

## Отзыв официального оппонента Шабада А.Е.

на диссертацию Д. М. Шленева «КОМПТОНОПОДОБНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПРИСУТСТВИИ ВНЕШНЕЙ АКТИВНОЙ СРЕДЫ», представленную на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.02 «теоретическая физика».

Диссертация посвящена вычислению в едином, универсальном, контексте ряда фундаментальных процессов, объединяемых автором под названием «комптоноподобные», при наличии сильного магнитного поля и электрон-позитронной плазмы. А именно, рассматриваются рассеяние фотона на электроне (собственно, эффект Комптона), рассеяние фотона на электроне с рождением пары нейтрино-антинейтрино, расщепление фотона на два.

Эти процессы играют ключевую роль в физике магнитосферы нейтронной звезды – пульсара и магнитара, и, в перспективе, в физике ультрапериферических столкновений тяжелых заряженных релятивистских частиц. Квинтэссенцией работы являются: универсальность описания процессов, специфический подход к рассмотрению резонансов и первый в литературе учет вклада атома позитрония в формировании спектра фотона и, соответственно, в модификацию правил отбора по поляризациям при расщеплении фотона.

Во Введении автор указывает на значение изучаемых им процессов в исследовании магнитаров и пульсаров, на существование там величин магнитного поля и плотностей горячей плазмы, делающих адекватным применение развиваемой им методики, в частности для объяснения нейтринного охлаждения магнитаров, ввиду их проницаемости для нейтрино. Дается литературный обзор в соответствующей области с указанием на имеющиеся в существующих работах лакуны. Отмечен существенный вклад в данную область многолетней работы школы Ярославского Государственного Университета, к которой принадлежит диссертант.

В Главе 1 автор приводит выражение (1.24) для пропагатора электрона в магнитном поле в вакууме, соответствующее суммированию цепочки диаграмм с массовым оператором. Это представление приближенно является диагональным в собственных функциях невозмущенной задачи о спектре электрона в магнитном поле. Из формы (1.24) явствует, что независимость

энергетических уровней от спина исчезает при включении радиационных поправок и происходит расщепление спектра электрона по спину. В этой связи возникает вопрос, можно ли при точном решении задачи о диагонализации использовать для классификации спиновых состояний тот же оператор  $\mu_z$ , или он уже не будет коммутировать с массовым оператором. Что известно автору по этому поводу? В дальнейшем в пропагаторе будет использоваться только мнимая часть массового оператора, отвечающая за ширину уровней Ландау, в то время как реальная часть игнорируется ввиду ее малости, с чем можно согласиться. Далее выписывается матричный элемент (1.30) комптоноподобного процесса как древесная по виду (точнее, одночастично приводимая) диаграмма с участием пропагатора (1.24). Матричный элемент (1.30) имеет полюса на массовых оболочках электрона, нумеруемых квантовым числом Ландау, которые представляют из себя энергии уровней Ландау, смещенные в комплексную плоскость на ширину уровней. Утверждается, однако, что эти полюса не достигаются, пока начальный и конечный электрон оккупируют более высокие состояния, чем промежуточный электрон. Это утверждение неясно. Сказано в начале пункта 3.1: «При  $l', l > n$  реальная часть знаменателя в (1.30) не обращается в ноль, что указывает на невозможность реализации резонанса на виртуальном фермионе». Однако, знаменатель не содержит  $l, l'$ . Как тогда понимать это утверждение?

В резонансном случае для участвующих в (1.30) структурных функций выписаны (Приложение А) шестьдесят четыре (!) довольно длинных выражения для всевозможных комбинаций значений компонент спинов и вершин взаимодействия: скалярного, псевдоскалярного, векторного и аксиально-векторного -- получающихся в терминах обобщенных функций Лагерра при интегрировании в петле.

