[1 - \frac{1}{2}\rho z(\sigma_0 + \sigma_1)]p_{yz,0} - 3\frac{\pi\rho z}{k}\text{Red}_1 p_{x,0}}{Tr\hat{\rho}\hat{I}}, \end{aligned} \quad (192)$$

где

$$Tr\hat{\rho}\hat{I} = 1 - \frac{\rho z}{3}(2\sigma_1 + \sigma_0) - \frac{\rho z}{3}(\sigma_1 - \sigma_0)p_{zz,0}.$$

Если пучок изначально не поляризован ($p_{x,0} = p_{y,0} = p_{z,0} = p_{xx,0} = p_{yy,0} = p_{zz,0} = p_{xy,0} = p_{xz,0} = p_{yz,0} = 0$), то, после прохождения через неполяризованную мишень толщиной z , пучок дейтронов приобретает тензорную поляризацию:

$$\begin{aligned} p_{zz} &\approx -\frac{2}{3}\rho z (\sigma_1 - \sigma_0) = -\frac{2}{3}\rho\sigma z \frac{\Delta\sigma}{\sigma}, \\ p_{xx} = p_{yy} &\approx \frac{1}{3}\rho\sigma z \frac{\Delta\sigma}{\sigma}. \end{aligned} \quad (193)$$

Векторная поляризация остается равной нулю.

Выражение для тензорной поляризации (193) может быть также получено с другой точки зрения. Пусть пучок дейтронов в спиновом состоянии с $m = 1$ проходит через мишень. Интенсивность пучка изменяется следующим образом: $I_1(z) = I_1^0 e^{-\sigma_1 \rho z}$, где I_1^0 — интенсивность пучка до входа в мишень. Аналогично, для состояний $m = -1$ и $m = 0$ интенсивности изменяются как $I_{-1}(z) = I_{-1}^0 e^{-\sigma_{-1} \rho z}$ и $I_0(z) = I_0^0 e^{-\sigma_0 \rho z}$, где I_{-1}^0 и I_0^0 — интенсивности пучков до входа в мишень, соответственно.

Рассмотрим прохождение неполяризованного пучка дейтронов через неполяризованную мишень. неполяризованный пучок дейтронов можно представить как совокупность трёх поляризованных пучков с равными интенсивностями: $I = I_1^0 + I_{-1}^0 + I_0^0$, $I_{\pm 1}^0 = I_0^0 = I/3$.

В реальном эксперименте выполняется условие $\sigma_{\pm 1,0} \rho z \ll 1$ и изменение интенсивности каждого из пучков может быть выражено как: $I_{\pm 1}(z) = I_{\pm 1}^0 (1 - \sigma_{\pm 1} \rho z)$ и $I_0(z) = I_0^0 (1 - \sigma_0 \rho z)$.

В соответствии с [116], тензорная поляризация пучка может быть записана в виде:

$$p_{zz} = \frac{I_{-1} + I_1 - 2I_0}{I_{-1} + I_1 + I_0}.$$

Тензорная поляризация, возникающая вследствие спинового дихроизма дейтрона у изначально неполяризованного пучка дейтронов, проходящего через мишень толщиной L , имеет вид:

$$\begin{aligned} p_{zz}(L) &= \frac{I_{-1}(L) + I_1(L) - 2I_0(L)}{I_{-1}(L) + I_1(L) + I_0(L)} \\ &\approx \frac{2N_a L (\sigma_0 - \sigma_{\pm 1})}{3M_r} = -\frac{8\pi N_a L \text{Im}(d_1)}{3kM_r}, \end{aligned} \quad (194)$$

где N_a — число Авогадро, L — толщина мишени в г/см², M_r — молярная масса вещества мишени.

Следует отметить, что дейтрон, проходя через мишень, теряет энергию за счёт ионизации вещества; учитывая изменение энергии, тензорную поляризацию можно записать в виде:

$$\begin{aligned} p_{zz}(L) &= \frac{2N_a}{3M_r} \int_0^L (\sigma_0(E(L')) - \sigma_{\pm 1}(E(L'))) dL' \\ &= -\frac{8\pi N_a}{3M_r} \int_0^L \frac{\text{Im}(d_1(E(L')))}{k(L')} dL'. \end{aligned} \quad (195)$$

Согласно выражению (195), мнимая часть зависящей от спин амплитуды рассеяния вперед может непосредственно быть измерена в эксперименте с проходящим пучком путём регистрации тензорной поляризации пучка дейтронов, возникающей вследствие спинового дихроизма дейтрона.

Таким образом, теоретический анализ прохождения пучка дейтронов через неполяризованную мишень предсказывают появление тензорной поляризации в прошедшем пучке, обусловленной спиновым дихроизмом дейтрона.

6.3. Амплитуда упругого рассеяния дейтрона ядром на угол ноль

Рассмотрим подробнее возможную величину эффекта двулучепреломления дейтрона. Согласно формулам (183), (184), (187), (188), явление двулучепреломления зависит от амплитуд когерентного упругого рассеяния дейтрона ядром на угол ноль $f(m = \pm 1)$ и $f(m = 0)$.

Чтобы найти амплитуду $f(0)$ следует начать с рассмотрения гамильтониана H , описывающего взаимодействие дейтрона с ядром [89, 109].

Гамильтониан H может быть записан в виде:

$$H = H_D(\vec{r}_p, \vec{r}_n) + H_N(\{\xi_i\}) + V_{DN}(\vec{r}_p, \vec{r}_n, \{\xi_i\}), \quad (196)$$

где H_D — гамильтониан дейтрона, H_N — гамильтониан ядра, V_{DN} обозначает энергию ядерного и кулоновского взаимодействия дейтрона с ядром; r_p и r_n — координаты протона и нейтрона, составляющих дейтрон; $\{\xi_i\}$ — множество координат нуклонов.

Введя координату центра масс дейтрона \vec{R} и относительное расстояние между протоном и нейтроном в дейтроне $\vec{r} = \vec{r}_p - \vec{r}_n$, запишем выражение (196) в виде:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m_D} \Delta(\vec{R}) + H_D(\vec{r}) + H_N(\{\xi_i\}) + V_{DN}^N(\vec{R}, \vec{r}, \{\xi_i\}) + V_{DN}^C(\vec{R}, \vec{r}, \{\xi_i\}), \quad (197)$$

где гамильтониан $H_D(\vec{r})$ описывает внутреннее состояние дейтрона; m_D — масса дейтрона.

Согласно (197), рассеяние дейтрона ядром определяется двумя взаимодействиями — ядерным и кулоновским. В данном разделе ограничимся получением амплитуды упругого рассеяния дейтрона с энергией порядка сотен МэВ на лёгком ядре за счёт чисто ядерного взаимодействия (член V_{DN}^C в выражении (197) мы опустим). При более низких энергиях учёт кулоновского взаимодействия становится необходимым [117].

Далее учтём, что для дейтронов с энергией несколько десятков МэВ, которая значительно превышает энергию связи дейтрона ε_d , время ядерного взаимодействия дейтрона с ядром составляет $\tau^N \simeq 5 \cdot 10^{-22}$ с, тогда как характерный период колебаний нуклонов в дейтроне равен $\tau \simeq 2\pi\hbar/\varepsilon_d \simeq 2 \cdot 10^{-21}$ с. Следовательно, применимо импульсное приближение [15].

В этом приближении можно пренебречь энергией связи нуклонов в дейтроне, то есть отбросить член $H_D(\vec{r})$ в выражении (197). В результате получаем следующее выражение для гамильтониана:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m_D} \Delta(\vec{R}) + H_N(\{\xi_i\}) + V_{DN}^N(\vec{R}, \vec{r}, \{\xi_i\}). \quad (198)$$

Как видно, в импульсном приближении задача нахождения амплитуды рассеяния сводится к задаче рассеяния ядром бесструктурной частицы, имеющей ту же массу, что и дейтрон. В этом случае координата \vec{r} выступает в качестве параметра. Поэтому полученные соотношения для сечения рассеяния и амплитуды рассеяния на угол ноль следует усреднить по данному параметру. Для оценки величины эффекта также можно пренебречь спиновой зависимостью взаимодействия между нуклонами, поэтому для анализа величины амплитуды рассеяния вперед для быстрых дейтронов воспользуемся эйкональным приближением [118].

В этом приближении амплитуда когерентного рассеяния на угол ноль может быть записана в виде:

$$f(0) = \frac{k}{2\pi i} \int \left(e^{i\chi_D(\vec{b}, \vec{r})} - 1 \right) d^2b |\varphi(\vec{r})|^2 d^3r, \quad (199)$$

где k — волновое число дейтрона, \vec{b} — прицельный параметр, $\varphi(\vec{r})$ — волновая функция основного состояния дейтрона. Сдвиг фазы, вызванный рассеянием дейтрона на ядре углерода, имеет вид:

$$\chi_D = -\frac{1}{\hbar v} \int_{-\infty}^{+\infty} V_{DN}(\vec{b}, z', \vec{r}_\perp) dz', \quad (200)$$

вектор \vec{r}_\perp — компонента вектора \vec{r} , перпендикулярная импульсу падающего дейтрона; v — скорость дейтрона. Сдвиг фазы $\chi_D = \chi_1 + \chi_2$, где χ_1 и χ_2 — сдвиги фазы, обусловленные взаимодействиями протона и нейтрона с ядром, соответственно.

Для дейтрона вероятность $|\varphi(\vec{r})|^2$ различна для разных спиновых состояний, т.е. для состояний с магнитным квантовым числом $m = \pm 1$ вероятность равна $|\varphi_{\pm 1}(\vec{r})|^2$, тогда как для $m = 0$, она равна $|\varphi_0(\vec{r})|^2$.

Благодаря аддитивности сдвигов фазы, уравнение (199) может быть переписано в виде:

$$f(0) = \frac{k}{\pi} \int \left\{ t_1 \left(\vec{b} - \frac{\vec{r}_\perp}{2} \right) + t_2 \left(\vec{b} + \frac{\vec{r}_\perp}{2} \right) + 2it_1 \left(\vec{b} - \frac{\vec{r}_\perp}{2} \right) t_2 \left(\vec{b} + \frac{\vec{r}_\perp}{2} \right) \right\} \times |\varphi(\vec{r})|^2 d^2 b d^3 r, \quad (201)$$

где

$$t_{1(2)} = \frac{e^{i\chi_{1(2)}} - 1}{2i}.$$

Из (201) следует выражение для амплитуды:

$$f(0) = f_1(0) + f_2(0) + \frac{2ik}{\pi} \int t_1 \left(\vec{b} - \frac{\vec{r}_\perp}{2} \right) t_2 \left(\vec{b} + \frac{\vec{r}_\perp}{2} \right) |\varphi(\vec{r}_\perp, z)|^2 d^2 b d^2 r_\perp dz, \quad (202)$$

где

$$f_{1(2)}(0) = \frac{k}{\pi} \int t_{1(2)}(\vec{\xi}) d^2 \xi = \frac{m_D}{m_{p(n)}} f_{p(n)}(0)$$

и $f_{p(n)}(0)$ — амплитуда когерентного упругого рассеяния протона (нейтрона) ядром на угол ноль. Выражение (202) можно переписать как

$$f(0) = f_1(0) + f_2(0) + \frac{2ik}{\pi} \int t_1(\vec{\xi}) t_2(\vec{\eta}) \left| \varphi(\vec{\xi} - \vec{\eta}, z) \right|^2 d^2 \xi d^2 \eta dz. \quad (203)$$

Тогда из (203) получаем

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} f(0) &= \operatorname{Re} f_1(0) + \operatorname{Re} f_2(0) - \frac{2k}{\pi} \operatorname{Im} \int t_1(\vec{\xi}) t_2(\vec{\eta}) \\ &\times \left| \varphi(\vec{\xi} - \vec{\eta}, z) \right|^2 d^2 \xi d^2 \eta dz \\ \operatorname{Im} f(0) &= \operatorname{Im} f_1(0) + \operatorname{Im} f_2(0) + \frac{2k}{\pi} \operatorname{Re} \int t_1(\vec{\xi}) t_2(\vec{\eta}) \\ &\times \left| \varphi(\vec{\xi} - \vec{\eta}, z) \right|^2 d^2 \xi d^2 \eta dz. \end{aligned} \quad (204)$$

Согласно формулам (183), (184), поляризация дейтрона в мишени определяется разностью амплитуд $\operatorname{Re} f(m = \pm 1)$ и $\operatorname{Re} f(m = 0)$, и $\operatorname{Im} f(m = \pm 1)$ и $\operatorname{Im} f(m = 0)$. Из (201) следует, что

согласно [89, 109, 117]:

$$\begin{aligned} \text{Red}_1 &= -\frac{2k}{\pi} \text{Im} \int t_1(\vec{\xi}) t_2(\vec{\eta}) \left[\varphi_{\pm 1}^+ (\vec{\xi} - \vec{\eta}, z) \varphi_{\pm 1} (\vec{\xi} - \vec{\eta}, z) \right. \\ &\quad \left. - \varphi_0^+ (\vec{\xi} - \vec{\eta}, z) \varphi_0 (\vec{\xi} - \vec{\eta}, z) \right] d^2\xi d^2\eta dz \\ \text{Imd}_1 &= \frac{2k}{\pi} \text{Re} \int t_1(\vec{\xi}) t_2(\vec{\eta}) \left[\varphi_{\pm 1}^+ (\vec{\xi} - \vec{\eta}, z) \varphi_{\pm 1} (\vec{\xi} - \vec{\eta}, z) \right. \\ &\quad \left. - \varphi_0^+ (\vec{\xi} - \vec{\eta}, z) \varphi_0 (\vec{\xi} - \vec{\eta}, z) \right] d^2\xi d^2\eta dz. \end{aligned} \quad (205)$$

Отметим, что, согласно (205), зависящая от спина часть амплитуды рассеяния d_1 определяется эффектами перерассеяния сталкивающихся частиц.

При рассеянии дейтрона на лёгком ядре его характерный радиус значительно превышает радиус ядра. Поэтому, оценивая величину эффектов, при интегрировании можно считать, что функции t_1 и t_2 действуют на φ как δ -функция. Тогда

$$\begin{aligned} \text{Red}_1 &= -\frac{4\pi}{k} \text{Im} f_1(0) f_2(0) \int_0^\infty \left[\varphi_{\pm 1}^+ (0, z) \varphi_{\pm 1} (0, z) \right. \\ &\quad \left. - \varphi_0^+ (0, z) \varphi_0 (0, z) \right] dz, \\ \text{Imd}_1 &= \frac{4\pi}{k} \text{Re} f_1(0) f_2(0) \int_0^\infty \left[\varphi_{\pm 1}^+ (0, z) \varphi_{\pm 1} (0, z) \right. \\ &\quad \left. - \varphi_0^+ (0, z) \varphi_0 (0, z) \right] dz. \end{aligned} \quad (206)$$

Величина эффекта двулучепреломления определяется разностью

$$\left[\varphi_{\pm 1}^+ (0, z) \varphi_{\pm 1} (0, z) - \varphi_0^+ (0, z) \varphi_0 (0, z) \right],$$

то есть разностью распределений плотности нуклонов в дейтроне для различных ориентаций его спина. Как отмечалось выше, эффект спинового дихроизма (эффект двулучепреломления частиц и ядер) обусловлен внутренней анизотропией частиц (ядер) со спином $S \geq 1$. Поэтому величину эффекта всегда можно оценить, например, следующим образом: полное сечение умножить на степень асимметрии, возникающую из-за разности площадей (объёмов) сферических и эллипсоидальных форм ядра.

