

Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова
Физический факультет
Кафедры физики частиц и космологии

Курсовая работа
на тему
«Запаздывающее свечение и новые частицы»

Выполнил
студент 204 группы
Новиков И.А.
Научный руководитель
Доктор физ.- мат. наук
Горбунов Дмитрий Сергеевич

Москва 2023

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	3
ГЛАВА 1. РАЗРАБОТКА МЕТОДА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЧАСТИЦ	5
1.1 Постановка задачи и модель	5
1.2 Закон распада частиц и постоянная распада	5
1.3 Распад частиц. Распределение по энергиям и направлениям	7
1.4 Первые результаты: масса и скорость частицы	9
1.5 Интенсивность «запаздывающего» свечения	10
1.6 Определение постоянной распада.....	11
ГЛАВА 2. ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ИСТОЧНИКИ НОВЫХ ЧАСТИЦ.....	13
2.1 Космические лучи и их источники.....	13
2.2 Пульсары и квазары.....	13
2.3 Сверхновые звезды	14
2.4 Уточнение формул	16
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	17
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ И ЛИТЕРАТУРЫ ...	18

ВВЕДЕНИЕ

Открытие электрона Дж. Томсоном в 1897 году ознаменовало начало физики элементарных частиц, в частности, ее первого этапа, который включает доказательство существования фотона и открытие состава атомного ядра – протонов и нейтронов.

Второй этап в физике частиц связан с открытием космических лучей, изучение которых пополнило их количество. Так были открыты: позитрон, мюон, пионы и другие частицы. Наряду с этим происходит развитие ускорителей, открывающих третий этап.

Ускорители прошли путь от циклотронов к синхрофазotronам и, наконец, коллайдерам. Они позволили разгонять частицы до высоких энергий и сталкивать их с неподвижной мишенью, а затем работать и на встречных пучках. Это привело к открытию сотен новых частиц, в том числе Бозона Хиггса в 2012 году, который завершил Стандартную модель (СМ).

Но несмотря на завершенность СМ и хорошим описанием ею субатомного мира, она не объясняет полной картины [1], поэтому, возможно, является частью более общей теории микромира. В связи с этим возникла физика за пределами Стандартной модели (Новая физика) – теоретические разработки, исключающие недостатки СМ, такие как суперсимметричные теории, теория струн и другие. Для обоснования справедливости той или иной теории и поиска ответов на еще неразрешенные вопросы [2] необходимы новые экспериментальные данные по физике высоких энергий.

Большой адронный коллайдер (БАК) является мощнейшим ускорителем частиц в мире, на котором осуществляются эксперименты по физике высоких энергий. На данный момент максимальная энергия столкновения составляет 13.6 ТэВ [3]. Прирост энергии в коллайдерах – широкий экономический и временной процесс, не поспевающий за потребностями экспериментальной физики нашего времени. В связи с этим назревает необходимость разработки новых методов по выполнению таких экспериментов и поиску новых частиц.

Актуальность поиска новых частиц по излучению из космоса, в частности, запаздывающего свечение, очевидна. Ведь энергетические масштабы космических процессов гораздо больше возможностей человека, о чем свидетельствуют первичные космические лучи, энергия которых достигает 10^8 ТэВ, что намного выше, чем энергия пучков коллайдера даже в обозримом будущем [4].

Таким образом, можно поставить **цель** работы: разработать метод определения параметров (масса, скорость, постоянная распада) нестабильных слабовзаимодействующих электрически нейтральных частиц, рождающихся при астрофизических процессах, по вторичному запаздывающему излучению, формирующемуся в результате их распада.

Для реализации поставленной цели необходимо выполнить **ряд задач**:

1. Разработать метод определения параметров (масса, скорость, постоянная распада) гипотетических частиц по характеристикам «запаздывающего» свечения;
2. Определить типы объектов, от которых потенциально можно наблюдать «запаздывающее» свечение.

ГЛАВА 1. РАЗРАБОТКА МЕТОДА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЧАСТИЦ

1.1 Постановка задачи и модель

Космический объект в результате какого-то процесса с выделением большого количества энергии создает первичное излучение (электромагнитное излучение, поток нейтрино) и гипотетические нестабильные частицы, являющиеся источником вторичного излучения – запаздывающего свечения.