В пределе сильного поля в (1.30) можно ограничиться ситуацией, когда начальный и конечный электрон находятся оба в основном состоянии, что сделано в разделе (1.3.1). Для этого случая, упомянутые структурные функции значительно упрощаются, их остается «только» восемнадцать. В разделе 1.3.2 изучено нерезонансное рассеяние электрона, принадлежащего плазме, на внешнем фотоне вперед. Ответ записан как усреднение с функцией распределения от упрощающегося в этом случае матричного элемента, содержащего теперь двенадцать структурных функций. В этой связи возникает вопрос, почему не участвует функция распределения промежуточного электрона, как это имеет место при вычислении поляризованного оператора в рамках метода температурных функций Грина. Другой вопрос, почему нет мнимой части в знаменателях (1.61), разве они не могут обращаться в ноль по ходу интегрирования и суммирования? Резонансное рассеяние вперед на электроны, находящемся в основном состоянии, рассмотрено в разделе 1.3.3. Автором вводится специальное приближение узкого резонанса, позволяющее, как он утверждает, заменить интегрирование вблизи полюса на интегрирование с дельта-функцией. Этот прием факторизует матричный элемент двухвершинного процесса, сводя его к (взвешенному) произведению двух

одновершинных матричных элементов. Ширина резонанса при этом оказывается в знаменателе и входит в ответ в качестве параметра - на данном этапе эмпирического - регуляризирующего циклотронный резонанс. Вычислен набор шестнадцати величин, относящихся к разным типам взаимодействия. *Досадным упущением диссертанта является то, что он представил лишь интуитивное объяснение играющей роль в контексте глав 1 и 2 приема, сводящегося к эффективной замене полюса в его окрестности на дельта-функцию при переходе от соотношения (1.77) к (1.79), а также от (2.3) к (2.4). Очевидно, что такой переход возможен лишь при выполнении не указанных автором специальных условий, и не понятно, удовлетворяет ли им весовая функция, с которой происходит интегрирование в упомянутых формулах. Следствием отсутствия формального вывода стало, - легко, впрочем, устранимое - несоблюдение правильной размерности при указанном переходе. На вычислении сечения поглощения это упущение не сказывается.*

В Главе 2 развитое построение реализуется более конкретно при рассмотрении двух важных для астрофизики процессов фото-генерации нейтрино и собственно Комптон-эффекта фотон-электрон. При этом в обоих случаях ширина резонанса, остававшаяся неопределенной в предыдущей главе, выражается через одно-вершинный матричный элемент электрон-фотон-электрон. После его сокращения автор приходит, действуя своим оригинальным построением, к известной в литературе нейтринной светимости при рассеянии фотона на электроны -- *здесь не ясно: говорится, что результат совпадает с [29], но отличается от более поздней работы [76], --* а в случае Комптон-эффекта к выражению для коэффициента поглощения фотона в одно-вершинной реакции  $\gamma e \rightarrow e$  через ее квадрат матричного элемента. Приводится графически вычисленная зависимость сечения этого процесса от энергии, демонстрирующая резонансные пики.

В главе 2 изучается расщепление фотона на два в сильном магнитном поле при наличии плазмы или же с учетом образования связанного состояния виртуальных электрона и позитрона – атома позитрония. Целью автора является показать, что в обоих этих случаях закон дисперсии фотона модифицируется таким образом, чтобы стала разрешенной реакция превращения фотона поляризационной моды 2 (экстраординарная волна) в два фотона моды 1 (обыкновенная волна). Открытие этого, до сих пор запрещенного, канала было бы способно радикально воздействовать на существующие представления о формировании электрон-позитронной плазмы в пульсаре, при этом существование обратной реакции слияния двух фотонов в один позволило бы предсказать выход одного фотона при ультрапериферических столкновениях ядер.