Структура волновой функции $\varphi_{\pm 1}$ хорошо известна [119]:

$$\varphi_m = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left\{ \frac{u(r)}{r} + \frac{1}{\sqrt{8}} \frac{W(r)}{r} \hat{S}_{12} \right\} \chi_m, \quad (207)$$

где $u(r)$ — радиальная волновая функция дейтрона, соответствующая S -волне; $W(r)$ — радиальная функция, соответствующая D -волне; оператор $\hat{S}_{12} = 6(\vec{\hat{S}}\vec{n}_r)^2 - 2\hat{S}^2$; $\vec{n}_r = \frac{\vec{r}}{r}$; $\vec{\hat{S}} = \frac{1}{2}(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2)$, и $\vec{\sigma}_{1(2)}$ — это спиновые матрицы Паули, описывающие спины протона (нейтрона).

Использование выражения (207) приводит к следующему результату:

$$\begin{aligned} \text{Red}_1 &= -\frac{6}{k} \text{Im} \{f_1(0) f_2(0)\} G = -\frac{24}{k} \text{Im} \{f_p(0) f_n(0)\} G, \\ \text{Imd}_1 &= \frac{6}{k} \text{Re} \{f_1(0) f_2(0)\} G = \frac{24}{k} \text{Re} \{f_p(0) f_n(0)\} G, \end{aligned} \quad (208)$$

где

$$G = \int_0^\infty \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{u(r)W(r)}{r^2} - \frac{1}{4} \frac{W^2(r)}{r^2} \right) dr.$$

Согласно оптической теореме

$$\text{Im } f_{p(n)}(0) = \frac{k_{p(n)}}{4\pi} \sigma_{p(n)},$$

где $\sigma_{p(n)}$ — это полное сечение рассеяния протона (нейтрона) на углероде и

$$k_{p(n)} = \frac{m_{p(n)}}{m_D} k \simeq \frac{1}{2} k.$$

В результате выражение (208) можно записать в виде

$$\text{Re } d_1 = -\frac{3}{\pi} (\text{Re } f_p(0)\sigma_n + \text{Re } f_n(0)\sigma_p) G \quad (209)$$

$$\text{Im } d_1 = \left(\frac{24}{k} \text{Re } f_p(0) \text{Re } f_n(0) - \frac{3k}{8\pi^2} \sigma_p \sigma_n \right) G. \quad (210)$$

Согласно (209), анализ эффекта двулучепреломления позволяет получить информацию о связи между действительными частями амплитуд рассеяния на угол ноль протона и нейтрона на ядре (или рассеяния нуклона на нуклоне в случае взаимодействия дейтронов с водородной мишенью). При известных амплитудах f_i и сечениях σ_i измерение d_1 позволяет измерить параметр G , характеризующий взаимодействие протона и нейтрона на близких расстояниях (см. пояснение к формуле (208)). Выражения (209), (210) позволили провести первые оценки величины эффекта и показать реальную возможность его экспериментального наблюдения [89, 109]. В частности, для фазы φ , определяющей угол поворота спина дейтрона, в диапазоне энергий до сотен МэВ при использовании углеродной мишени получено следующее значение:

$$\varphi = \frac{2\pi\rho z}{k} \text{Re } d_1 \simeq 10^{-3} z,$$

здесь путь, пройденный частицей в мишени, обозначен как z (в сантиметрах).

Величины дихроизма и тензорной поляризации, приобретаемые неполяризованным пучком после прохождения пути длиной z , составляют $P_{zz} \approx 10^{-2} z$.

Оценка величины эффекта, основанная на формулах эйконального приближения (201), не учитывает спиновую зависимость нуклон–нуклонного взаимодействия. Теория многократного рассеяния Глаубера, обобщённая на случай включения в нее спиновой зависимости нуклон–нуклонного взаимодействия, позволяет этот вклад учесть [120, 121]. В работе [106] был проведён анализ, содержащий указанную зависимость. Согласно этому анализу, спиновая зависимость нуклон–нуклонного взаимодействия влияет на эффект двулучепреломления в диапазоне энергий дейтрона ниже нескольких ГэВ таким образом, что оценки, выполненные в рамках упрощённого подхода, остаются справедливыми.

6.4. Первое наблюдение спинового дихроизма дейтронов в углеродной мишени

В 2003 году было впервые экспериментально обнаружено явление спинового дихроизма дейтронов — возникновение тензорной поляризации в пучке дейтронов, прошедшем через

углеродную мишень. Эксперимент был выполнен для дейтронов с энергией до 20 МэВ на тандемном ускорителе Ван-де-Граафа фирмы HVEC в Институте ядерной физики Кёльнского университета (Германия) [110–112]. Эти эксперименты показали, что при изменении энергии дейтронов в диапазоне 5–20 МэВ изменяются как величина, так и знак тензорной поляризации дейтронов, прошедших через углеродную мишень.

В 2007 году спиновый дихроизм и эффект возникновения тензорной поляризации для дейтронов с импульсом 5.5 ГэВ/с были обнаружены в экспериментах на выведенном пучке Нуклотрона (ОИЯИ, Дубна) при его прохождении через углеродную мишень [113]. Учёт как ядерного взаимодействия, так и кулоновского взаимодействия дейтрона с ядром позволяет описать смену знака тензорной поляризации, наблюдавшуюся в экспериментах при изменении энергии дейтронов в диапазоне 5 – 20 МэВ [89, 109, 117]. Однако величина наблюдаемого эффекта пока остаётся не объяснённой [122].

В области высоких энергий основной вклад в эффект двулучепреломления дейтронов в мишенях с легкими ядрами преимущественно обусловлен ядерным взаимодействием. Сравнение теоретических оценок [89, 109], учитывающих ядерное взаимодействие, с экспериментальными результатами работы [113] показывает их качественное согласие. Кроме того, знак эффекта, полученный в теоретических расчётах, совпадает со знаком, измеренным в эксперименте.

Важно добавить, что, как показано экспериментально, явление спинового дихроизма дейтронов может быть использовано для создания источников тензорно-поляризованных дейтронов [110–114, 122].

Таким образом, теоретически предсказанные явления спинового дихроизма и возникновения тензорной поляризации у дейтронов, проходящих через вещество [89, 109], были подтверждены экспериментально. Следует напомнить, что, помимо дихроизма, эффект двулучепреломления дейтронов сопровождается также осцилляциями (поворотом) спина и преобразованием векторной поляризации в тензорную и наоборот — эти явления всё еще ожидают экспериментального подтверждения

6.5. Поворот тензорной поляризации и осцилляции между векторной и тензорной поляризациями

Рассмотрим уравнения (192) более внимательно. Эти уравнения описывают изменение спиновых характеристик дейтрона (ядра со спином 1), движущегося в мишени. Изменение векторной поляризации при прохождении частицы через вещество описывается первыми тремя уравнениями для компонент поляризации p_x , p_y и p_z . Рассмотрим уравнения для p_x и p_y . Здесь и далее, если специально не оговорено, рассматривается случай тонкой мишени, для которой эффекты двулучепреломления малы.

$$\begin{aligned} p_x &= \frac{\left[1 - \frac{1}{2}\rho z (\sigma_0 + \sigma_1)\right] p_{x,0} + \frac{4}{3} \frac{\pi\rho z}{k} \text{Red}_1 p_{yz,0}}{\text{Tr} \hat{\rho} \hat{I}}, \\ p_y &= \frac{\left[1 - \frac{1}{2}\rho z (\sigma_0 + \sigma_1)\right] p_{y,0} - \frac{4}{3} \frac{\pi\rho z}{k} \text{Red}_1 p_{xz,0}}{\text{Tr} \hat{\rho} \hat{I}}. \end{aligned} \quad (211)$$

Согласно (211) при движении частицы через вещество тензорная поляризация ($p_{yz,0}$ и $p_{xz,0}$) приводит к повороту вектора поляризации. Рассмотрим пару уравнений (211) для компонент векторной поляризации p_x и p_y . Предположим, что при влете частицы в мишень компонента p_x равна нулю ($p_{x,0} = 0$). В этом случае и входящая в (211) компонента тензора поляризации p_{xz} равна нулю ($p_{xz,0} = 0$). Вектор поляризации лежит в плоскости

(y, z) (см. Рис. 14). Уравнения (211) для этого случая можно записать в виде:

$$\begin{aligned} p_x &= \frac{4\pi\rho z}{3k} \text{Red}_1 p_{yz,0}, \\ p_y &= \frac{\left[1 - \frac{1}{2}\rho z (\sigma_0 + \sigma_1)\right]}{\text{Tr}\hat{\rho}\hat{I}} p_{y,0}, \end{aligned} \quad (212)$$

Как видим, появление у вектора поляризации отличной от нуля компоненты p_x означает, что вектор поляризации повернулся. Угол поворота

$$\vartheta \approx \frac{p_x}{p_y} = \frac{4\pi\rho z}{3k} \text{Red}_1 \frac{p_{yz,0}}{p_{y,0}}.$$

В частном случае, когда состояние с $m = -1$ у волновой функции дейтрона отсутствует (амплитуда c в (182) равна нулю) отношение $\frac{p_{yz,0}}{p_{y,0}} = \frac{3}{2}$, тогда угол поворота равняется

$$\vartheta \approx 2\pi\lambda_c \frac{1}{\gamma} \text{Red}_1 z.$$

Предположим, что частица, влетающая в мишень, не обладает векторной поляризацией, но имеет тензорную поляризацию. В этом случае отличная от нуля тензорная поляризация вызывает появление векторной поляризации.

И наоборот, согласно выражениям (213), для тензорной поляризации имеем следующие соотношения:

$$\begin{aligned} p_{xz} &= \frac{\left[1 - \frac{1}{2}\rho z (\sigma_0 + \sigma_1)\right] p_{xz,0} + 3\frac{\pi\rho z}{k} \text{Red}_1 p_{y,0}}{\text{Tr}\hat{\rho}\hat{I}}, \\ p_{yz} &= \frac{\left[1 - \frac{1}{2}\rho z (\sigma_0 + \sigma_1)\right] p_{yz,0} - 3\frac{\pi\rho z}{k} \text{Red}_1 p_{x,0}}{\text{Tr}\hat{\rho}\hat{I}}. \end{aligned} \quad (213)$$

Векторная поляризация приводит к появлению компонент тензорной поляризации p_{yz} и p_{xz} , если влетающая в мишень частица ими не обладала. При этом компонента векторной поляризации $p_{x,0}$ приводит к появлению p_{yz} , а компонента $p_{y,0}$ — к появлению p_{xz} . Если обе компоненты тензорной поляризации $p_{yz,0}$ и $p_{xz,0}$ отличны от нуля при влете в мишень, то дополнительно возникает поворот. Эволюция векторной и тензорной поляризации спина подобна прецессии оси вращающегося и движущегося по сложной траектории волчка. Детальному рассмотрению этого вопроса будет посвящена отдельная работа.

Угол поворота вектора поляризации (тензора поляризации) для пучка дейтронов в мишени с плотностью ρ (числом ядер на см^3) и толщиной l , равен:

$$\vartheta = 2\pi\rho l\lambda_c \frac{1}{\gamma} \text{Red}_1 \simeq 10^{-3}l,$$

где $\lambda_c = \frac{\hbar}{Mc}$ — комптоновская длина волны.

Анализ показывает, что для дейтронов с энергией порядка нескольких ГэВ, проходящих через углеродную мишень толщиной в несколько ядерных длин, угол поворота вектора поляризации (тензора поляризации) составляет приблизительно $\vartheta \sim 1 \cdot 10^{-2}$ рад.

Угол между направлениями спина и импульса определяет направление вращения: для острого и тупого углов направления поворота противоположны (см. Рис. 14).

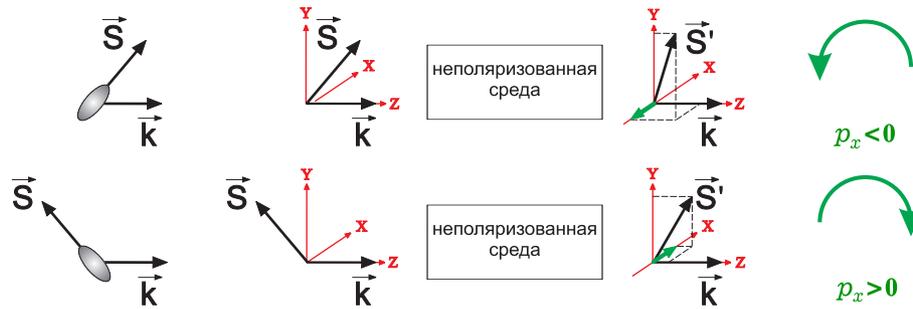


Figure 14. Для острого и тупого углов между направлениями спина и импульса направления поворота противоположны

Оценка величины эффекта поворота спина и тензорной поляризации для пучка дейтронов в углеродной мишени представлена в Таблице 2 для условий, аналогичных тем, в которых наблюдался дихроизм дейтронов [115], а именно: импульс дейтрона 5 ГэВ/с и толщина углеродной мишени $\rho l = 83 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$. В эксперименте [115] компонента тензорной поляризации p_{zz} была измерена и достигала значений до $p_{zz} \approx 0.1$, что соответствовало $\Delta\sigma/\sigma \approx 0.06$. Поворот вектора поляризации и тензора поляризации проявляется за счет приобретения компонент p_x и p_{xz} , оценка величины которых приведена в Таблице 2 для числа дейтронов в банче N_b . Оценки показывают, что время, необходимое для наблюдения обсуждаемых явлений для пучков поляризованных дейтронов на Нуклотрон М, составляет примерно 10–30 часов.

Table 2. Оценка эффекта поворота спина и тензорной поляризации дейтрона для углеродной мишени

N_b	σ , барн	ρl , г·см ⁻²	$\Delta\sigma/\sigma$	$\left \frac{\text{Re}(d_1)}{\text{Im}(d_1)} \right $	$\vartheta \approx \left \frac{p_x}{p_y} \right $
10^{10}	0.6	83	0.06	0.1	$4 \cdot 10^{-3}$

6.6. Явления спинового дихроизма, поворота спина и тензорной поляризации для тяжелых ядер

Все вышерассмотренные явления, обусловленные эффектом двулучепреломления (спиновый дихроизм, поворот спина и тензорной поляризации, а также взаимная конверсия векторной и тензорной поляризации), существуют для всех частиц, обладающих спином $S \geq 1$.

Важно отметить, что, как указывалось ранее, эффект двулучепреломления при прохождении частиц через неполяризованное вещество обусловлен их внутренней анизотропией. В случае ядер более тяжелых, чем дейтрон, эта анизотропия может быть заметно большей чем в случае дейтронов. Например, для ядра ^{21}Ne отличие формы ядра от сферической характеризуется величиной порядка 30 процентов. Значительная величина анизотропии имеется для многих ядер.