Предположим, что эти частицы мгновенно испускаются вместе с первичным излучением с поверхности объекта, причем распределение этих частиц сферически симметрично. Предположение, что они слабовзаимодействующие и электрически нейтральные, позволяет считать, что они беспрепятственно преодолевают материю. Таким образом, мы имеем сферически симметричную поверхность из нестабильных частиц, движущихся с постоянной релятивистской скоростью v .

Будем считать, что частицы распадаются на два фотона, которые и образуют «запаздывающее свечение». Так как расстояние от разных точек сферы частиц до приемников Земли разное, то время регистрации тоже будет разным. Причем оно будет увеличиваться по мере ее расширения. В связи с этим будет наблюдаться «запаздывающее» свечение как относительно первичного сигнала, так и от разных точек сферы, образованной частицами.

Задача настоящей работы в рамках этой модели связать характеристики «запаздывающего» свечения с параметрами частиц.

1.2 Закон распада частиц и постоянная распада

Процесс распада частиц, как и любой процесс в микромире, является случайным (статистическим) процессом, поэтому он характеризуется

вероятностью распада или постоянной распада λ (вероятность распада частицы в единицу времени). Тогда изменение частиц за интервал времени пропорционально этому интервалу, количеству частиц в данный момент времени и постоянной распада, то есть [5]:

$$dN = -\lambda N(t)dt', \quad (1)$$

где t' - время в СО, связанной с частицами.

В соответствие с СТО время не является абсолютным и течет по-разному в разных системах отсчета (СО). Поэтому промежуток времени между двумя событиями в одной СО не будет равен промежутку времени между этими же событиями в другой СО.

До этого процесс распада частиц рассматривался в собственной системе отсчета частиц, но наблюдать за этим процессом мы будем в СО Земли. Поэтому необходимо учесть разность хода времени, так называемое замедление времени. Собственное время движущегося объекта, в нашем случае частиц, всегда меньше, чем соответствующий промежуток времени в неподвижной СО. Поэтому уравнение (1) примет вид:

$$dN = -\beta\lambda N(t)dt, \quad (2)$$

где $\beta = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ (3); c – скорость света в вакууме; t – время, отсчитанное в СО Земли [6]. Интегрируя выражение (2), получаем закон распада:

$$N(t) = N_0 e^{-\beta\lambda t}, \quad (4)$$

где N_0 – количество частиц в момент вылета с поверхности.

Так как мы будем рассматривать разные участки сферы, находящиеся на определенном расстоянии, то необходима поверхностная плотность частиц σ :

$$\sigma(t) = \frac{N(t)}{4\pi R^2}, \quad (5)$$

где R – радиус сферы из частиц, отсчитываемый от центра источника. Так как источник, космический объект, обладает размером (его радиус равен R_0), то:

$$R = R_0 + vt. \quad (6)$$

Подставляя (4) и (6) в (5), получаем поверхностную плотность частиц:

$$\sigma(t) = \frac{1}{4\pi} \frac{N_0}{(R_0+vt)^2 e^{6\lambda t}} . \quad (7)$$

1.3 Распад частиц. Распределение по энергиям и направлениям

В центральной системе отсчета (ЦСО) энергия частицы равна энергии покоя mc^2 , где m – масса частицы, а импульс $p = 0$. Пусть частица распадается на два фотона, их распределение по направлениям изотропно и равно:

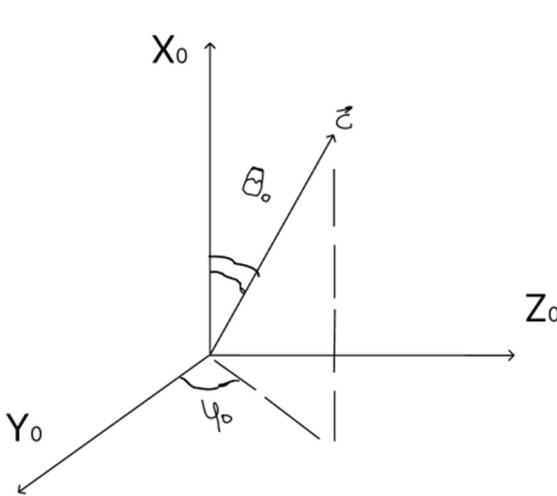


Рис. 1. Система координат в СО частиц

которые распалась частица.