В параграфе 3.2 выписаны со ссылкой на имеющиеся источники поправки к трем собственным векторам поляризационного оператора в асимптотически сильном магнитном поле за счет наличия холодной зарядово-несимметричной плазмы, которые определяют поляризации собственных мод. В дальнейшем третья мода – массивная волна Ленгмюра – не обсуждается. *Имею вопрос к*

формулам (3.3) и связанным с ними формулам (3.11 – 3.13). В пределе отсутствия плазмы должно быть  $A_i(\lambda) = \delta_{i1}$ . Это не выполнено для  $A_3(1,3)$ . Почему каппа-три исчезает при сильном поле без плазмы, между тем, как оно должно расти логарифмически, равно как и каппа-один? Верно ли, что положено  $q^2=0$  без предупреждения. Вследствие нарушения Лоренц-инвариантности из-за наличия плазмы законы дисперсии, написанные в ее отсутствие в терминах релятивистских инвариантов, начинают зависеть еще от одного параметра – угла между импульсом фотона и магнитным полем. Дисперсионные кривые для моды 2, которые определяются резонансным поведением поляризационного оператора в окрестности порогов рождения пар фотоном в замагниченной плазме, представлены на рисунках 3.1 и 3.2 для разных углов и химических потенциалов при сильно закритических, магнитарных, значениях магнитного поля, порядка  $10^{15}$  гаусс. (При этом -- тоже сингулярные – пороги обратного синхротронного излучения, то есть возбуждения фотоном электрона плазмы с переходом на другой уровень Ландау, в этом параграфе не обсуждается, хотя именно на них делается упор в параграфе 3.4 при вычислении расщепления фотона в замагниченной плазме.) На рисунках видно действие запрета Паули. Фотон может родить пару только так, чтобы рожденный электрон попал за границу Ферми, так как состояния внутри границы заняты. Поэтому в некоторых областях импульсов и дискретных чисел Ландау эффективные пороги не совпадают с кинематическими. Об этом говорит, если я правильно понимаю, формула (3.15). Однако резонансов на смещенных порогах быть не может. (Что касается расположения кинематических порогов, то оно от плазмы не зависит и определяется энергиями основного и возбужденных состояний пары в магнитном поле). Поэтому на рисунках дисперсионные кривые пересекают некоторые пороги, не отталкиваясь от них: при большем химическом потенциале для пары с меньшими квантовыми числами Ландау не найдется свободного места внутри сферы Ферми.

В параграфе 3.3 получены дисперсионные кривые в сильном магнитном поле с учетом резонанса на атоме позитрония (без плазмы) на основе имеющихся в литературе формул. Этот резонанс состоит в том, что рожденная одним фотоном пара электрон-позитрон может связаться в атом позитрония, при этом возникает полюс поляризационного тензора. Он располагается при энергии, отличающейся от энергии порога рождения не связанной между собой пары на энергию связи, передаваемую параметром  $\lambda$  в формуле (3.48). Возникает удивление, почему после (3.19) в диссертации говорится, что резонанс остается возле  $4m^2$ ? И, напротив, из (3.18) получается, что энергия связи покоящегося в поперечном полю направлении,  $\rho = 0$ , позитрония бесконечна. Так не может быть. По-видимому (3.18) содержит превышение точности при приближении к точке  $\rho = 0$ . Влияние этого полюса на свойства дисперсионной кривой моды 2 представлено на рисунке 3.3. Видно, что данный резонанс на атоме позитрония, подобно хорошо изученному резонансу на границе непрерывного спектра пары, вызывает резкое выполаживание дисперсионной

кривой при достаточно больших поперечных магнитному полю импульсах фотона. *Рисунок 3.3 не совершенен. Из четырех изображенных кривых в подписи упоминаются только две. Точечная кривая – дисперсионная кривая позитрония. Нижняя сплошная линия – оттолкнувшаяся от нее дисперсионная кривая смешанного состояния (поляритона) фотопозитрония. На рисунке отсутствует, однако, вторая ветвь поляритона выше резонанса, которая должна приближаться к чисто фотонной кривой  $q^2 = 0$  при удалении от резонанса вверх, отражая известный механизм расщепления дисперсионных кривых возле точки квазипересечения термов. Аналогично, пунктирная линия передает дисперсию ниже другого резонанса, отвечающего границе непрерывного спектра (взаимно не связанной  $e^+e^-$  пары). Если догадываться, что верхняя сплошная линия – это вторая ветвь дисперсионной кривой фотона, оттолкнувшаяся от границы непрерывного спектра, то непонятно, почему она не приближается к дисперсионной кривой свободного фотона в вакууме при удалении от резонанса  $q^2 = 0$ . Еще одно замечание о дисперсионных кривых. Поскольку оба резонанса существуют одновременно, хорошо было бы изобразить совокупную кривую, учитывающую оба резонанса сразу.*