Поэтому изначально неполяризованный пучок тяжелых ядер со спином $S \geq 1$, проходящий через неполяризованную внешнюю мишень Нуклотрона, благодаря спиновому дихроизму приобретает тензорную поляризацию.

Например, пучок ядер ^{21}Ne , обладающего спином 3/2 и большой квадрупольной деформацией ($\beta_2=0.463$), приобретает тензорную поляризацию, величина которой тем выше, чем длиннее

путь ядер в мишени. Если толщина внешней мишени Нуклотрона $l = 4.6 \cdot L_{nuc}$, то проходящий через нее пучок ослабляется в 100 раз ($N/N_0 = 10^{-2}$); ослабление в 10^4 раз соответствует $l = 9.2 \cdot L_{nuc}$, здесь $L_{nuc} = \frac{1}{n\sigma}$ – ядерная длина, где n – число рассеивателей в мишени на один см³, σ – полное сечение рассеяния ^{21}Ne на ядрах мишени, а величина σnl имеет смысл толщины мишени в ядерных длинах.

Согласно оценкам [123, 125, 142] тензорная поляризация пучка ^{21}Ne в углеродной мишени оказывается равной $p_{zz} = 0.56$ при $\sigma nl = 4.6$ и $p_{zz} = 0.85$ при $\sigma nl = 9.2$. Оценки, проведенные В. Лебедевым и С. Шиманским для пучка ^{21}Ne проходящего через бериллиевую мишень толщиной 20 см дают похожий результат: можно получить тензорную поляризацию $p_{zz} \sim 0.4$ [124]. Все результаты собраны в Таблице 3 и показаны на Рис. 15, в расчетах предполагалось, что $\Delta\sigma/\sigma = 0.133$ и 0.128 для бериллиевой и углеродной мишени, соответственно.

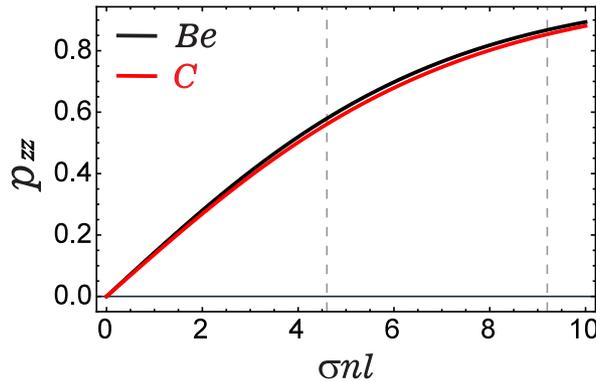


Figure 15. Зависимость тензорной поляризации p_{zz} , приобретаемой ядрами ^{21}Ne при прохождении через углеродную и бериллиевую мишени. Вертикальные пунктирные линии на графике отмечают толщину мишени, соответствующую $\sigma nl = 4.6$ и 9.2 т.е. ослаблению пучка в 100 и 10^4 раз, соответственно

Table 3. Оценки величины тензорной поляризации p_{zz} , приобретаемой ядрами ^{21}Ne при прохождении через углеродную и бериллиевую мишени для разных коэффициентов ослабления пучка

N/N_0	σnl	$p_{zz} (Be)$	$p_{zz} (C)$
10^{-2}	4.6	0.58	0.56
10^{-4}	9.2	0.87	0.85

Большая величина тензорной поляризации, возникающей вследствие спинового дихроизма для многих ядер, позволила В. Лебедеву и С. Шиманскому сформулировать идею использования ядер, приобретающих тензорную поляризацию при низких энергиях, для их дальнейшего ускорения и инжекции в кольцо NICA. Таким образом, появляется возможность изучения реакций, инициируемых при столкновениях пучков тензорно-поляризованных ядер.

Безусловно, необходимо также рассмотреть эксперименты с тяжелыми ядрами, позволяющие наблюдать эффекты поворота тензорной поляризации и её преобразования в векторную.

6.7. Возможности наблюдения спинового дихроизма на внутренней мишени Нуклотрона М

Рассмотрим движение пучка дейтронов в накопительном кольце при наличии внешних магнитных полей. Прецессия спина частицы, вызванная взаимодействием её магнитного момента с внешним магнитным полем, описывается уравнением Баргмана–Мишеля–Телегди [61, 127]:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = [\vec{p} \times \vec{\Omega}_0], \quad (214)$$

где t – время в лабораторной системе координат,

$$\vec{\Omega}_0 = \frac{e}{mc} \left[\left(a + \frac{1}{\gamma} \right) \vec{B} - a \frac{\gamma}{\gamma + 1} (\vec{\beta} \cdot \vec{B}) \vec{\beta} \right], \quad (215)$$

m – масса частицы, e – ее заряд, \vec{p} – вектор поляризации, γ – лоренц-фактор, $\vec{\beta} = \vec{v}/c$, \vec{v} – скорость частицы, $a = (g - 2)/2$, g – гиромагнитное отношение, \vec{B} – магнитное поле в точке нахождения частицы.

Тогда эволюция спина частицы описывается следующим уравнением:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{e}{mc} \left[\vec{p} \times \left\{ \left(a + \frac{1}{\gamma} \right) \vec{B} - a \frac{\gamma}{\gamma + 1} (\vec{\beta} \cdot \vec{B}) \vec{\beta} \right\} \right]. \quad (216)$$

Однако одного уравнения (216) недостаточно для описания эволюции спина в Нуклотроне с внутренней мишенью: его необходимо дополнить вкладом, обусловленным взаимодействием дейтрона с внутренней мишенью. Это взаимодействие описывается эффективной потенциальной энергией \hat{V} , которой обладает частица в среде [36, 89, 109]:

$$\hat{V} = -\frac{2\pi\hbar^2}{M} \rho \hat{f}(0), \quad (217)$$

где $\hat{f}(0)$ – амплитуда упругого когерентного рассеяния вперед, явное выражение для $\hat{f}(0)$ для частицы со спином $S \geq 1$ (см. (174)) было получено в [36, 89, 109]. В случае, если можно пренебречь слабым взаимодействием, выражение для амплитуды принимает следующий вид:

$$f(\hat{0}) = d + d_1 \left(\hat{S}\vec{n} \right)^2, \quad (218)$$

где \vec{n} – единичный вектор в направлении импульса частицы.

Матрицу плотности системы «пучок дейтронов + мишень» можно представить в виде [73]:

$$\hat{\rho} = \hat{\rho}_d \otimes \hat{\rho}_t, \quad (219)$$

где $\hat{\rho}_d$ – матрица плотности пучка дейтронов, $\hat{\rho}_t$ матрица плотности мишени. Матрица плотности пучка дейтронов имеет вид:

$$\hat{\rho}_d = I(\vec{k}) \left(\frac{1}{3} \hat{I} + \frac{1}{2} \vec{p}(\vec{k}) \hat{S} + \frac{1}{9} p_{ik}(\vec{k}) \hat{Q}_{ik} \right), \quad (220)$$

где $I(\vec{k})$ – интенсивность пучка, \vec{p} – вектор поляризации, p_{ik} – тензор поляризации пучка дейтронов.

Уравнение для матрицы плотности пучка дейтронов выглядит следующим образом:

$$\frac{d\hat{\rho}_d}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}_d] + \left(\frac{\partial \hat{\rho}_d}{\partial t} \right)_{col}, \quad (221)$$

где $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$.

Член, отвечающий за столкновения $\left(\frac{\partial \hat{\rho}_d}{\partial t} \right)_{col}$ можно найти, используя подход описанный в [73, 90, 91] (см. также раздел 5.4):

$$\left(\frac{\partial \hat{\rho}_d}{\partial t} \right)_{col} = vN Sp_t \left[\frac{2\pi i}{k} [\hat{F}(\theta=0)\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{F}^+(\theta=0)] + \int d\Omega' \hat{F}(\vec{k}', \vec{k}) \hat{\rho}(\vec{k}') \hat{F}^+(\vec{k}', \vec{k}) \right], \quad (222)$$

где $\vec{k}' = \vec{k} + \vec{q}$, \vec{q} – импульс, переданный падающей частицей среде, v – скорость падающей частицей, N число атомов в 1 см³ вещества, \hat{F} – амплитуда рассеяния, которая зависит от операторов спина дейтрона и ядер (атомов) среды, \hat{F}^+ – оператор, эрмитово сопряженный \hat{F} . Первый член в (222) описывает когерентное рассеяние частицы ядрами мишени, а второй – отвечает за многократное рассеяние.

Рассмотрим первый член в (222) более подробно:

$$\left(\frac{\partial \hat{\rho}_d}{\partial t} \right)_{col}^{(1)} = vN \frac{2\pi i}{k} [\hat{f}(0)\hat{\rho}_d - \hat{\rho}_d \hat{f}(0)^+]. \quad (223)$$

Амплитуда $\hat{f}(0)$ рассеяния вперед дейтрона в неполяризованной мишени может быть записана в виде:

$$\hat{f}(0) = Sp_t \hat{F}(0) \hat{\rho}_t. \quad (224)$$

В соответствии с (218) амплитуда имеет вид:

$$\hat{f}(0) = d + d_1 (\hat{S}\vec{n})^2, \quad (225)$$

где $\vec{n} = \vec{k}/k$, \vec{k} – импульс дейтрона.

В результате, выражение (223) может быть записано следующим образом:

$$\left(\frac{\partial \hat{\rho}_d}{\partial t} \right)_{col}^{(1)} = -\frac{i}{\hbar} (\hat{V}\hat{\rho}_d - \hat{\rho}_d \hat{V}^+). \quad (226)$$

где \hat{V} – описывается выражением (217).

Таким образом уравнение (221) может быть представлено в виде:

$$\frac{d\hat{\rho}_d}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}_d] - \frac{i}{\hbar} (\hat{V}\hat{\rho}_d - \hat{\rho}_d \hat{V}^+) + vN Sp_t \int d\Omega' \hat{F}(\vec{k}', \vec{k}) \hat{\rho}(\vec{k}') \hat{F}^+(\vec{k}', \vec{k}). \quad (227)$$

Последнее слагаемое, пропорциональное Sp_t , описывает многократное рассеяние и появляющуюся благодаря ему деполяризацию. В дальнейшем рассмотрим такую толщину мишени, которая позволяет этим слагаемым пренебречь.

Согласно (220) интенсивность пучка можно записать в виде:

$$I(t) = Sp_d \hat{\rho}_d. \quad (228)$$

Поэтому скорость изменения интенсивности определяется амплитудой рассеяния $\hat{f}(0)$:

$$\frac{dI}{dt} = vN \frac{2\pi i}{k} Sp_d \left[\hat{f}(0) \hat{\rho}_d - \hat{\rho}_d \hat{f}^+(0) \right]. \quad (229)$$

Подставляя (220) и (225) в (229), получаем скорость изменения интенсивности, обусловленную компонентами тензора поляризации следующим образом:

$$\frac{dI}{dt} = \frac{\chi}{3} [2 + p_{ik} n_i n_k] I(t) + \alpha I(t), \quad (230)$$

где параметры $\chi = -\frac{4\pi v N}{k} \text{Im} d_1 = -vN(\sigma_{\pm 1} - \sigma_0)$ и $\alpha = -\frac{4\pi v N}{k} \text{Im} d = -vN\sigma_0$ зависят от полных сечений рассеяния $\sigma_{\pm 1}$ и σ_0 для квантовых чисел $m = \pm 1$ и $m = 0$, соответственно.

Вектор поляризации \vec{p} пучка дейтронов имеет вид:

$$\vec{p} = \frac{Sp_d \hat{\rho}_d \hat{S}}{Sp_d \hat{\rho}_d} = \frac{Sp_d \hat{\rho}_d \hat{S}}{I(t)}. \quad (231)$$

Дифференциальное уравнение, описывающее вектор поляризации, можно получить из (231):

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{Sp_d (d\hat{\rho}_d/dt) \hat{S}}{I(t)} - \vec{p} \frac{Sp_d (d\hat{\rho}_d/dt)}{I(t)}. \quad (232)$$

Компоненты тензора поляризации p_{ik} определяются следующим образом:

$$p_{ik} = \frac{Sp_d \hat{\rho}_d \hat{Q}_{ik}}{Sp_d \hat{\rho}_d} = \frac{Sp_d \hat{\rho}_d \hat{Q}_{ik}}{I(t)}, \quad (233)$$

где оператор квадрупольной поляризации \hat{Q}_{ik} имеет вид: $\hat{Q}_{ik} = \frac{3}{2} \left(\hat{S}_i \hat{S}_k + \hat{S}_k \hat{S}_i - \frac{4}{3} \delta_{ik} \hat{I} \right)$.

Аналогично (232) эволюция тензора поляризации описывается следующим уравнением:

$$\frac{dp_{ik}}{dt} = \frac{Sp_d (d\hat{\rho}_d/dt) \hat{Q}_{ik}}{I(t)} - p_{ik} \frac{Sp_d (d\hat{\rho}_d/dt)}{I(t)}. \quad (234)$$

Объединение уравнений (220) и (214), (232) и (234), наряду с условием $p_{xx} + p_{yy} + p_{zz} = 0$, дает систему уравнений [73, 126], описывающую эволюцию как векторных, так и тензорных компонент поляризации дейтрона:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{e}{mc} \left[\vec{p} \times \left\{ \left(a + \frac{1}{\gamma} \right) \vec{B} - a \frac{\gamma}{\gamma+1} \left(\vec{\beta} \cdot \vec{B} \right) \vec{\beta} \right\} \right] + \\ + \frac{\chi}{2} (\vec{n} (\vec{n} \cdot \vec{p}) + \vec{p}) + \\ + \frac{\eta}{3} [\vec{n} \times \vec{n}'] - \frac{2\chi}{3} \vec{p} - \frac{\chi}{3} (\vec{n} \cdot \vec{n}') \vec{p}, \\ \frac{dp_{ik}}{dt} = - (\varepsilon_{jkr} p_{ij} \Omega_r + \varepsilon_{jir} p_{kj} \Omega_r) + \\ + \chi \left\{ -\frac{1}{3} + n_i n_k + \frac{1}{3} p_{ik} - \frac{1}{2} (n'_i n_k + n_i n'_k) + \frac{1}{3} (\vec{n} \cdot \vec{n}') \delta_{ik} \right\} + \\ + \frac{3\eta}{4} \left([\vec{n} \times \vec{p}]_i n_k + n_i [\vec{n} \times \vec{p}]_k \right) - \frac{\chi}{3} (\vec{n} \cdot \vec{n}') p_{ik}, \end{array} \right. \quad (235)$$

где $\vec{n} = \vec{k}/k$, $\eta = -\frac{4\pi N}{k} \text{Re} d_1$, $n'_i = p_{ik} n_k$, Ω_r – компоненты $\vec{\Omega}$ ($r = 1, 2, 3$ соответствуют x, y, z):

$$\vec{\Omega} = \frac{e}{mc} \left\{ \left(a + \frac{1}{\gamma} \right) \vec{B} - a \frac{\gamma}{\gamma+1} \left(\vec{\beta} \cdot \vec{B} \right) \vec{\beta} \right\}. \quad (236)$$

Теперь учтем, что в Нуклотроне мишень расположена на участке кольца, где магнитное поле отсутствует. В результате систему уравнений (235) удобно разбить на две системы: первая (см. (237)) описывает поведение спиновых характеристик пучка дейтронов на том участке и том интервале времени, где присутствует магнитное поле \vec{B} , но отсутствует мишень, а вторая (см. (238)) описывает спиновые характеристики внутри мишени, где нет магнитного поля.

$$\begin{cases} \frac{d\vec{p}}{dt} = [\vec{p} \times \vec{\Omega}], \\ \frac{dp_{ik}}{dt} = -(\varepsilon_{jkr}p_{ij}\Omega_r + \varepsilon_{jir}p_{kj}\Omega_r) \end{cases} \quad (237)$$

$$\begin{cases} \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{\chi}{2}(\vec{n}(\vec{n} \cdot \vec{p}) + \vec{p}) + \frac{\eta}{3}[\vec{n} \times \vec{n}'] - \frac{2\chi}{3}\vec{p} - \frac{\chi}{3}(\vec{n} \cdot \vec{n}')\vec{p}, \\ \frac{dp_{ik}}{dt} = \chi \left\{ -\frac{1}{3} + n_i n_k + \frac{1}{3}p_{ik} - \frac{1}{2}(n'_i n_k + n_i n'_k) + \frac{1}{3}(\vec{n} \cdot \vec{n}')\delta_{ik} \right\} + \\ + \frac{3\eta}{4}([\vec{n} \times \vec{p}]_i n_k + n_i [\vec{n} \times \vec{p}]_k) - \frac{\chi}{3}(\vec{n} \cdot \vec{n}')p_{ik}, \end{cases} \quad (238)$$

где $\vec{n} = \vec{k}/k$, $\eta = -\frac{4\pi N}{k} \text{Red}_1$, $n'_i = p_{ik}n_k$, $\chi = -\frac{4\pi v N}{k} \text{Imd}_1 = -vN(\sigma_1 - \sigma_0)$.