Таким образом для модулей можно записать:

$$p_1 = p_2. \quad (10)$$

По закону сохранения энергии:

$$E_1 + E_2 = mc^2, \quad (11)$$

где $E_1 = p_1 c$ и $E_2 = p_2 c$ – энергии фотонов. Тогда с учетом (10) и (11) получаем:

$$E_1 = E_2 = \varepsilon_0 = \frac{mc^2}{2}. \quad (12)$$

То есть в центральной системе отсчета фотоны имеют одинаковый импульс и энергию, причем последняя равна половине энергии покоя частицы.

Рассмотрим теперь этот процесс относительно лабораторной системы отсчета (ЛСО), оси которой сонаправлены с осями ЦСО. В ней частица

движется со скоростью v вдоль оси X и распадается на два фотона. Получим изменение направления скорости фотона при переходе из ЦСО в ЛСО. Для этого воспользуемся преобразованиями Лоренца для скоростей [6]:

$$c_x = \frac{c_{0x} + v}{1 + \frac{c_{0x}v}{c^2}}, \quad (13)$$

$$c_y = \frac{c_{0y}\beta}{1 + \frac{c_{0x}v}{c^2}}, \quad (14)$$

$$c_z = \frac{c_{0z}\beta}{1 + \frac{c_{0x}v}{c^2}}, \quad (15)$$

где $c_x, c_y, c_z, c_{0x}, c_{0y}, c_{0z}$ – проекции скорости фотона на оси X, Y, Z в ЛСО и ЦСО соответственно, а β – функция, определенная по формуле (3). Учитывая, что $c_x = c \cos \theta; c_y = c \sin \theta \cos \varphi; c_z = c \sin \theta \sin \varphi$ и аналогично для c_{0x}, c_{0y}, c_{0z} в ЦСО, получаем:

$$\text{из (13)} \quad \cos \theta_0 = \frac{\cos \theta - \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta}, \quad (16)$$

$$\text{из } \frac{(15)}{(14)} \quad \tan \varphi_0 = \tan \varphi. \quad (17)$$

Так как знаки c_y и c_{0y} , c_z и c_{0z} совпадают, то углы φ и φ_0 в одном квадранте, тогда из (17) следует:

$$\varphi = \varphi_0. \quad (18)$$

Подставляя (16) и (18) в (10), получим:

$$dN = \frac{1 - \frac{v^2}{c^2}}{4\pi (1 - \frac{v}{c} \cos \theta)^2} \sin \theta \, d\theta d\varphi.$$

Так как $d\Omega = \sin \theta \, d\theta d\varphi$ – элемент телесного угла в ЛСО, то получаем угловое распределение фотонов в ЛСО:

$$n(\theta) = \frac{1 - \frac{v^2}{c^2}}{4\pi (1 - \frac{v}{c} \cos \theta)^2}. \quad (19)$$

Аналогично преобразованию скоростей (13)-(15) при переходе из одной системы отсчета в другую происходит и преобразование энергии частицы [6]:

$$\varepsilon_0 = \frac{\varepsilon - vp_x}{\beta},$$

где $\varepsilon, \varepsilon_0$ – энергия фотона в ЛСО и ЦСО соответственно, p_x – импульс фотона в ЛСО, а \mathcal{B} – функция, определенная по формуле (3). Учитывая связь энергии и импульса $p_x = \frac{\varepsilon}{c} \cos \theta$, получаем распределение по энергиям в зависимости от направления:

$$\varepsilon(\theta) = \varepsilon_0 \frac{\mathcal{B}}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta}. \quad (20)$$

Формулы (19) и (20) определяют распределение фотонов по направлениям и энергиям в зависимости от этого направления. Теперь, используя их, можно получить первые результаты.

1.4 Первые результаты: масса и скорость частицы

Регистрация «запаздывающего» свечения подразумевает определение спектра излучения в каждый момент времени. Зная спектр излучения, можно найти минимальную и максимальную энергию фотонов вторичного излучения. Это, в свою очередь, позволит определить массу и скорость исходной частицы. Из (20) находим:

$$\text{максимальная энергия} \quad \varepsilon_{max} = \varepsilon_0 \frac{\sqrt{c+v}}{\sqrt{c-v}}, \quad (21)$$

$$\text{минимальная энергия} \quad \varepsilon_{min} = \varepsilon_0 \frac{\sqrt{c-v}}{\sqrt{c+v}}. \quad (22)$$

$$\text{Из (21)(22) получаем:} \quad \varepsilon_{max} \varepsilon_{min} = \varepsilon_0^2. \quad (23)$$