Автором впервые отмечено, что на резонансных кривых имеются области, где  $q^2 > 0$ , и что это наблюдение снимает кинематический запрет реакции расщепления фотона моды 2 в два фотона моды 1. Данные области, действительно, присутствуют на надрезонансных ветвях дисперсионных кривых в окрестностях обоих резонансов, *в том числе на ненарисованной ветви.* При интерпретации данного результата следует все же иметь в виду, что невозможно с уверенностью отделить одно от другого: кто же именно распадается на пару фотонов: фотон или позитроний  $e^+e^-$  поскольку состояние является смешанным. Обсуждаемая реакция, однако, остается подавленной, поскольку она запрещена по СР при коллинеарной конфигурации трех фотонов и становится допустимой лишь в меру существования углового момента между ними. СР запрет преодолевается введением нарушающей эту симметрию зарядово неинвариантной плазмы.

К рассмотрению влияния вырожденной плазмы совместно с магнитным полем автор обращается в параграфе 3.4. В этом параграфе позитроний не рассматривается, а влияние плазмы учитывается с помощью функции распределения начальных и конечных фотонов, в котором учтены их полученные спектры. Основной расчет приведен в Приложении Б, где плазмосодержащая часть амплитуды расщепления фотона рассматривается как двойной Комптон-эффект на распределенных по Ферми электронах плазмы с выходом конечного электрона в тот же термостат. Формула (Б.3) имеет ковариантный вид тензора третьего ранга, образованного векторами и тензорами, связанными с полем и импульсами фотонов. *Но должны быть еще структуры, связанные с вектором 4-скорости среды.* Я об этом говорю не в укор диссертанту: даже без магнитного поля общее число структур у трехфотонной амплитуды в плазме очень велико, а в магнитном поле с плазмой

полностью релятивистски ковариантное описание задачи расщепления фотона представляется неподъемной задачей. *Желательно, тем не менее иметь понимание, к какого рода приближению ведет отбрасывание релятивистских структур, определяемых 4-скоростью.* Например, утрачиваются переходы с участием продольных, ленгмюровских фотонов. Вероятности расщепления фотона в замагниченной вырожденной плазме представлены графически на Рис. 3.4 и 3.5. На рисунке 3.4 просматривается четкое наличие порога реакции, *однако это обстоятельство, к сожалению, не комментируется.*

В разделе 3.5 рассмотрено кинематическое влияние, т.е. такое, которое осуществляется только благодаря модификации начальных и конечных состояний трех фотонов, на вероятности расщепления фотона. *Смущает, что формуле (3.27) присутствия позитрония не видно: нет ни расположения резонанса, ни квадрата его волновой функции, дающей константу его связи с фотоном. Не входят функции  $u$  и  $\lambda$  из (3.18). Это кажущееся противоречие следовало бы пояснить.* Коэффициент поглощения фотона за счет вновь открывшегося процесса изображен графически на рисунке (3.10).

В целом в диссертации решена важная научная задача о влиянии резонансов на электронах, находящихся на массовой поверхности в сильном магнитном поле, превышающем швингеровское критическое значение, в зарядово несимметричной плазме, а также резонанса, связанного с рождением фотоном взаимно связанной и взаимно не связанной пары электрон-позитрон, на процессы поглощения фотона в эффекте Комптона, при рождении пары нейтрино-антинейтрино и при расщеплении фотона на два. Впервые указано на открытие ранее запрещенного канала этой реакции. Эти результаты важны в приложениях к формированию плазмы и излучения в пульсарах и магнетарах, а также при рассмотрении периферических процессов в столкновениях ядер, для которых характерно возникновения кратковременного сильного магнитного поля.