Пусть в момент времени t_0 мишень толщиной L помещается на пути пучка. В этот момент частицы, обладающие вектором поляризации \vec{p}_0 и тензором поляризации $p_{ik}^{(0)}$, пересекают границу мишени. После вхождения пучка в мишень спиновые характеристики \vec{p}_0 и $p_{ik}^{(0)}$ изменяются вследствие взаимодействия с мишенью в соответствии с формулами (238).

Если толщина мишени достаточно мала, чтобы на указанной толщине при одном прохождении частицы через нее изменения векторной и тензорной поляризации частицы были малы, то уравнения (238) могут быть решены с помощью теории возмущений. Следовательно, из (237) и (238) для спиновых характеристик частицы, вылетающей из мишени $\vec{p}(t_0 + \tau)$ и $p_{ik}(t_0 + \tau)$ можно записать:

$$\vec{p}(t_0 + \tau) = \vec{p}_0 + \frac{\chi}{2}(\vec{n}(\vec{n} \cdot \vec{p}_0) + \vec{p}_0)\tau + \frac{\eta}{3}[\vec{n} \times \vec{n}']\tau - \frac{2\chi}{3}\vec{p}_0\tau - \frac{\chi}{3}(\vec{n} \cdot \vec{n}')\vec{p}_0\tau, \quad (239)$$

$$\begin{aligned} p_{ik}(t_0 + \tau) &= p_{ik}^{(0)} + \chi \left[-\frac{1}{3} + n_i n_k + \frac{1}{3}p_{ik}^{(0)} - \frac{1}{2}(n'_{i0} n_k + n_i n'_{k0}) + \frac{1}{3}(\vec{n} \cdot \vec{n}')\delta_{ik} \right] \tau + \\ &+ \frac{3\eta}{4}([\vec{n} \times \vec{p}_0]_i n_k + n_i [\vec{n} \times \vec{p}_0]_k) \tau - \frac{\chi}{3}(\vec{n} \cdot \vec{n}')p_{ik}^{(0)}\tau, \end{aligned} \quad (240)$$

где \vec{p}_0 – поляризация пучка в момент времени t_0 , $n'_{i0} = p_{ik}^{(0)} n_k$, $p_{ik}^{(0)}$ – компоненты тензора поляризации в тот же момент времени, τ – интервал времени, в течение которого частица находится в мишени.

Дальнейшая эволюция \vec{p} и p_{ik} также определяется уравнениями (235). Спустя один период обращения T частица снова входит в мишень, обладая спиновыми параметрами $\vec{p}(t_0 + \tau + T)$ и $p_{ik}(t_0 + \tau + T)$, которые изменились по сравнению с их значениями в момент времени $(t_0 + \tau)$ вследствие поворота спина в магнитном поле кольца Нуклотрона. Эти новые значения могут быть использованы в качестве начальных условий при решении уравнений (238), то есть можно использовать решения (239) и (240) с заменой τ на $\tau + T$. Этот итерационный процесс может быть продолжен и далее.

Решения (239) и (240) приведены для одного оборота дейтронов в кольце. Частота прецессии спина и частота циклотронного движения частицы по орбите разные (на их отношение т.е. безразмерную спиновую частоту (spin tune), ограничения не накладываются). Поэтому после каждого оборота частицы в кольце компоненты векторной и тензорной поляризации, лежащие в плоскости орбиты в точке, в которой будет расположена мишень, не будут совпадать с начальными значениями в этой точке. Вследствие этого компонента вектора поляризации, лежащая в плоскости орбиты частицы, вращающейся в кольце, усредненная по времени большем периода вращения, обратится в ноль. Однако, в случае тензорной поляризации, ситуация совершенно иная: диагональные компоненты тензора поляризации, которые появляются вследствие эффекта спинового дихроизма у первоначально неполяризованного пучка, после усреднения по времени в ноль не обращаются! (см. раздел 6.9). Таким образом эффект спинового дихроизма возникает независимо от величины отношения частоты прецессии спина и частоты циклотронного движения частицы по орбите т.е. от величины безразмерной спиновой частоты.

6.8. Эволюция поляризационных характеристик пучка частиц во внутренней мишени Нуклотрона

В общем виде эволюция тензорной поляризации частиц во внешних полях описана в [128–130], описание тензорной поляризации частиц, движущихся в мишени в присутствии электромагнитных полей дано в [36, 73].

Для получения явных выражений операторов квантово-механической эволюции будем считать, что ось y направлена вдоль магнитного поля \vec{B} , а ось z параллельна импульсу частицы в момент её влета в мишень. Тогда часть гамильтониана, отвечающая за динамику спина частицы в мишени \hat{V} , может быть записаны следующим образом [36, 73]:

$$\hat{V} = -\frac{2\pi\hbar^2 N}{M\gamma} \hat{f}(0). \quad (241)$$

Слагаемое, приводящее к ларморовской прецессии спина в кольце, описывается гамильтонианом [132]:

$$\hat{H} = -\frac{e\hbar}{Mc} \left(\frac{g-2}{2} + \frac{1}{\gamma} \right) B_y \hat{S}_y. \quad (242)$$

Здесь N — число рассеивателей в 1 см^3 мишени, M — масса падающей частицы, γ — её лоренц-фактор, e — заряд частицы, g — g -фактор (для дейтрона $g \approx 0.86$), $\hat{f}(0) = d_0 + d_1 \hat{S}_z^2$ — амплитуда когерентного упругого рассеяния вперёд в системе отсчёта, связанной с мишенью. Отметим, что оператор \hat{V} неэрмитов ($\hat{V} \neq \hat{V}^+$), поскольку мнимые части параметров d_0 и d_1 отличны от нуля.

Поскольку время взаимодействия частицы с мишенью τ пренебрежимо мало по сравнению с периодом обращения в кольце T ($\tau \ll T$) и интервал времени, когда частица движется по накопительному кольцу вне мишени, равен $T - \tau \approx T$, то операторы эволюции после прохождения каждой из двух секций за один оборот имеют вид

$$\hat{U}_V = e^{-i\hat{V}\tau/\hbar} \quad (243)$$

и

$$\hat{U}_B = e^{-i\hat{H}T/\hbar}. \quad (244)$$

Следовательно оператор эволюции за один полный оборот в накопительном кольце выражается произведением $\hat{U}_1 = \hat{U}_B \hat{U}_V$, а после n оборотов определяется соотношением $\hat{U}^{(n)} = \hat{U}_1^n$.

Используя соотношения, справедливые для частиц со спином $S = 1$, а именно $\hat{S}_z^4 = \hat{S}_z^2$ и $\hat{S}_y^3 = \hat{S}_y$, операторы эволюции $\hat{U}_{B(V)}$ можно записать следующим образом:

$$\hat{U}_B = \hat{\mathbf{I}} + (\cos(\phi) - 1) \hat{S}_y^2 + i \sin(\phi) \hat{S}_y \quad (245)$$

и

$$\hat{U}_V = e^{i\alpha} \left(\hat{\mathbf{I}} + (e^{i\zeta} - 1) \hat{S}_z^2 \right), \quad (246)$$

где

$$\phi = \frac{e}{m\hbar} \left(\frac{g-2}{2} + \frac{1}{\gamma} \right) B_y T$$

это угол поворота спина вокруг направления магнитного поля за один оборот в накопительном кольце,

$$\alpha = \frac{2\pi\hbar N}{M\gamma} d_0 \tau \quad (247)$$

это комплексная величина, отвечающая за не зависящее от спина уменьшение интенсивности пучка; а

$$\zeta = \frac{2\pi\hbar N}{M\gamma} d_1 \tau \quad (248)$$

параметр, характеризующий спиновый дихроизм и поворот спина, наблюдаемые при однократном прохождении через мишень.

Пусть начальное состояние пучка частиц в накопительном кольце описывается матрицей плотности $\hat{\rho}_0$. Тогда средние значения p_{ij} декартовых компонент оператора квадрупольной поляризации [6, 73]:

$$\hat{Q}_{ij} = \frac{3}{2S(S-1)} \left(\hat{S}_i \hat{S}_j + \hat{S}_j \hat{S}_i - \frac{2}{3} \hat{S}^2 \delta_{ij} \right) \quad (249)$$

и средние значения p_i компонент спинового оператора \hat{S}_i можно записать как:

$$p_{ij} = \frac{\text{Sp}(\hat{\rho}^{(n)} \hat{Q}_{ij})}{\text{Sp}(\hat{\rho}^{(n)})} \quad (250)$$

и

$$p_i = \frac{\text{Sp}(\hat{\rho}^{(n)} \hat{S}_i)}{\text{Sp}(\hat{\rho}^{(n)})}, \quad (251)$$

где $\hat{\rho}^{(n)} = \hat{U}^{(n)} \hat{\rho}_0 \hat{U}^{(n)+}$ матрица плотности после n оборотов частицы в ускорителе. Поскольку выполняется соотношение $\hat{\rho}^{(n)} = \hat{U}_1 \hat{\rho}^{(n-1)} \hat{U}_1^+$ то матрицы $\hat{\rho}^{(n)}$ образуют явно заданную итерационную последовательность, которая может быть построена с помощью пакетов математического моделирования.

В случае, когда изменение состояния первоначально неполяризованного пучка дейтронов вследствие двулучепреломления в мишени незначительно ($|\zeta n| \ll 1$), можно воспользоваться линейным приближением по параметру ζ . В этом приближении справедлива оценка $\hat{U}_V \approx e^{i\alpha} \hat{\mathbf{I}} + i e^{i\alpha} \zeta \hat{S}_z^2$ и оператор эволюции \hat{U} может быть приближённо представлен в следующем виде:

$$\hat{U} \approx e^{i\alpha n} \hat{U}_B^n + i e^{i\alpha n} \left(\sum_{j=0}^{j=n-1} \hat{U}_B^j \zeta \hat{S}_z^2 \hat{U}_B^{-j} \right) \hat{U}_B^{n-1}. \quad (252)$$

Тогда при $n \gg 1$ компонента p_{zz} тензора квадрупольной поляризации имеет вид:

$$p_{zz} \approx -\frac{1}{3} n \operatorname{Im} \zeta. \quad (253)$$

Отбрасывая быстро осциллирующий член в выражении (272), содержащий отношение двух синусов, и используя соотношения (185) и (248), можно получить для p_{zz} следующее выражение:

$$p_{zz} \approx \frac{\Delta\sigma}{\sigma} \frac{N\sigma z}{6}, \quad (254)$$

где $\Delta\sigma = \sigma_0 - \sigma_{\pm 1}$ и $\sigma = \frac{2}{3}\sigma_{\pm 1} + \frac{1}{3}\sigma_0$ (для дейтронов $\Delta\sigma > 0$), где N — число атомов в 1 см^3 мишени.

Следует отметить, что для внутренней мишени значение p_{zz} в четыре раза меньше, чем для внешней мишени при той же длине пути z , который частица проходит в мишени (см. (254)).

Таким образом, дейтроны, проходящие через внутреннюю мишень Нуклотрона, приобретают тензорную поляризацию. Компонента тензора поляризации p_{zz} пропорциональна длине пути z , который частица проходит внутри мишени. Следует подчеркнуть, что при измерении поляризации дейтронов, взаимодействующих с внутренней мишенью, детектируется не поляризация прошедшего пучка дейтронов, а регистрируются рассеянные в мишени дейтроны или продукты их взаимодействия с ядрами мишени. Частицы, вступившие в мишени во взаимодействие с ядрами, рассеиваются и покидают пучок (исчезают в результате реакции). Среднее значение пути z , пройденного частицей в мишени, равно средней длине свободного пробега $1/(N\sigma)$. Следовательно, среднее значение компоненты p_{zz} за один цикл работы Нуклотрона можно записать как:

$$\bar{p}_{zz} \approx \frac{\Delta\sigma}{6\sigma}. \quad (255)$$

Дальнейшее обсуждение основано на применении формул (250) и (255) для описания явления спинового дихроизма дейтронов во внутренней мишени Нуклотрона.

6.9. Явление спинового дихроизма для пучка дейтронов проходящего через внутреннюю мишень Нуклотрона

При проведении экспериментов с внутренней мишенью в накопительном кольце необходимо учитывать наличие магнитного поля, которое вызывает ларморовскую прецессию спина дейтрона. Это явление приводит к усреднению физических величин и изменяет соотношение между диагональными компонентами тензора поляризации пучка. Вследствие прецессии среднее значение компоненты p_{zz} становится равным среднему значению компоненты p_{xx} , а из соотношения $p_{xx} + p_{yy} + p_{zz} = 0$ следует, что среднее значение p_{yy} по модулю оказывается в два раза больше среднего значения p_{zz} . При этом знаки средних значений компонент p_{zz} и p_{yy} противоположны. Как уже отмечалось, в экспериментах с внутренней мишенью детектор регистрирует рассеивающиеся частицы, в отличие от экспериментов с выведенным пучком, когда регистрируются частицы, прошедшие через мишень. В отличие от экспериментов с выведенным пучком, который проходит через внешнюю мишень только один раз, при работе с внутренней мишенью многократное (N_{turns}) прохождение пучка через внутреннюю мишень Нуклотрона увеличивает эффективную длину пути частицы в мишени, $z = N_{\text{turns}}l$, где l — толщина мишени.