Тогда из (23) получаем массу частицы:

$$m = \frac{2}{c^2} \sqrt{\varepsilon_{max} \varepsilon_{min}}. \quad (24)$$

А из (23) и (21) – скорость частицы:

$$v = c \frac{\varepsilon_{max} - \varepsilon_{min}}{\varepsilon_{max} + \varepsilon_{min}}. \quad (25)$$

Таким образом, чтобы найти массу и скорость частицы, достаточно знать максимальную и минимальную энергию фотонов «запаздывающего» свечению, то есть их частоту, так как энергия и частота фотона связаны формулой $\varepsilon = h\nu$, где h – постоянная Планка, а ν – частота фотона.

1.5 Интенсивность «запаздывающего» свечения

Интенсивность поля излучения в данном направлении определяется формулой [7]:

$$I_v = \frac{dE}{\cos \psi dS dt dv d\Omega}. \quad (26)$$

Это мощность световой энергии, проходящей через элементарную площадку, расположенную перпендикулярно выбранному направлению, в элементарном телесном угле $d\Omega$ в интервале частот dv , а ψ – угол между площадкой dS и выбранным направлением. В нашем случае $dS = S_{\text{пр}}$ – площадь приемника, $d\Omega = d\Omega_3$ – телесный угол, в котором находится источник (относительно Земли).

В соответствии с формулой (20) энергия фотона, а значит и частота излучения, зависят от угла вылета фотона θ при распаде частицы. Поэтому определенной частоте излучения будет соответствовать определенное направление ψ на сферу из частиц и угол вылета фотонов θ (см.рис 2).

Зафиксированы будут только фотоны из телесного угла, направленного на Землю:

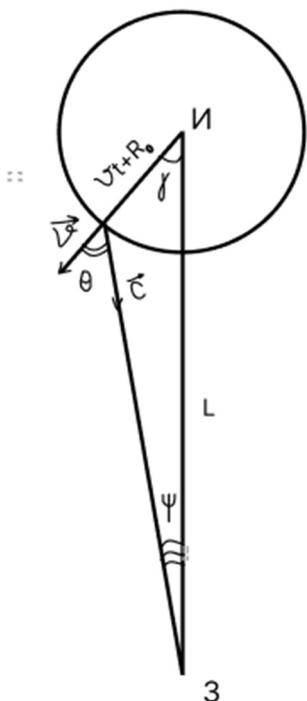
$$d\Omega_q = \sin \theta d\theta d\varphi \quad (27)$$

Таким образом можно найти количество энергии dE , проходящей через датчик за время dt в интервале частот dv :

$$dE = -dN(\theta)\varepsilon(\theta) = -d(\varepsilon(t)(R_0 + \nu t)^2 d\Omega_\gamma)\varepsilon(\theta)n(\theta)d\Omega_q,$$

где $d\Omega_\gamma$ – телесный угол участка вылета фотонов под углом θ в СО источника (И на рис 2). В итоге получаем:

Рис. 2. Схема распространения и приема излучения



$$dE = \frac{8\lambda}{4\pi} N(t)\varepsilon(\theta)n(\theta)dt d\Omega_q d\Omega_\gamma \quad (28)$$

Используя (20) и $\varepsilon = h\nu$, находим:

$$d\nu = \nu_0 \frac{6v}{c} \frac{\sin \theta d}{(1 - \frac{v}{c} \cos \theta)^2}, \quad (29)$$

где $\varepsilon_0 = h\nu_0$.

Для того, чтобы получить интенсивность поля излучения, необходимо найти связь между телесными углами $d\Omega_\gamma$ и $d\Omega_3$. $d\Omega_\gamma$ и $d\Omega_3$ соответствуют одним и тем же участка пространства, но имеют разное расположение вершин телесных углов и, следовательно, радиусов сфер, из которых они вырезают площади dS_γ и dS_3 соответственно. С учетом $vt + R_0 \ll L$ – расстояние до источника, имеем:

$$d\Omega_\gamma = \frac{dS_\gamma}{(vt + R_0)^2}; \quad d\Omega_3 = \frac{dS_3}{L^2}. \quad (30)$$

Так как $dS_\gamma = \cos \theta dS_3$ из (30) получаем соотношение:

$$\frac{d\Omega_\gamma}{d\Omega_3} = \frac{L^2 \cos \theta}{(vt + R_0)^2}. \quad (31)$$