Автор также продемонстрировал владение сложным математическим аппаратом современной квантовой теории. Сделанные выше замечания и поставленные вопросы (*выделены в тексте курсивом*), как это ясно из их характера, не умаляют общей высокой оценки диссертации. Содержание диссертации полноценно опубликовано и адекватно представлено в автореферате. Вынесенные на защиту результаты, как они перечислены в Заключение к диссертации и в автореферате, получены лично автором, являются оригинальными, важными и достаточно надежно установленными.

Диссертация Д.М. Шленева удовлетворяет всем требованиям, предъявляемым ВАК РФ к кандидатским диссертациям, и ее автор заслуживает присуждения искомой ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.02 «теоретическая физика».

Официальный оппонент

доктор физико-математических наук,

главный научный сотрудник

Отделения теоретической физики им. И.Е. Тамма

Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук

ШАБАД А. Е.

14 сентября 2021 г.

Москва, 119991 Ленинский проспект 53

тел. +7(499)1354264

e-mail: spitsyna@lpi.ru

Подпись Шабада А.Е удостоверяю.

Ученый секретарь ФИАН

канд. физ-мат. наук Колобов А.В.

**Шабад Анатолий Ефимович**

доктор физико-математических наук.

Специальность: 01.04.02 – Теоретическая физика.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН).

Список основных публикаций оппонента по теме диссертации в рецензируемых научных изданиях за последние 5 лет:

1. S. Villalba-Chavez, A. E. Shabad, C. Müller, Probing axion dominance in isolated neutron stars via magnetically-induced photon capture effect, *Europ. Phys. Journ. C*, (2021) 81:331
2. T. C. Adorno, D. M. Gitman, A. E. Shabad, Magnetic response from constant backgrounds to Coulomb sources, *Europ. Phys. Journ. C*, (2020) 80:308
3. Т. К. Адорно, Д. М. Гитман, А. Е. Шабад, Внесенный в постоянное электромагнитное поле точечный электрический заряд как магнитный полюс, *Труды Математического института им. В.А. Стеклова* 2020, т. 309, с. 7–17;
4. Anatoly Shabad, Kinematics and Selection Rules for Light-by-Light Scattering in a Strong Magnetic Field, *Universe* 2020, 6, 211
5. T. C. Adorno, D. M. Gitman, A. E. Shabad, Saturation of Energy Levels of the Hydrogen Atom in a Strong Magnetic Field, *Universe* 2020, 6(11), 204
6. Anatoly Shabad, A different interpretation of “Measuring propagation speed of Coulomb fields” by R. de Sangro, G. Finocchiaro, Patteri, M. Piccolo, G. Pizzella, *Eur. Phys. J. C*, 76, 508 (2016)
7. А.Е. Шабад, Сложение скоростей и замкнутый временной цикл в теориях с нарушенной лоренц-инвариантностью, *ТМФ* 187, 421 (2016)
8. D.M. Gitman, A.E. Shabad, and A.A. Shishmarev, A note on "Measuring propagation speed of Coulomb fields" by R. de Sangro, G. Finocchiaro, P. Patteri, M. Piccolo, G. Pizzella, *Europ. Phys. Journ. C* (2016) 76:261
9. A. I. Breev, A. E. Shabad, Interaction between two point-like charges in nonlinear electrostatics, *Eur. Phys. J. C* (2018) 78:39
10. T.C. Adorno, D.M. Gitman, A.E. Shabad, Coulomb field in a constant electromagnetic background, *Phys. Rev. D* 93, 125031 (2016)
11. Т.К. Адорно, Д.М. Гитман, А.Е. Шабад и А.А. Шишмарев, Квантовая электромагнитная нелинейность, создаваемая зарядами и дипольными моментами, *Изв. Вузов Физика*, 59 (11) (2016) 45-54
12. D.M. Gitman, A.E. Shabad, and A.A. Shishmarev, Particle-like representation for the field of a moving point charge in nonlinear electrodynamics, *Phys. Scr.* 92 (2017) 054005 (6pp).