На рис. 16 показана зависимость компоненты p_{zz} от длины пути частицы в мишени, выраженной в ядерных длинах $L_{\text{яд}}$, аналогично тому, как это сделано в разделе 6.6. В расчетах использовано значение $\Delta\sigma/\sigma = 0.01$ ¹. Для сравнения на том же графике приведена зависимость p_{zz} для внешней мишени, для которой эта величина примерно в шесть раз выше (сравни (193) с (254) и (255)).

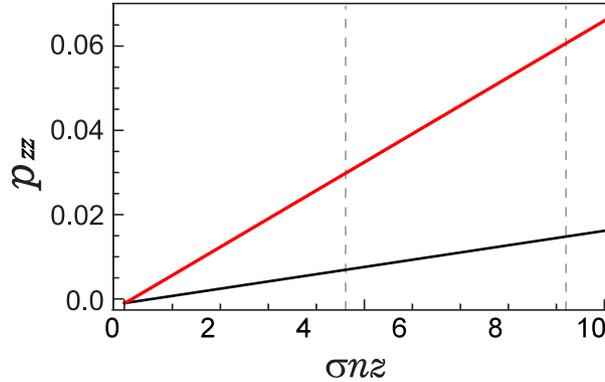


Figure 16. Зависимость компоненты тензорной поляризации p_{zz} от длины пути частицы в мишени при $\Delta\sigma/\sigma = 0.01$. Черная кривая соответствует тензорной поляризации пучка в экспериментах с внутренней мишенью, красная кривая — в экспериментах с внешней мишенью. Вертикальные линии на графиках соответствуют ослаблению пучка на два и четыре порядка.

Для примера рассмотрим измерения с использованием поляриметра, разработанного в [133], в котором используется полиэтиленовая CH_2 мишень толщиной 10 микрон, и пучка дейтронов с энергией 270 МэВ (см. также [143–145]). Важно отметить, что за один цикл работы Нуклотрона, длительность которого составляет несколько секунд, пучок частиц полностью поглощается в мишени. Для наблюдения эффекта нужно использовать некоторое число циклов измерения. Предварительный анализ возможности наблюдения спинового дихроизма с помощью поляриметра, разработанного в ОИЯИ, показывает, что для обнаружения эффекта может понадобиться примерно 20-30 часов работы ускорителя [134].

Описанное выше явление двойного лучепреломления, которое проявляется в виде разнообразных эффектов, а именно: поворот векторной и тензорной поляризаций вокруг направления импульса, осцилляции спина, преобразование векторной поляризации в тензорную и наоборот, а также спиновый дихроизм, должны учитываться при проведении точных экспериментов как с неполяризованными, так и с поляризованными пучками частиц, поскольку они приводят к изменениям в компонентах векторной и тензорной поляризации пучка и, таким образом, вносят систематические ошибки в результаты измерений.

Оценки величины спинового дихроизма (приобретенного значения $\langle p_{zz} \rangle$) для углеродной и полиэтиленовой (CH_2) мишеней приведены в Таблице 4. Оценки даны для двух значений $\Delta\sigma/\sigma$: наиболее низкого из ожидаемых значений $\Delta\sigma/\sigma = 0.01$ и $\Delta\sigma/\sigma = 0.06$, полученного из измерений в [115].

¹Анализ экспериментов по дихроизму дейтронов с импульсом 5 ГэВ/с [113, 115] показывает, что это отношение может быть значительно больше ($\Delta\sigma/\sigma \approx 0.06$).

Table 4. Оценки величины спинового дихроизма для углеродной и полиэтиленовой (CH₂) мишеней

Частица	Мишень	Е, МэВ	N_0	σ , барн	$\Delta\sigma/\sigma$	$\langle p_{zz} \rangle$
d	CH ₂	270	10^{10}	0.8	0.06	$1 \cdot 10^{-2}$
d	CH ₂	270	10^{10}	0.8	0.01	$2 \cdot 10^{-3}$
d	C	3700	10^{10}	0.6	0.06	$1 \cdot 10^{-2}$
d	C	270	10^{10}	0.6	0.06	$1 \cdot 10^{-2}$

6.10. О возможном влиянии эффекта двойного лучепреломления на процессы рождения (фоторождения, электророждения) векторных мезонов на ядрах

Столкновения частиц высоких энергий (протонов, электронов, γ -квантов, ядер) с ядром приводят к возникновению множества адронных процессов внутри ядер, которые сопровождаются появлением вторичных частиц со спином $S \geq 1$ (векторные мезоны, гипероны Ω^- и так далее). В частности, процессы фоторождения (электророждения) векторных мезонов на ядрах исследовались по той причине, что вершина фоторождения для адронных проб внутри ядер хорошо известна и анализ результатов прост и надежен.

Более того, эксперименты демонстрируют рождение как продольно (L), так и поперечно (T) поляризованных векторных мезонов и отношение L/T зависит от Q^2 [135, 136].

Согласно [137], рассмотрение фоторождения векторных мезонов внутри ядер и их перерасеяния за счет сильных взаимодействий в рамках теории многократного рассеяния Глаубера позволяет учесть многие особенности этого процесса, которые важны для понимания таких, например, нетривиальных явлений, как цветовая прозрачность. Согласно анализу, приведенному в [138], при теоретическом рассмотрении процессов перерасеяния рожденных внутри ядра частиц следует учитывать возможное влияние спина рожденных частиц на перерасеяние внутри ядра и, как следствие, влияние эффекта двулучепреломления (спинового дихроизма и поворота спина) на характеристики образованных векторных мезонов.

В частности, как следует из предыдущих разделов, явление двулучепреломления возникает при движении в среде частицы со спином $S \geq 1$. Более того, возникает эффект спинового дихроизма. Для частицы, рожденной внутри ядра и движущейся сквозь ядерное вещество, также можно применить понятие показателя преломления [15, 139].

Частица, рожденная внутри ядра, испытывает преломление, описываемое зависящим от спина показателем преломления [138]:

$$\hat{N} = 1 + \frac{2\pi\rho(\vec{r})}{k^2} \hat{f}(0),$$

где $\rho(\vec{r})$ – плотность рассеивателей в среде (число рассеивателей в 1 см^3), k – волновое число частицы, $\hat{f}(0)$ – амплитуда когерентного упругого рассеяния вперед частицы рассеивателем, которая является оператором в спиновом пространстве частицы.

Преломление частиц в среде (обычной или ядерной) подразумевает существование

оптического псевдопотенциала, зависящего от спина частицы:

$$\hat{V}_{\text{eff}} = -\frac{2\pi\hbar^2\rho(\vec{r})}{m\gamma}\hat{f}(0), \quad (256)$$

где m – масса частицы и γ – ее лоренц-фактор.

В рассматриваемом нами случае, например, рождения частиц со спином 1 (векторных мезонов) амплитуду упругого когерентного рассеяния на угол ноль можно записать в следующем общем виде:

$$\hat{f}(0) = d + d_1(\vec{S}\vec{n})^2, \quad (257)$$

где \vec{S} – оператор спина частицы, $\vec{n} = \frac{\vec{k}}{k}$ – единичный вектор вдоль импульса частицы. Угол поворота спина определяется величиной $\text{Re } d_1$, а $\text{Im } d_1$ описывает дихроизм.

Возникновение спинового дихроизма означает, что спиновые характеристики частицы, рожденной в ядерном веществе (или другой частицы со спином ≥ 1), будут отличаться от спиновых свойств частицы, рожденной на отдельном нуклоне (не входящем в состав ядра), что приводит, в частности, к изменению отношения L/T [138].

Чтобы описать процесс перерассеяния в диапазоне энергий, где $\text{Re } f(0) \ll \text{Im } f(0)$, можно воспользоваться выражениями, полученными в [137]. Но приведенное в [137] полное сечение рождения векторного мезона должно быть заменено на $\sigma_{M=\pm 1}$ или $\sigma_{M=0}$.

В случае, когда $\text{Re } f(0)$ сравнима или больше $\text{Im } f(0)$ необходим дополнительный анализ.

Подробный анализ явления спинового дихроизма в случае рождения векторных мезонов ядрами был недавно представлен в [140].

Следует заметить, что в общем случае в процессе фоторождения наблюдаются две корреляции. Корреляция $[\vec{e}^* \vec{e}] \vec{S}$ (где \vec{S} – оператор спина рожденной частицы), чувствительна к круговой поляризации фотонов, при этом рожденная частица обладает векторной поляризацией. Корреляция $(\vec{e}\vec{S})^2$, чувствительна к линейной поляризации фотонов, и рожденная частица обладает тензорной поляризацией. Благодаря эффекту двулучепреломления рожденные частицы по-разному поглощаются ядром. Следовательно, выход векторных мезонов зависит от поляризации фотонов, то есть сечения рождения различаются для разных поляризаций налетающих фотонов $\sigma_{\text{circ}} \neq \sigma_{\text{lin}}$ [138].

7. Квазиоптический поворот спина и двулучепреломление частиц сталкивающихся в кольце NICA

Напомним, что в накопительном кольце может присутствовать вещество (газ, струйная мишень). Как было показано в предыдущих разделах, частица, движущаяся в веществе, подвергается воздействию псевдомагнитных и псевдоэлектрических полей, что приводит к квазиоптическому повороту спина и двулучепреломлению. Поэтому присутствие мишени влияет на движение спина частицы в накопительном кольце. Следует напомнить, что показатель преломления для частицы в веществе имеет следующий вид:

$$n = 1 + \frac{2\pi N}{k^2} f(0), \quad (258)$$

где N – число частиц в 1 см^3 и k – волновое число частицы, падающей на мишень, $f(0)$ – амплитуда упругого когерентного рассеяния на угол ноль.

Рассмотрим преломление частиц на границе вакуум–среда (см. Рис. 17).

Волновое число частицы в вакууме обозначено k . Волновое число частицы в среде $k' = kn$. Очевидно, что импульс частицы в вакууме $p = \hbar k$ не равен импульсу частицы в

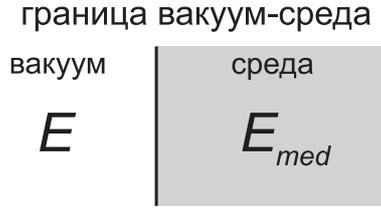


Figure 17. Энергия частицы E в вакууме не равна энергии частицы E_{med} в среде

среде. Поэтому энергия частицы в вакууме $E = \sqrt{\hbar^2 k^2 c^2 + m^2 c^4}$ не равна энергии частицы в среде $E_{med} = \sqrt{\hbar^2 k^2 n^2 c^2 + m^2 c^4}$.

Как было указано выше, закон сохранения энергии немедленно требует, чтобы частица в среде обладала эффективной потенциальной энергией V_{eff} . Эта энергия может быть легко найдена из соотношения

$$E = E_{med} + V_{eff} ,$$

т.е.,

$$V_{eff} = E - E_{med} = -\frac{2\pi\hbar^2}{m\gamma} N f(E, 0) = (2\pi)^3 N \mathcal{T}(E) , \quad (259)$$

где $\mathcal{T}(E)$ – Т-матрица [15] и

$$f(E, 0) = -(2\pi)^2 \frac{E}{c^2 \hbar^2} \mathcal{T}(E) = -(2\pi)^2 \frac{m\gamma}{\hbar^2} \mathcal{T}(E) .$$

7.1. Взаимное преломление сталкивающихся пучков

В предыдущих разделах мы рассматривали неподвижную мишень. Однако сгусток (банч), движущийся в накопительном кольце и сталкивающийся со встречным сгустком, также может рассматриваться как мишень. Поэтому выражения (258) и (259) необходимо обобщить для этого случая [36, 73]. Пусть E_1 и γ_1 – энергия и лоренц-фактор частиц первого пучка в системе покоя накопительного кольца, а E_2 и γ_2 обозначают энергию и лоренц-фактор частиц второго пучка. Учитывая, что фаза волны в среде инвариантна относительно преобразований Лоренца, её можно найти следующим образом. Пусть в выбранной системе отсчёта второй пучок покоится; тогда показатель преломления может быть записан в обычной форме (258):

$$n'_1 = 1 + \frac{2\pi N'_2}{k'_1{}^2} f(E'_1, 0) , \quad (260)$$

где $N'_2 = \gamma_2^{-1} N_2$ плотность второго пучка (сгустка) в его системе покоя, а N_2 – плотность второго пучка (сгустка) в лабораторной системе (в системе отсчёта накопительного кольца), величины k'_1 и E'_1 обозначают, соответственно, волновое число и энергию частиц первого сгустка в системе покоя второго сгустка. Пусть L обозначает длину сгустка 2 в его системе покоя, тогда $L = \gamma_2 l$, где l длина этого сгустка в лабораторной системе (системе отсчёта накопительного кольца).

Взаимодействие частицы из первого банча (частицы 1) с частицами второго банча приводит к изменению фазы волны:

$$\phi = k'_1(n'_1 - 1)L = \frac{2\pi N'_2}{k'_1} f(E'_1, 0) L = \frac{2\pi N_2}{k'_1} f(E'_1, 0) k'_1 l . \quad (261)$$

Как известно [15], отношение

$$\frac{f(E'_1, 0)}{k'_1}$$

является инвариантом, т.е.,

$$\frac{f(E'_1, 0)}{k'_1} = \frac{f(E_1, 0)}{k_1},$$

где $f(E_1, 0)$ – амплитуда упругого когерентного рассеяния вперед частицы 1 движущимися частицами банча 2 в системе покоя накопительного кольца.

В результате

$$\phi = \frac{2\pi N_2}{k_1} f(E_1, 0) \cdot l = \frac{2\pi N_2}{k_1} f(E_1, 0) \cdot v_{\text{rel}} \cdot t, \quad (262)$$

где v_{rel} – скорость относительного движения частицы 1 и банча 2 (для движения в противоположных направлениях

$$v_{\text{rel}} = (v_1 + v_2) \left(1 + \frac{v_1 v_2}{c^2}\right)^{-1}$$

и t – время взаимодействия частицы 1 и банча 2 в системе покоя накопительного кольца. Частица, обладающая скоростью

$$v_1 = \frac{\hbar k_1 c^2}{E_1}$$

проходит расстояние $z = v_1 \cdot t$ за время t . Важно отметить, что расстояние z не равно длине банча 2, поскольку он движется. С учетом вышесказанного можно переписать (262) в следующем виде:

$$\phi = \frac{2\pi N_2}{k_1} f(E_1, 0) \frac{v_{\text{rel}}}{v_1} z = k_1 (n_1 - 1) z, \quad (263)$$

где показатель преломления частицы 1 пучком движущихся частиц 2 имеет вид:

$$n_1 = 1 + \frac{2\pi N_2}{k_1^2} \frac{v_{\text{rel}}}{v_1} f(E_1, 0). \quad (264)$$

В случае, когда $v_2 = 0$, выражение (264) преобразуется к обычному виду (258).