Подставляя (28), (29), (31) в (26) и учитывая $\sin \psi = \frac{(vt + R_0)^2}{L^2} \sin \theta$ (теорема синусов) и $Ld\varphi = \sqrt{S_{\text{пр}}}$, находим зависимость интенсивности от угла вылета фотона θ и времени наблюдения t :

$$I_\nu(\theta, t) = K \frac{\cos \theta}{1 - \frac{(vt + R_0)^2}{2L^2} (\sin \theta)^2} N(t) n(\theta) \frac{(1 - \frac{v}{c} \cos \theta)}{(vt + R_0)^2}, \quad (32)$$

где $K = \frac{6\lambda h c L}{4\pi v \sqrt{S_{\text{пр}}}}$ – константа.

Формулы (20) и (32) позволяют понять, как выглядит спектр «запаздывающего» свечения и картина этого свечения.

Можно получить аналогичную (32) зависимость только от угла ψ . Но данной связи уже достаточно для нахождения третьего параметра гипотетической частицы – постоянной распада λ .

1.6 Определение постоянной распада

Для определения постоянной распада будем использовать интенсивность поля излучения для максимальной энергии фотонов ε_{max} ,

которая соответствует вылету фотона при $\theta = 0$. Заметим, что именно для таких фотонов интенсивность поля излучения максимальна и равна:

$$I_\nu(0, t) = I_\nu(t) = K' \frac{N_0}{e^{8\lambda t} (vt + R_0)^2}, \quad (33)$$

где $K' = \frac{6\lambda hL(1+\frac{c}{v})}{16\pi^2 \sqrt{S_{\text{пп}}}}$ – константа.

В (33) есть неизвестный параметр R_0 – радиус источника. Он не всегда может быть померен в астрономических измерениях, но можно обойтись и без него. Используя три значения $I_\nu(t)$, померенные в разные моменты времени, можно выразить R_0 и найти постоянную распада λ . Воспользуемся другим способом.

Частицы, вылетевшие из источника, имеют релятивистские скорости $v \sim c$, поэтому по прошествии определенного времени значением R_0 можно пренебречь по сравнению с vt . Так, для объекта радиусом $R_0 = 100R_\odot$: примерно через 4 минуты $vt \approx R_0$. Поэтому при $t \gg \frac{R_0}{v}$ (34) имеем:

$$I_\nu(t) = K' \frac{N_0}{e^{8\lambda t} v^2 t^2}. \quad (35)$$

Зная $I_\nu(t)$ для двух моментов времени t_1 и t_2 , удовлетворяющих условию (34), находим постоянную распаду по отношению $\frac{I_\nu(t_1)}{I_\nu(t_2)}$:

$$\lambda = \frac{\ln \left(\frac{I_\nu(t_1) t_1^2}{I_\nu(t_2) t_2^2} \right)}{8(t_2 - t_1)}. \quad (35)$$

ГЛАВА 2. ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ИСТОЧНИКИ НОВЫХ ЧАСТИЦ

2.1 Космические лучи и их источники

Энергии космических лучей, лежащие в диапазоне от ~ 0.1 МэВ до $\sim 10^8$ ТэВ, свидетельствуют об огромных энергетических масштабах астрофизических процессов. Большая часть космических лучей является солнечными, но они не интересуют в силу малости их энергий (\sim до 10^{11} эВ). Космические лучи высоких и сверхвысоких энергий имеют галактическое и межгалактическое происхождение, с нетепловым механизмом ускорения, так как температура даже в центрах самых массивных звезд не превышает нескольких десятков кэВ. На данный момент полагают, что основными источниками таких лучей являются вспышки сверхновых. Другие источники космических лучей – пульсары, радиогалактики, квазары [5, 7]. Эти объекты могут быть источниками не только космических лучей высокой энергии, но и источниками новых частиц.

2.2 Пульсары и квазары

Пульсары – космические источники пульсирующего излучения, представляющие собой вращающиеся нейтронные звезды с сильным магнитным полем. Пульсары бывают разных видов в зависимости от генерируемого сигнала: радио-пульсары, гамма-пульсары и другие. Заряды, разгоняясь в их магнитосфере, приобретают огромные энергии $\sim 10^7$ ТэВ. Механизм ускорения является сложным, а излучение представляет узконаправленный пучок. Всё это требует разработки принципиально другой теории и ставит под сомнение возможность поиска новых частиц по излучению от таких объектов [7].

Похожая ситуация состоит и с квазарами – ядрами галактик на стадии наиболее высокой активности, представляющих из себя, по-видимому,

сверхмассивные черные дыры, где акреция газа в ее гравитационном поле создает высокий уровень энерговыделения. Причем протоны и электроны, ускоренные до высоких энергий, выбрасываются в форме узких джетов перпендикулярно плоскости акреционного диска [7].

2.3 Сверхновые звезды

Противоположная ситуация со вспышками сверхновых, где происходит не только огромное энерговыделение $E_0 \sim 10^{51} - 10^{52}$ эрг, но и присутствует симметрия процесса, связанная с распространением ударной волны, образованной при «отскоке» падающих внутренних слоев от сколлапсированного плотного ядра массивной звезды (сверхновая 2 типа). Рассмотрим феномен вспышек сверхновых подробнее [7].

Явление существования сверхновых связано с потерей устойчивости звезды на поздних этапах ее эволюции. Изначально звезда имеет много водорода (около 70% своей массы), горение которого приводит к образованию гелия. Уменьшение выделения энергии по мере истощения доли водорода в ядре приводит к его гравитационному сжатию, из-за чего температура и плотность в ядре постепенно растет и начинается термоядерное горение гелия с образованием более тяжелых элементов: углерода, кислорода и других. На последующих стадиях эволюции массивных звезд при высоких температурах происходит слияние тяжелых ядер. Этот процесс длится вплоть до образования изотопов элементов группы железа ^{56}Fe , ^{58}Fe , ^{60}Fe , ^{62}Ni и т.д., замыкая цепочку термоядерных реакций в невырожденном ядре массивной звезды. Дальнейшее сжатия ядра приводит к включениям процессов фотодиссоциации ядер и нейтронизации вещества, которые отвечают за потерю динамической устойчивости ядра и наступлению гравитационного коллапса [7].

Коллапс ядра останавливается при плотностях порядка плотности атомного ядра ($2.8 \times 10^{14} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$), при которых существенными становятся эффекты вырождения нейтронов, и их давление опять способно противостоять действию сил тяготения. Результатом свободно падающих внешних слоев звезды на резко возросшую упругость сжавшегося ядра является «отскок» внешних слоев, который скорее всего и является причиной сброса оболочки и наблюдению эффекта сверхновой звезды [7].

Сверхновые делятся на два основных типа: *I* – в спектрах которых отсутствуют линии водорода, и *II* – в спектрах которых линии водорода наблюдаются. Существует более детальная классификация, но мы рассмотрим два конкретных вида.

Сверхновые II типа.

Явление сверхновой *II* типа означает очень быстрое (почти мгновенное) энерговыделение $E_0 \sim 10^{51}$ эрг внутри звезды радиусом $R \sim 10^{14}$ см. Эта энергия переходит в кинетическую и тепловую энергию расширяющейся оболочки. Нагрев расширяющихся внешних слоев звезды происходит за счет ударных волн, которые по современным представлениям и ускоряют протонную и электронную компоненту космических лучей до высоких энергий. Возможно, эти же ударные волны могут привести к рождению новых частиц. В момент выхода ударной волны на поверхность возникает короткая вспышка жесткого ультрафиолетового излучения или даже мягкого рентгеновского излучения (в зависимости от радиуса звезды). Основная часть энергии выходит позднее, по мере ускорения диффузии излучения в процессе расширения оболочки [7].

Сверхновые типа Ia.

Наиболее вероятной моделью феномена сверхновой *Ia* является модель термоядерного взрыва белового карлика с массой около M_{Ch} (Предел Чандraseкара), поэтому такие сверхновые называют «термоядерными». Это объясняет универсальный характер кривых блеска, свидетельствующих об одинаковых свойствах предсверхновых этого типа.

Энергия, которая выделяется при термоядерном взрыве белого карлика с массой около M_{Ch} составляет около 2×10^{52} эрг. Так как в этом случае предсверхновая является компактным объектом (радиус белого карлика перед взрывом порядка нескольких тысяч километров), тепловая энергия, выделяющаяся при термоядерном взрыве, быстро передается оболочке [7].

Таким образом, вспышки сверхновых характеризуется большим энерговыделением, широким спектром излучения, большой длительностью процесса и могут даже создавать сферически симметричное излучение (или близко к этому). Все это делает вспышки сверхновых – наиболее вероятным источником новых частиц, а значит анализ их спектра может привести к открытию новых частиц.