Таким образом, эффективная потенциальная энергия V_{eff} , приобретаемая частицей 1 при столкновении с частицами сгустка 2, может быть записана следующим образом:

$$\begin{aligned} V_{\text{eff}} &= E_1 - E_{1 \text{ med}} = E_1 - \sqrt{p_1^2 c^2 n_1^2 + m_1^2 c^4} \\ &= -2\pi \hbar^2 N_2 v_{\text{rel}} \frac{f(E_1, 0)}{p_1} = -2\pi \hbar^2 N_2 v_{\text{rel}} \frac{f(E'_1, 0)}{p'_1}. \end{aligned} \quad (265)$$

Следовательно,

$$V_{\text{eff}} = -\frac{2\pi \hbar^2 N_2}{m_1 \gamma_1 \gamma_2} f(E'_1, 0) = (2\pi)^3 N_2 T(E'_1), \quad (266)$$

где $E'_1 = m_1 c^2 \gamma_1 \gamma_2$ энергия частицы 1 в системе покоя банча 2, p_1 – импульс частицы 1 в лабораторной системе (системе отсчета накопительного кольца), p'_1 – импульс частицы 1 в системе покоя банча 2 ($p'_1 = \frac{E'_1 v'_1}{c^2}$) и $v'_1 = v_{\text{rel}}$.

При получении (265) предполагалось, что $|n_1 - 1| \ll 1$.

Рассмотрим теперь частицу с ненулевым спином. В этом случае амплитуда рассеяния на угол ноль зависит от спина частицы и, как следствие, показатель преломления также зависит от спина частицы и может быть записан в следующем виде:

$$\hat{n}_1 = 1 + \frac{2\pi N_2}{k_1^2} \frac{v_{\text{rel}}}{v_1} \hat{f}(E_1, 0), \quad (267)$$

где $\hat{f}(E_1, 0) = \text{Tr} \hat{\rho}_J \hat{F}(0)$, оператор амплитуды рассеяния вперед $\hat{F}(0)$ действует в спиновом пространстве частицы и рассеивателя, $\hat{\rho}_J$ спиновая матрица плотности рассеивателей.

Согласно сказанному выше, частица в веществе обладает эффективной потенциальной энергией V_{eff} . Если амплитуда рассеяния частицы $\hat{f}(0)$ зависит от спина частицы, то эффективная энергия зависит от ориентации спина:

$$\hat{V}_{\text{eff}} = -\frac{2\pi \hbar^2 N_2}{m_1 \gamma_1 \gamma_2} \hat{f}(E'_1, 0). \quad (268)$$

Таким образом, при столкновениях пучков частиц и ядер возникают все вышеупомянутые квазиоптические явления: вращение спина и спиновый дихроизм. Например (см. раздел 3), амплитуда рассеяния $\hat{f}(0)$ частицы со спином $S = 1$ (в частности, дейтрона) на неполяризованной мишени зависит от спинового состояния частицы и может быть представлена в виде:

$$\hat{f}(E'_1, 0) = d + d_1 (\hat{S} \cdot \vec{n})^2, \quad (269)$$

где \hat{S} – оператор спина дейтрона и \vec{n} – единичный вектор вдоль направления импульса дейтрона \vec{k} .

Подставляя (269) в (268), получаем следующее выражение для эффективной энергии частицы со спином $S = 1$:

$$\hat{V}_{\text{eff}} = -\frac{2\pi \hbar^2}{m_1 \gamma_1 \gamma_2} N_2 \left(d + d_1 (\hat{S} \cdot \vec{n})^2 \right). \quad (270)$$

Пусть ось квантования z направлена вдоль \vec{n} и M – магнитное квантовое число. Таким образом, для частицы в собственном состоянии оператора проекции спина \hat{S}_z на ось z , эффективная потенциальная энергия может быть записана как:

$$\hat{V}_{\text{eff}} = -\frac{2\pi \hbar^2}{m_1 \gamma_1 \gamma_2} N_2 (d + d_1 M^2). \quad (271)$$

Согласно (271), расщепление уровней энергии дейтрона в веществе аналогично расщеплению энергетических уровней атома в электрическом поле вследствие квадратичного эффекта Штарка. Следовательно, вышеупомянутый эффект можно рассматривать как результат расщепления спиновых уровней частицы в псевдоэлектрическом ядерном поле вещества.

В результате вектор спина частицы с $S \geq 1$, участвующей в столкновениях встречных пучков, поворачивается и осциллирует (эффект двойного лучепреломления, см. раздел 3) вследствие взаимодействия с псевдоэлектрическим ядерным полем сгустков. Естественно, что при столкновении поляризованных сгустков возникает и квазиоптический эффект ядерной прецессии.

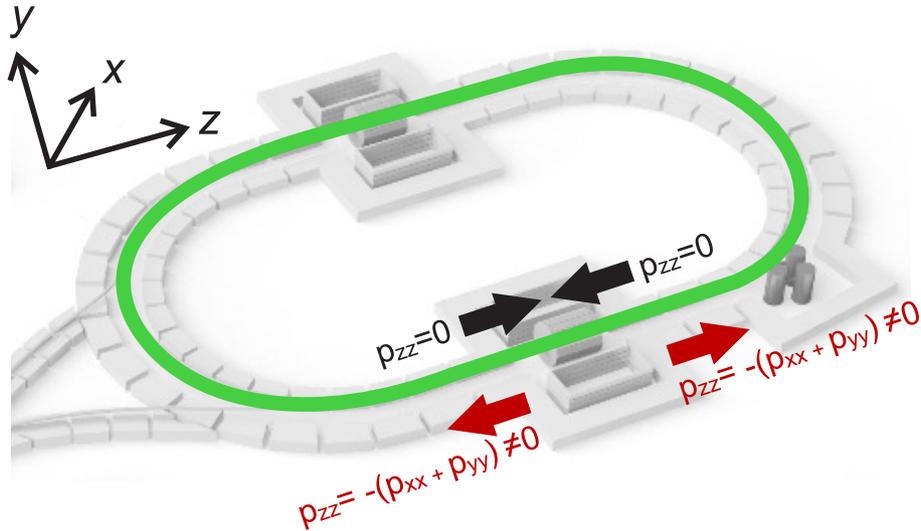


Figure 18. Спиновый дихроизм при столкновении пучков в кольце NICA в отсутствие сибирских змеек

7.2. Оценка величины спинового дихроизма при столкновениях пучков в кольце NICA

При столкновении двух изначально неполяризованных пучков дейтронов в кольце NICA оба пучка приобретают тензорную поляризацию $p_{zz} = -(p_{xx} + p_{yy}) \neq 0$ (см. Рис. 18). В отсутствие сибирских змеек или при работе в режиме спиновой прозрачности (spin transparency mode) [141] поворот поляризации происходит на каждом обороте пучка.

Оценим приобретаемую тензорную поляризацию p_{zz} при типичных параметрах NICA. В соответствии с [141] режим работы установки NICA может описываться следующим образом: «После начала столкновений пучков при максимальной светимости L_0 набор данных продолжается в течение периода T_1 , который меньше времени спада светимости τ_L (которое, в свою очередь, значительно больше времени деполяризации τ_P). В течение этого времени ВЧ-система коллайдера обеспечивает приемлемый продольный размер сталкивающихся сгустков. После этого существующие пучки сбрасываются, а за следующий период времени T_2 в ускорительном комплексе происходит ускорение и накопление новой порции частиц. Считая, что $T_1 = 2$ часа, $T_2 = 1$ час и $\tau_L = 6$ часов, эффективная светимость L_{eff} , усредненная по циклу, составляет около $0.6 \times L_0$. »

Тензорная поляризация приобретаемая дейтронным пучком за период T_1 равна:

$$p_{zz} = \frac{1}{6} \frac{\Delta\sigma}{\sigma} \frac{\sigma L T_1}{N_b}, \quad (272)$$

где L – светимость, N_b – число дейтронов в пучке, σ – полное сечение рассеяния для dd столкновений $\sigma = \frac{2}{3}\sigma_{\pm 1} + \frac{1}{3}\sigma_0$ и $\Delta\sigma$ – разница сечений рассеяния для проекций спина с $m = 0$ и $m = \pm 1$ i.e. $\Delta\sigma = \sigma_0 - \sigma_{\pm 1}$. Далее использованы следующие параметры типичные для столкновения дейтронных пучков в кольце NICA [141]: число дейтронов в пучке $N_b = 1.3 \cdot 10^{13}$, светимость $L = 4 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ и время набора данных $T_1 = 2$ часов. Полное сечение рассеяния для dd столкновений принимается равным $\sigma = 0.2$ барн. Два значения $\Delta\sigma/\sigma$ использованы в расчетах: $\Delta\sigma/\sigma=0.01$, как наименьшее ожидаемое, и $\Delta\sigma/\sigma=0.06$, как полученное в [115]. Следовательно, приобретаемая тензорная поляризация p_{zz} находится в интервале $0.75 \cdot 10^{-5}$ и $0.5 \cdot 10^{-4}$. Чтобы понять, наблюдаемо ли ожидаемое значение

p_{zz} , следует проанализировать статистику за время набора данных (при планировании реального эксперимента должны быть также проанализированы систематические погрешности, которые влияют на возможность наблюдения эффекта). Для регистрации эффектов требуется несколько циклов работы ускорителя. Анализ, представленный в [123, 125, 142] показывает, что для наблюдения эффекта требуются десятки и сотни часов — продолжительность эксперимента зависит от конкретных сечений рассеяния и анализирующих способностей для данной энергии сталкивающихся пучков.

Изменение числа частиц в пучке происходит за счет упругих и неупругих столкновений (реакций). В дальнейшем ограничимся рассмотрением неупругих процессов. Влияние упругих процессов трудно учесть, поскольку часть упруго рассеянных частиц рассеивается на малые углы и не покидает орбиту, не внося, таким образом, вклада в изменение поляризации пучка. Предположим, что σ_r — это сумма сечений для всех реакций, чувствительных к тензорной поляризации, значение которой имеет порядок общего сечения ($\sigma_r \sim \sigma$), анализирующие способности обозначим как A_r . Число реакций за период T_1 выражается следующим образом:

$$N_r = \sigma_r L T_1. \quad (273)$$

Поскольку часть дейтронов пучка, движущихся в Нуклотроне, приобретает тензорную поляризацию, фактическое число реакций изменяется со временем. Разница в числе событий N_{diff} , наблюдающихся при $p_{zz} = 0$ и $p_{zz} \neq 0$, т.е. часть событий, обусловленных отличным от нуля p_{zz} , выражается следующим образом:

$$N_{diff} \sim A_r N_r p_{zz} = A_r \sigma_r L T_1 p_{zz}. \quad (274)$$

Статистическая ошибка для числа регистрируемых реакций пропорциональна квадратному корню из числа реакций N_r и выражается следующим образом:

$$\Delta N_r \sim \sqrt{\sigma_r L T_1}. \quad (275)$$

Улучшить отношение сигнал/шум можно за счет увеличения времени наблюдения T (суммарного времени набора статистики), которое складывается из периодов T_1 и T_2 , повторяющихся n_c раз в соответствии с режимом работы установки:

$$T = n_c(T_1 + T_2). \quad (276)$$

Число реакций N_r^T , происходящих за время $T = n_c(T_1 + T_2)$ определяется выражением:

$$N_r^T = \sigma_r L T_1 n_c = \sigma_r L T_1 \frac{T}{(T_1 + T_2)} = \sigma_r L \frac{T_1}{(T_1 + T_2)} T. \quad (277)$$

Следовательно,

$$N_{diff}^T \sim A_r \sigma_r p_{zz} L \frac{T_1}{(T_1 + T_2)} T. \quad (278)$$

Статистическую ошибку можно оценить как:

$$\Delta N_r^T \sim \sqrt{\sigma_r L \frac{T_1}{(T_1 + T_2)} T}. \quad (279)$$

Отношение сигнал/шум можно записать в виде:

$$\frac{N_{diff}^T}{\Delta N_r^T} = A_r p_{zz} \sqrt{\sigma_r L \frac{T_1}{(T_1 + T_2)} T}. \quad (280)$$

Например, при времени наблюдения 1 месяц и $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = 0.01$ получаем

$$\frac{N_{diff}}{\Delta N_r} \sim \frac{1}{2} A_r \cdot 10^3, \quad (281)$$

а если предположить, что $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = 0.06$, то оценка выглядит еще более многообещающей:

$$\frac{N_{diff}}{\Delta N_r} \sim A_r \cdot 10^2. \quad (282)$$

Если предположить, что анализирующая способность равна $A_r = 0.1$, то измерение эффекта возможно, но даже при $A_r = 0.01$ такая возможность сохраняется. Оценки приобретенной тензорной поляризации p_{zz} для dd -столкновений приводятся в Таблице 5.

Table 5. Эффект спинового дихроизма: оценки для dd -столкновений в кольце NICA без сибирских змеек при светимости $L = 4 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ и $T = T_1 = 2$ часа

Частицы	σ , барн	$\Delta\sigma/\sigma$	N_b	N_{diff}	ΔN_r	p_{zz}
d-d	0.2	0.01	$1.3 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^6 A_r$	$2 \cdot 10^5$	$0.75 \cdot 10^{-5}$
d-d	0.2	0.06	$1.3 \cdot 10^{13}$	$10^7 A_r$	$2 \cdot 10^5$	$0.5 \cdot 10^{-4}$

Отметим, что наличие сибирских змеек или функционирование в режиме спиновой прозрачности (spin transparency mode) [141] не только увеличивают величину эффекта дихроизма, но и позволяют наблюдать другие обусловленные двулучепреломлением эффекты (когерентного поворота спина, преобразования векторной поляризации в тензорную и наоборот), а также поворота спина в псевдомагнитном поле в случае поляризованных пучков.

8. Заключение

Квазиоптические явления ядерной прецессии спина частиц (ядер) в псевдомагнитном поле среды с поляризованными спинами и двулучепреломления частиц (ядер) со спином $S \geq 1$ можно наблюдать на комплексе Нуклотрон М–NICA.

Изучение этих явлений позволяет измерить зависящую от спина часть амплитуды упругого когерентного рассеяния вперед. Вышеупомянутые явления обусловлены не только сильными взаимодействиями. Согласно разделам 5 и 6, вклад вносят также Т-нечетные Р-нечетные, Т-нечетные Р-четные, Т-четные Р-нечетные взаимодействия. Путем исследования квазиоптических явлений можно получить ограничения на значения для вышеуказанных вкладов при энергиях, доступных на комплексе Нуклотрон М–NICA. При изучении столкновений поляризованных частиц необходимо учитывать возможное влияние на исследуемые реакции квазиоптических явлений вращения спина и спинового дихроизма, вызванных ядерной прецессией и двулучепреломлением.

В ближайшем будущем представляется возможным подготовить и провести следующие эксперименты на комплексе Нуклотрон М–NICA:

1. Исследование эффекта спинового дихроизма дейтронов на Нуклотроне с использованием внутренней мишени.
2. Наблюдение и изучение поворота вектора и тензора поляризации, а также перехода

векторной поляризации в тензорную для дейтронов, проходящих через неполяризованную внешнюю мишень при использовании выведенного пучка на Нуклотроне.

3. Наблюдение приобретения тензорной поляризации пучком тяжёлых ядер (например, неона), проходящим через внешнюю мишень Нуклотрона.

4. Начать подготовку подобных экспериментов на комплексе NICA.

Благодарности

Выражаю особую благодарность Сергею Анищенко и Александре Гуринович за плодотворные обсуждения и помощь при подготовке этой статьи.