2.4 Уточнение формул

Так как после взрыва сверхновых, как правило, остается компактный объект (например, нейтронная звезда), то определить минимальную энергию ε_{min} фотонов «запаздывающего» свечения не получится (кроме, быть может сверхновых Ia). Аналогичная проблема будет почти со всем вторичным излучением, исходящем от задней поверхности фронта частиц, из-за экранирования от расширяющейся оболочки звезды. Поэтому в таких случаях можно считать, что минимальная регистрируемая энергия фотона (ε_{min}') соответствует его вылету под углом $\theta = 90^\circ$. Тогда формулы (24) и (25) для массы и скорости частицы примут вид:

$$m = \frac{2}{c^2} \sqrt{\frac{\varepsilon_{min}'}{2\varepsilon_{max} - \varepsilon_{min}}}, \quad (36)$$

$$v = c \left(1 - \frac{\varepsilon_{min}'}{\varepsilon_{max}}\right). \quad (37)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе разработан метод определения параметров (масса, скорость, постоянная распада) нестабильных слабовзаимодействующих электрически нейтральных частиц, рождающихся при астрофизических процессах, по вторичному «запаздывающему» свечению, формирующемуся в результате их распада. Связь между ними задается формулами:

$$m = \frac{2}{c^2} \sqrt{\varepsilon_{max} \varepsilon_{min}} \text{ — масса частицы.}$$

$$v = c \frac{\varepsilon_{max} - \varepsilon_{min}}{\varepsilon_{max} + \varepsilon_{min}} \text{ — скорость частицы.}$$

$$\lambda = \frac{\ln \left(\frac{I_{\nu}(t_1) t_1^2}{I_{\nu}(t_2) t_2^2} \right)}{\delta(t_2 - t_1)} \text{ — постоянная распада.}$$

Кроме того, определены потенциально возможные источники таких частиц: сверхновые, пульсары и квазары. Где наиболее вероятные источники новых частиц — вспышки сверхновых (особенно в рамках рассмотренной модели). Для сверхновых уточнены формулы массы и скорости частиц на основании специфики процесса вспышки (наличие компактного массивного объекта после взрыва):

$$m = \frac{2}{c^2} \sqrt{\frac{\varepsilon_{min}'}{2\varepsilon_{max} - \varepsilon_{min}'}} ,$$

$$v = c \left(1 - \frac{\varepsilon_{min}'}{\varepsilon_{max}} \right).$$

Использование «запаздывающего» свечения для поиска новых частиц является перспективным методом и может дать свои плоды. Для этого необходимо провести тщательные анализы спектров сверхновых на его наличие. Также перспективой дальнейших исследований в этом направлении является распространение этого метода на другие объекты (пульсары, квазары и т.д.). Что, возможно, позволит не только открыть новые частицы, но и лучше понять природу этих объектов и процессы внутри них.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ И ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стандартная модель / [Электронный ресурс] // CERN : [сайт]. — URL: <https://home.cern/science/physics/standard-model> (дата обращения: 07.05.2023).
2. Большой адронный коллайдер / [Электронный ресурс] // Википедия : [сайт]. — URL: https://ru.wikipedia.org/wiki/Большой_адронный_коллайдер#Задачи_и_результаты (дата обращения: 08.05.2023).
3. LHC Run 3: физика при рекордной энергии стартует завтра / [Электронный ресурс] // CERN : [сайт]. — URL: <https://home.cern/news/news/physics/lhc-run-3-physics-record-energy-starts-tomorrow> (дата обращения: 08.05.2023).
4. Будущий круговой коллайдер / [Электронный ресурс] // CERN : [сайт]. — URL: <https://home.cern/science/accelerators/future-circular-collider> (дата обращения: 08.05.2023).
5. Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, Н.П. Юдин. Частицы и атомные ядра / Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, Н.П. Юдин — 4-е изд. — Москва: ЛЕНАНД, 2019 — 672 с.
6. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц Теория поля [Текст] / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц — Москва: НАУКА, 1967 — 460 с.
7. А.В. Засов, К.А. Постнов Общая астрофизика [Текст] / А.В. Засов, К.А. Постнов — 2-е изд. испр. и дополн. — Фрязино: Век 2, 2011 — 576 с.