Поддерживающие организации

Работа выполнена в рамках фундаментальных научных исследований, проводимых в Институте ядерных проблем Белорусского государственного университета.

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

References

- [1] M. Born, E. Wolf, Principles of optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference и Diffraction of Light, Pergamon Press, 1965.
- [2] E. M. Purcell, Electricity и Magnetism, Berkeley Physics Course, vol. 2, 2nd ed., McGraw-Hill, New York, 1985.
- [3] F. S. Crawford, Waves, Berkeley Physics Course, vol. 3, McGraw-Hill, New York, 1968.
- [4] E. Wichmann, Quantum Physics, Berkeley Physics Course, vol. 4, McGraw-Hill, New York, 1967.
- [5] В. М. Агранович, Ю. Н. Гартштейн, Пространственная дисперсия и отрицательное преломление света, *УФН* **176**(10) (2006), с. 1051–1068.
- [6] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика (нерелятивистская теория), Курс теоретической физики, т. 3, 6-е изд., М.: Физматлит, 2004.
- [7] E. Fermi, Nuclear Physics, Course Notes compiled by J. Orear, A. H. Rosenfeld, R. A. Schluter, University of Chicago Press, Chicago, 1950.
- [8] R. Feynman, R. Leighton, M. Sands, Lectures on Physics, Vol. I–III, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, Palo Alto, London, 1965.
- [9] D. M. Greenberger, A. W. Overhauser, Coherence effects in neutron diffraction и gravity experiments, *Rev. Mod. Phys.* **51**(1) (1979), pp. 43–78.
- [10] В.Г. Барышевский, В.Л. Любошиц, Поворот плоскости поляризации γ -квантов при прохождении через поляризованную электронную мишень, *Ядерная физика* **2**(4) (1965), с. 666–671.
- [11] В. Г. Барышевский, О. В. Думбрайс, В. Л. Любошиц, О вращении плоскости линейной поляризации γ -квантов в намагниченном ферромагнетике, *Письма в ЖЭТФ* **15**(2) (1972), с. 113–115.
- [12] В.М. Лобашев, Л.А. Попеко, Л.М. Смотрицкий, А.П. Серебров, Э.А. Коломенский, Экспериментальное наблюдение поворота плоскости линейной поляризации γ -квантов в намагниченных ферромагнетиках, *Письма в ЖЭТФ* **14**(6) (1971), с. 373–376.
- [13] В.М. Лобашев, Э.А. Коломенский, Л.А. Попеко, А.П. Серебров, Л.М. Смотрицкий, Г.И. Харкевич, Поворот плоскости поляризации γ -квантов и лево-правая асимметрия рассеяния на толстых намагниченных рассеивателях, *ЖЭТФ* **68**(4) (1975), с. 1220–1227.

- [14] P. Bock, P. Luksch, Observation of the Faraday effect with 230 keV и 330 keV photons, *Lett. Nuovo Cimento* **2**(21) (1971), pp. 1081–1085.
- [15] M.L. Goldberger, K.M. Watson, *Collision Theory*, Wiley, New York, 1984.
- [16] В.Г. Барышевский, М.И. Подгорецкий, Ядерная прецессия нейтронов, *ЖЭТФ* **47**(3) (1964), с. 1050–1054.
- [17] A. Abragam, G. L. Bacchella, H. Glättli, P. Meriel, J. Piesvaux, M. Pinot, Pseudo Magnetic Moments of ^1H и ^{51}V Measured by a New Method, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 12 (1973) pp. 776–779.
- [18] M. Forte, Neutron spin precession in polarized nuclear targets, *Nuovo Cimento A* **18** (4) (1973), pp. 726–736.
- [19] F. C. Michel, Parity nonconservation in nuclei, *Phys. Rev.* **133**(2B) (1964), pp. B329–B349.
- [20] M. Forte, B.R. Heckel, N.F. Ramsey, K. Green, G.L. Greene, J. Byrne, J.M. Pendlebury, First measurement of parity–nonconserving neutron–spin rotation: The tin isotopes, *Phys. Rev. Lett.* **45**(26) (1980), pp. 2088–2092.
- [21] В.Г. Барышевский, Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях, Минск: Изд-во БГУ им. В. И. Ленина, 1982.
- [22] В.Г. Барышевский, Ядерная оптика поляризованных сред, Минск: Изд-во БГУ им. В. И. Ленина, 1976.
- [23] В.Г. Барышевский, Ядерная оптика поляризованных сред, М.: Энергоатомиздат, 1995.
- [24] P. J. Hughes, *Neutron Optics*, Interscience Publisher, New York, 1954.
- [25] A. I. Frank, Fundamental properties of the neutron: Fifty years of research, *Sov. Phys. Usp.* **25**(5) (1982), pp. 280–297.
- [26] Yu. G. Abov, A. D. Gulko, P. A. Krupchitsky, *Polarized Slow Neutrons*, Atomizdat, Moscow, 1966.
- [27] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред: Курс теоретической физики*, т. 8, 2-е изд., испр. и доп., М.: Наука, 1982.
- [28] Л. П. Питаевский, Электрические силы в прозрачной диспергирующей среде, *ЖЭТФ*, т. 39, вып. 5 (11) (1960) с. 1450–1458.
- [29] M. Gell-Mann, M. L. Goldberger, W. E. Thirring, Use of causality conditions in quantum theory, *Phys. Rev.* **95** (1954), pp. 1612–1627.
- [30] V. Olmos de León, H. Schmieden, H. W. Griebhammer, et al., Low-energy Compton scattering and the polarizabilities of the proton, *Eur. Phys. J. A* **10** (2001), pp. 207–215.
- [31] F. Wissmann, Compton scattering: Investigating the structure of the nucleon with real photons, *Springer Tracts in Modern Physics*, vol. 200, Springer, 2004.
- [32] M. Schumacher, Polarizability of the nucleon и Compton scattering, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **55** (2005), pp. 567–646.
- [33] П.С. Баранов, А.И. Львов, В.А. Петрунькин, Л.Н. Штарков, Рассеяние γp при низких энергиях и определение поляризуемостей протона, *Ядерная физика* **65**(2) (2002), с. 296–310.
- [34] D. Drechsel, B. Pasquini, M. Vanderhaeghen, Dispersion relations in real и virtual Compton scattering, *Phys. Rep.* **378** (2003), pp. 99–205.
- [35] V. G. Baryshevsky, Dispersion theory of nucleon (nucleus) Compton scattering spin polarizabilities и quasi-optical -ray polarization plane rotation и birefringence effect in a matter with polarized protons (nuclei), arXiv:2411.04960v2 [hep-ph].
- [36] V. G. Baryshevsky, *High-Energy Nuclear Optics of Polarized Particles*, World Scientific Publishing, 2012.
- [37] В. Г. Барышевский, О двойном лучепреломлении γ -квантов в поляризованной ядерной мишени, *Ядерная физика* **4**(5) (1966), с. 1045–1048.
- [38] R. G. Sachs, L. L. Foldy, The scattering of gamma-rays by nucleons, *Phys. Rev.* **80** (1950), pp. 824–835.

- [39] А. М. Балдин, Оптическая анизотропия атомных ядер, *ЖЭТФ* **37**(1) (1959) с. 202–207.
- [40] А. М. Балдин, С. Ф. Семенко, К теории оптической анизотропии атомных ядер, *ЖЭТФ* **39**(2) (1960), с. 434–442.
- [41] S. Saito, Low-energy theorem for Compton scattering, *Phys. Rev.* **184** (1969), pp. 1894–1902.
- [42] K. Abe, et al., Measurements of the proton и deuteron spin structure functions g_1 и g_2 , *Phys. Rev. D* **58** (1998), 112003, pp. 1–50.
- [43] E. M. Darwish, H. Arenhövel, M. Schwamb, Final-state interaction in spin asymmetry и GDH sum rule for инкогерентного pion production on the deuteron, *Eur. Phys. J. A* **17** (2003), pp. 513–521.
- [44] H. Arenhövel, A. Fix, Инкогерентного pion photoproduction on the deuteron with polarization observables. I. Formal expressions, *Phys. Rev. C* **72** (2005), 064004, pp. 1–17.
- [45] O. Hanstein, D. Drechsel, L. Tiator, Multipole analysis of pion photoproduction based on fixed- t dispersion relations и unitarity, *Nucl. Phys. A* **632** (1998), pp. 561–575.
- [46] M. I. Levchuk, M. Schumacher, F. Wissmann, The inclusive reaction $d(\gamma, \pi)NN$ in the first resonance region, arXiv:nucl-th/0011041 (2000), pp. 1–15.
- [47] M. Schumacher, M. D. Scadron, Dispersion theory of nucleon Compton scattering и polarizabilities, *Fortschr. Phys.* **61** (2013), pp. 703–741.
- [48] M. Schumacher, Structure of the nucleon и spin-polarizabilities, *Nucl. Phys. A* **826** (2009), pp. 131–147.
- [49] M. Schumacher, M. I. Levchuk, Polarizability of the nucleon, *Nucl. Phys. A* **858** (2011), pp. 48–65.
- [50] D. Drechsel, S. S. Kamalov, L. Tiator, Unitary isobar model – MAID2007, *Eur. Phys. J. A* **34** (2007), pp. 69–97.
- [51] H. Dutz, V. G. Lagerquist, S. Goertz, Recent activities of the Bonn polarized target group, Proc. 25th International Spin Physics Symposium (SPIN 2023), Durham, NC, USA, 24–29 Sept. 2023.
- [52] V. Andrieux, A. Berlin, N. Doshita et al., The large COMPASS polarized solid ammonia target for Drell–Yan measurements with a pion beam, *NIM* **A1025** (2022) pp.166069(1-10),
- [53] B. Pasquini, M. Vanderhaeghen, Dispersion theory in electromagnetic interactions, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **68** (2018), pp. 75–100.
- [54] X. Li, M. W. Ahmed, A. Banu, et al., Proton Compton scattering from linearly polarized gamma rays, *Phys. Rev. Lett.* **128**, 13 (2022), 132502, pp. 1–6.
- [55] E. Mornacchi, et al. [A2 Collaboration at MAMI], Measurement of Compton scattering at MAMI for the extraction of the electric и magnetic polarizabilities of the proton, *Phys. Rev. Lett.* **128** (2022), 132503, pp. 1–6.
- [56] A. I. L’vov, Theoretical aspects of the polarizability of the nucleon, *Int. J. Mod. Phys. A* **8** (1993), pp. 5267–5303.
- [57] M. I. Levchuk, A. I. L’vov, V. A. Petrun’kin, Photon scattering on quasi-free neutrons in the reaction $\gamma d \rightarrow \gamma' np$ и neutron polarizabilities, *Few-Body Systems* **16** (1994), pp. 101–125.
- [58] M. Biroth, P. Achenbach, E. Downie, A. Thomas, Design of the Mainz active polarized proton target, Proc. XVI Int. Workshop on Polarized Sources, Targets, и Polarimetry (PSTP 2015), Bochum, Germany, 14–18 Sept. 2015.
- [59] M. Bornstein, H. Dutz, S. Goertz, S. Runkel, The polarized target at the CBELSA/TAPS experiment, Proc. 23rd Int. Spin Physics Symposium (SPIN 2018), Ferrara, Italy, 10–14 Sept. 2018.
- [60] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, The classical theory of fields, in L. D. Landau, E. M. Lifshitz (eds.), Course of Theoretical Physics, Vol. 2, 4th ed., Pergamon Press, 1975.
- [61] V. B. Berestetskii, E. M. Lifshitz, L. P. Pitaevskii, Quantum Electrodynamics, in: L. D. Landau, E. M. Lifshitz (eds.), Course of Theoretical Physics, Vol. 4, 2nd ed., Butterworth-Heinemann, 1982.
- [62] N. Cabibbo, G. Da Prato, G. De Franceschi, и U. Mosco, New Method for Producing и Analyzing

- Linearly Polarized Gamma-Ray Beams, *Phys. Rev. Letters*, 9 (1962) pp. 270– .
- [63] N. Cabibbo, G. Da Prato, G. De Franceschi, и U. Mosco, Circular Polarization of High-Energy γ Rays by Birefringence in Crystals, *Phys. Rev. Letters*, 9 (1962) pp. 435– .
- [64] N. Cabibbo, G. Da Prato, G. De Franceschi, и U. Mosco, Absorption of γ -rays in crystals и the production и analysis of linearly polarized γ -rays, *Nuovo Cimento*, 27 (1963) pp. 979–994.
- [65] H. R. Weller, M. W. Ahmed, Y. K. Wu, Nuclear Physics Research at the High Intensity Gamma-Ray Source (HI γ S), *Nuclear Physics News*, **25**(3) (2015) pp. 19–24.
- [66] В.В. Тихомиров, Источник жестких γ -квантов на основе излучения электронов и позитронов в поле плоскостей, сформированных атомными цепочками, *Журнал Белорусского государственного университета. Физика* **3** (2023), с. 65–74.
- [67] J. W. Chen, H. W. Griebhammer, M. J. Savage, R. P. Springer, The polarizability of the deuteron, *Nucl. Phys. A* **644**(3) (1998), pp. 221–234.
- [68] I. I. Gurevich, L. V. Tarasov, *Low-Energy Neutron Physics*, North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1968.
- [69] E. D. Commins и P. H. Bucksbaum *Weak Interactions of Leptons u Quarks*, Cambridge University Press, 1983.
- [70] E. Klempt, F. Bradamante, A. Martin, J.-M. Richard, *Phys. Rep.* **368** (2002) p. 119.
- [71] E. Widmann, FLAIR, A next-generation facility for low-energy antiprotons, in: *8th International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings*, STORI11 October 9-14, 2011 Frascati (Rome) Italy, PoS(STORI11)035.
- [72] H. Ströher, P. Lenisa, F. Rathmann, The road towards polarized antiprotons, in: *8th International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings*, STORI11 October 9-14, 2011 Frascati (Rome) Italy, PoS(STORI11)030.
- [73] V. G. Baryshevsky. Rotation of particle spin in a storage ring with a polarized beam и measurement of the particle EDM, tensor polarizability и elastic zero-angle scattering amplitude, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **35** (2008), 035102.
- [74] V.G. Baryshevsky, Growth of Interaction Between Antiprotons (Negative Hyperons) и Nuclei in Polarized Matter: The Possibility to Study the Spin-Dependent Part of the Forward Scattering Amplitude in the Range of Low-Energies, arXiv:1202.3897v2 [nucl-th].
- [75] V.G. Baryshevsky, Growth of nuclear spin precession frequency of antiprotons (negative hyperons) under deceleration in matter with polarized nuclei, *Phys. Lett.* **B711**(5) (2012) pp. 394-397.
- [76] A. Abragam и M. Goldman *Nuclear Magnetism: Order и Disorder*, Oxford University Press, 1982.
- [77] H. Glättli и J. Coustham, Spin-dependent scattering и absorption of thermal neutrons on dynamically polarized nuclei, *J. Phys. France* **44** (1983) pp. 957–965.
- [78] B. van den Brandt, H. Glättli, I. Grillo, et.al., An experimental approach to the dynamics of nuclear polarisation, *NIM* **A526**, 1–2, (2004) pp. 81–90.
- [79] F.M. Piegsa, B. van den Brandt, P. Hautle и J.A. Konter, Neutron spin phase imaging, *NIM* **A586** (2008) pp. 15–17.
- [80] F.M. Piegsa, B. van den Brandt, H. Glättli, et. al. A Ramsey apparatus for the measurement of the inкогерентного neutron scattering length of the deuteron, *NIM* **A589**, 2 (2008) pp. 318–329.
- [81] A. Anghel, F. Atchison, B. Blau, B. van den Brandt, et. al., The PSI ultra-cold neutron source, *NIM* **A611**, 2–3 (2009) pp. 272-275.
- [82] А. С. Давыдов, *Квантовая механика*, 2-е изд., перераб. и доп., М.: Наука, 1973.
- [83] J.S. Cohen, Formation of protonium in collisions of antiprotons with H и H-, *Phys. Rev.* **A36** (5):(1987) pp. 2024-2030.
- [84] V.G. Baryshevsky, Scattering of Antiprotons by Nuclei (Atoms) in the Range of Low Energies eV. Mirror Reflection, Diffraction, и Channeling of Antiprotons in Crystals, arXiv:1404.0197v1 [nucl-th].

- [85] C.G. Shull, Neutron spin-neutron orbit interaction with slow neutrons *Phys. Rev. Lett.* Vol. 10 (1963) p. 297.
- [86] В.Г. Барышевский, Р- и Т-неинвариантные явления при прохождении нейтронов через вещество с поляризованными ядрами, *Ядерная физика* **38**(5) (1983), с. 1162–1169.
- [87] V. G. Baryshevsky. Neutron weak spin rotation due to nuclear polarization, *Phys. Lett. B* **120**, 4-6 (1983) pp. 267–269.
- [88] V. G. Baryshevsky, I. Ya. Dubovskaya, Spin rotation of high-energy particles in a nuclear pseudomagnetic field of a polarized target, *Phys. Lett. B* **256**(3–4) (1991), pp. 529–532.
- [89] V. G. Baryshevsky, Spin oscillations of high-energy particles (nuclei) passing through matter и the possibility of measuring the spin-dependent part of the amplitude of zero-angle elastic когерентного scattering, *J. Phys. G* **19**(2) (1993), pp. 273–282.
- [90] V.G. Baryshevsky, A.G. Shechtman, Proton (neutron) spin rotation in a polarized nuclear target: Method for investigating nuclear interactions, *Phys. Rev. C* **53**(1) (1996), pp. 267–276.
- [91] V. G. Baryshevsky и A. R. Bartkevich, Tensor polarization of deuterons passing through matter, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **39** (2012) 125002 (15pp).
- [92] V. G. Baryshevsky, A. Rouba. On the possibility of measuring the imaginary part of the spin-dependent amplitude of zero-angle когерентного elastic scattering in the experiment on transmission (filtering) of a beam of nonpolarized protons through a polarized deuteron target, in *SPIN2010 Abstracts of the 19th International Spin Physics Symposium* (Jülich, Germany, 2010), p. 49.
- [93] V. G. Baryshevsky. "Optical" spin rotation phenomenon и spin filtering of antiproton (proton, deuteron) beams in a pseudomagnetic field of a polarized target: the possibility of measuring the real part of the когерентного zero-angle scattering amplitude, LANL e-print arXiv:1101.3146 (2011).
- [94] В. Г. Барышевский, А. Г. Шехтман, Поворот спина нейтрона (протона) в поляризованной ядерной мишени — новый метод исследования экзотических барионных состояний, *Ядерная физика* **57**(8) (1994), с. 1370–1374.
- [95] P. L. Csonka. Could we build polarized proton storage rings?, *Nucl. Instrum. Methods* **63**, 3 (1968), pp. 247–252.
- [96] F. Rathmann, C. Montag, D. Fick, J. Tonhäuser, W. Brückner, H.G. Gaul, M. Grieser, B. Povh, M. Rall, E. Steffens, F. Stock, K. Zapfe, B. Braun, G. Graw, W. Haeberli, New method to polarize protons in a storage ring и implications to polarize antiprotons, *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993), pp. 1379–1382.
- [97] V. Barone et al. Antiproton-proton scattering experiments with polarization, PAX Collaboration, LANL e-Print arXiv:hep-ex/0505054 (2005).
- [98] A. I. Milstein, V. M. Strakhovenko. Polarizing mechanisms for stored p и \bar{p} beams interacting with a polarized target, *Phys. Rev. E* **72**, 6 (2005), pp. 066503–066508; LANL e-print arXiv:physics/0504183v1.
- [99] N.N. Nikolaev, F.F. Pavlov, Spin filtering in storage rings, LANL e-print arXiv:hep-ph/0512051v1 (2005).
- [100] N.N. Nikolaev, F.F. Pavlov, Polarization buildup of stored protons и antiprotons: FILTEX result и implications for PAX at FAIR, LANL e-print arXiv:hep-ph/0601184v2 (2006).
- [101] N.N. Nikolaev, F.F. Pavlov, Spin filtering of stored (anti)protons: from FILTEX to COSY to AD to FAIR, LANL e-print arXiv:hep-ph/0701175v1 (2007).
- [102] A.I. Milstein, S.G. Salnikov, V.M. Strakhovenko, Polarization effects in non-relativistic $e - p$ scattering, *Nucl. Instrum. Methods B* **266**, 15 (2008), pp. 3453–3457.
- [103] Barschel et al. Measurement of the spin-dependence of the $p - \bar{p}$ interaction at the AD-ring, LANL e-print arXiv:0904.2325v1 (2009).
- [104] Л. П. Питаевский, Е. М. Лифшиц, Физическая кинетика: Курс теоретической физики, т.

- 10, М.: Наука, 1979.
- [105] J.M. Luttinger, W. Kohn, Quantum theory of electrical transport phenomena. II, *Phys. Rev.* **109**, 6 (1958), pp. 1892–1909.
- [106] V. Baryshevsky, K. Batrakov, S. Cherkas, Deuteron spin oscillation и rotation as a universal method of the N-N scattering amplitude study, LANL e-print arXiv:hep-ph/9907464v1 (1999).
- [107] V. G. Baryshevsky, K.G. Batrakov и S.L. Cherkas Influence of a beam многократное рассеяние on spin rotation, in Y.S. Kim, L.M. Tomil'chik, A.Z. Gazizov (eds.) *Proceedings of International Workshop on Quantum Systems: Quantum System '96 Minsk, 1996* (1996) pp. 142–146.
- [108] V.G. Baryshevsky, A.R. Shirvel, Influence of многократное рассеяние on high-energy deuteron quasi-optical birefringence effect, LANL e-print arXiv:1101.2408v1 (2011).
- [109] V. G. Baryshevsky. Birefringence of particles (nuclei, atoms) of spin $S \geq 1$ in matter, *Phys. Lett. A* **171**, 5–6 (1992), pp. 431–434.
- [110] V. Baryshevsky, A. Rouba, R. Engels, et.al., First observation of spin dichroism with deuterons up to 20 MeV in a carbon target, LANL e-print arXiv:hep-ex/0501045 (2005).
- [111] V.G. Baryshevsky, C. Düweke, R. Emmerich, et.al., Deuteron spin dichroism: from theory to first experimental results, in *Proc. of the 17th International Spin Physics Symposium (SPIN2006)* (Kyoto, Japan, 2007), AIP Conf. Proc. **915**, p. 777.
- [112] H. Seyfarth, R. Engels, F. Rathmann, V. Baryshevsky, et.al., Production of a beam of tensor-polarized deuterons using a carbon target, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 22 (2010), pp. 222501.
- [113] Л.С. Ажгирей, Ю.В. Гурчин, А.Ю. Исупов и др., Наблюдение тензорной поляризации пучка дейтронов при прохождении через вещество, *Письма в ЭЧАЯ* **5**(5) (2008), с. 680–686.
- [114] L.S. Azhgirey, V.P. Ladygin, A.V. Tarasov и L.S. Zolin, Observation of tensor polarization of deuteron beam travelling through matter, in *Abstracts of XII Workshop on High Energy Spin Physics, DSPIN2007* (Dubna, Russia, September 3–7, 2007), p. 6.
- [115] Л. С. Ажгирей, Т. А. Васильев, Ю. В. Гурчин и др., Измерение тензорной поляризации дейтронного пучка при прохождении через вещество, *Письма в ЭЧАЯ* № 1(157) (2010), с. 49–58.
- [116] G.G. Ohlsen, Polarization transfer и spin correlation experiments in nuclear physics, *Rep. Prog. Phys.* **35** (1972) pp. 717–801.
- [117] V. G. Baryshevsky, A. Rouba, Influence of Coulomb-nuclear interference on the deuteron spin dichroism phenomenon in a carbon target in the energy interval 5–20 MeV, *Phys. Lett. B* **683**, 2–3 (2010), pp. 229–234.
- [118] W. Czyz и L. C. Maximon, High energy, small angle elastic scattering of strongly interacting composite particles, *Ann. Phys.* **52**, 1 (1969) pp. 59–121.
- [119] S. Flügge (ed.). *Encyclopedia of Physics Structure of Atomic Nuclei*, Vol. 39 (Springer-Verlag, Berlin, 1957).
- [120] R.J. Glauber, *Lecture in theoretical physics*, eds. W. Brittin, L. Dunham, Interscience Publishers, New York (1959), 315 p.
- [121] А.Г. Ситенко, К теории ядерных реакций с участием сложных частиц, *Укр. физ. журн.* **4**(2) (1959), с. 152–163.
- [122] H. Seyfarth, V. Baryshevsky, C. Düweke, et. al., Resonance-like production of tensor polarization in the interaction of an unpolarized deuteron beam with graphite targets, *J. Phys.: Conf. Ser.* **295** (2011), 012125.
- [123] Sergei Anishchenko, Vladimir Baryshevsky, Alexandra Gurinovich, Possibilities to observe nuclear optical phenomena for protons и nuclei at Nuclotron-M и NICA, The XVI-th International School-Conference "The Actual Problems of Microworld Physics", Minsk, Belarus, 24 – 31 August, 2025, <https://indico.jinr.ru/event/5315/contributions/32971/>
- [124] V.P. Ladygin on behalf of SPRINT@NICAGroup, Spin Physics Research Infrastructure и Technologies at NICA (SPRINT@NICA), 26-th International Spin Symposium (SPIN-2025) 22-26

September 2025, Qingdao, China.

- [125] Vladimir Baryshevsky, High Energy Nuclear Optics of Polarized Protons и Nuclei: Research at Complex Nuclotron M–NICA The XVI-th International School-Conference "The Actual Problems of Microworld Physics", Minsk, Belarus, 24 – 31 August, 2025, <https://indico.jinr.ru/event/5315/contributions/33035/>
- [126] V. G. Baryshevsky, Birefringence effect in the nuclear pseudoelectric field of matter and an external electric field for a deuteron (nucleus) rotating in a storage ring, arXiv:hep-ph/0504064 (2005).
- [127] F. Farley et al., Measurement of the anomalous magnetic moment of the muon, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 5 (2004).
- [128] H. Huang, S. Y. Lee, and L. Ratner, The evolution of tensor polarization, in *Proceedings of the 1993 Particle Accelerator Conference* (IEEE, Washington, D.C., 1993), pp. 432–434.
- [129] A. J. Silenko, General dynamics of tensor polarization of particles and nuclei in external fields, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **42** (7) (2015) 075109.
- [130] N. N. Nikolaev, F. Rathmann, A. J. Silenko, and Yu. N. Uzikov, New approach to search for parity-even and parity-odd time-reversal violation beyond the Standard Model in a storage ring, *Phys. Lett. B* **811** (2020) 135983.
- [131] V. Baryshevsky и G. Shekhtman, Spin-dependent effects in particle physics, *Phys. Rev. C* **53** (1996) pp. 267–272.
- [132] S. R. Mane, Yu. M. Shatunov, и K. Yokoya, Spin-polarized charged particle beams in high-energy accelerators, *Rep. Prog. Phys.* **68**, 9 (2005) pp. 1997–2265.
- [133] P. K. Kurilkin, V. P. Ladygin, T. Uesaka, et. al., The 270 MeV deuteron beam polarimeter at the Nuclotron Internal Target Station, *NIM* **A642**, 1 (2011) pp. 45–51.
- [134] S.V. Anischenko, V.G. Baryshevsky, A.A. Gurinovich и V.P. Ladygin, About possibility to observe spin dichroism effect (the effect of tensor polarization acquiring) for a nonpolarized deuteron beam passing through the nonpolarized internal target of Nuclotron, arXiv:2508.11718 [nucl-th].
- [135] A. Dorokhov. Production of polarized vector mesons, in *Abstracts of XII Workshop on High Energy Spin Physics, DSPIN2007* (Dubna, Russia, September 3–7, 2007), p. 12.
- [136] И. П. Иванов, Н. Н. Николаев, А. А. Савин, Дифракционное рождение векторных мезонов на HERA: от мягкой к жесткой КХД, *Физика элемент. частиц и атом. ядра*, том 37, вып. 1 (2006) стр. 1–85.
- [137] J. Hüfner, B. Kopeliovich, и J. Nemchik, Glauber многократное рассеяние theory for the photoproduction of vector mesons off nuclei и the role of the coherence length, *Phys. Lett. B* **383**, 3 (1996) pp. 362–366.
- [138] V. G. Baryshevsky. About possible influence of birefringence effect on processes of production (photoproduction, electroproduction) of vector mesons (particles with the spin $S \geq 1$) in nuclei, LANL e-print arXiv:0708.4174v1 (2007).
- [139] L. Stodolsky, Application of nuclear coherence properties to elementary–particle reactions, *Phys. Rev.* **144**, 4 (1966) pp. 1145–1153.
- [140] S.R. Gevorkyan, A.V. Guskov, Impact of vector meson polarization on its interaction with matter. *Eur. Phys. J. C* **84**:7 (2024) pp. 1-4.
- [141] V. Abazov et al. (SPD Collaboration). "Technical Design Report of the Spin Physics Detector at NICA" *Natural Sci. Rev.* **11** (2024), DOI: 10.54546/NaturalSciRev.100101 (arXiv:2404.08317v2 [hep-ex]).
- [142] S. Anishchenko, Vladimir Baryshevsky, A. Gurinovich, Deuteron dichroism effect: observation possibilities at complex Nuclotron M–NICA, Spin Physics Detector Project: SPD first stage physics N14, Oct 7, 2025. <https://indico.jinr.ru/event/5612> (2025FirstStep-SPD_DichroismFinal.pdf)
- [143] B. Bonin, A. Boudard, H. Fanet, et. al., POMME: A medium energy deuteron polarimeter based

- on semi-inclusive α -carbon scattering, *NIM* **A288**, Issues 2–3, (1990) pp. 389-398.
- [144] E. Tomasi-Gustafsson, V.P Ladygin, M Boivin, Calibration of the polarimeter POMME with polarized deuterons at 1.8 GeV, *NIM* A366, 1 (1995) pp. 96–99.
- [145] V.P. Ladygin, E. Tomasi-Gustafsson, J. Ball, et.al., Analyzing powers for the inclusive reaction of deuterons on carbon at energies between 0.175 и 1.6 GeV, *NIM* A404, 1 (1998) pp. 129-142.