ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А.Ф. ИОФФЕ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ПЕТРА ВЕЛИКОГО

На правах рукописи

Каляшова Мария Евгеньевна

СКОПЛЕНИЯ МОЛОДЫХ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД КАК ИСТОЧНИКИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И НЕТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Специальность 1.3.1 —
«физика космоса, астрономия»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д. ф.-м. н.
Быков Андрей Михайлович

Санкт-Петербург — 2023

Содержание

Введение 4

1 Анизотропия и потоки высокоэнергичных космических лучей, ускоренных в компактных скоплениях **14**

1.1 Введение 14

1.1.1 Молодые массивные компактные скопления в Галактике . 14

1.1.2 Ускорение на сходящихся потоках в звездном скоплении . 16

1.1.3 Анизотропия космических лучей высоких энергий 19

1.2 Модель 21

1.2.1 Магнитное поле Галактики и коэффициенты диффузии . . 21

1.2.2 Рассеяние частиц с помощью метода Монте-Карло 25

1.3 Результаты. Анизотропия КЛ, ускоренных в компактных скоплениях 28

1.3.1 Теоретический расчет 28

1.3.2 Случайные и наблюдаемые компактные скопления 30

1.3.3 Анизотропия прихода частиц с энергиями 100 и 300 ПэВ . 32

1.3.4 Анизотропия в бесконечном пространстве 35

1.3.5 Интенсивность КЛ с энергиями 100-300 ПэВ 36

1.4 Заключение к главе 38

2 Моделирование гамма-излучения OB-ассоциаций и компактных скоплений **40**

2.1 Введение 40

2.1.1 OB-ассоциации 40

2.1.2 Особенности спектров гамма-излучения звездных ассоциаций и скоплений 41

2.2 Модель распространения частиц 43

2.2.1 Спектр низкоэнергичных частиц 45

2.2.2 Спектр высокоэнергичных частиц. Модель 1. 46

2.2.3 Спектр высокоэнергичных частиц. Модель 2. 50

2.3 Спектр гамма-излучения Кокона Лебедя . . . 53
2.3.1 Модель 1 . . . 54
2.3.2 Модель 2 . . . 56
2.3.3 Анализ спектров излучения и светимость . . . 58
2.4 Спектр гамма-излучения Westerlund 2 . . . 60
2.5 Альтернативные модели . . . 63
2.6 Гамма- и нейтринное излучение компактных скоплений в галактиках с повышенным звездообразованием . . . 64
2.7 Заключение к главе . . . 69

3 Скопления массивных звезд как источники ^{22}Ne в космических лучах . . . 71
3.1 Введение . . . 71
3.2 Теория и модель . . . 73
3.2.1 Модель звездного скопления и ее параметры . . . 74
3.2.2 Расчет ^{22}Ne/^{20}Ne в космических лучах . . . 77
3.2.3 Сравнение моделей звездного нуклеосинтеза . . . 78
3.2.4 Распределение вещества и эффективность ускорения . . . 80
3.3 Результаты . . . 84
3.3.1 Результаты с учетом и без учета вспышек сверхновых . . . 84
3.3.2 Усреднение по возрасту КЛ . . . 86
3.4 Энергетика источников . . . 87
3.5 Локальные источники . . . 90
3.6 Заключение к главе . . . 93

Заключение . . . 95

Литература . . . 98

Приложения . . . 109
Приложение 1. Расчет гамма-излучения от протон-протонного взаимодействия . . . 109
Приложение 2. Расчет гамма- и нейтринного излучения от совокупности галактик со вспышкой звездообразования . . . 111

Введение

Актуальность темы диссертации

Звездное скопление представляет собой группу звезд, имеющих общее происхождение и близкое месторасположение. Звездные скопления могут иметь различную плотность звезд и газа. Скопления низкой плотности ($< 0.1\ M_\odot$ пк$^{-3}$) и размеров порядка 10-100 пк называются ассоциациями, в частности, выделяют T-ассоциации (ассоциации, содержащие звезды типа T Тельца) и OB-ассоциации (т.е. ассоциации, содержащие множество молодых O- и B- звезд), последние являются одним из объектов исследования данной работы. Такие ассоциации за счет низкой плотности звезд, скорее всего, являются гравитационно несвязанными. Вокруг OB-ассоциаций за счет комбинированного действия ветров массивных звезд и сверхновых, которые выметают вещество, образуется область пониженной плотности размером ~ 100 пк – сверхкаверна или сверхпузырь. Гравитационно связанные скопления принято делить на шаровые — более старые (≥ 10 млрд. лет), более массивные ($\geq 10^5\ M_\odot$), населяющие гало Галактики, и рассеянные — более молодые (≤ 300 млн. лет), менее массивные ($\leq 10^3\ M_\odot$), сосредоточенные в галактическом диске. Отдельно выделяют молодые массивные скопления, или сверхскопления — скопления, с массой более $\sim 10^4\ M_\odot$, возрастом менее 100 млн. лет, и размерами порядка 1 пк. Такие скопления содержат большое количество молодых массивных звезд и считается, что в будущем они станут шаровыми скоплениями, хоть это и не установлено точно. Деление на шаровые и рассеянные скопления не является строгим, в частности, популяции скоплений в нашей и других галактиках имеют некоторые различия [1].

Диссертация посвящена скоплениям молодых массивных звезд – компактным сверхскоплениям и OB-ассоциациям со сверхкавернами. Далее под термином «звездное скопление» будут подразумеваться именно такие объекты.

Молодые массивные звезды, входящие в плотные звездные скопления, являются строительным материалом для галактик. Не является исключением и

наша Галактика, в которой наблюдаются десятки молодых звездных скоплений. Некоторые из них находятся так близко, что их наблюдения позволяют исследовать функцию масс звезд в этих скоплениях, звездную эволюцию и динамику. В молодых массивных скоплениях могут рождаться весьма экзотические одинарные и двойные звезды, объекты с экстремальным энерговыделением [1]. Образование звездных скоплений имеет большое влияние на эволюцию межзвездной среды, формирование турбулентных магнитных полей и рождение высокоэнергичных космических лучей (КЛ) [2, 3].

Поиск источников Галактических космических лучей, в том числе с энергиями выше петаэлектронвольт (ПэВ), является одной из долгоиграющих задач астрофизики высоких энергий [4, 5, 6]. Наиболее очевидными кандидатами в ускорители КЛ являются остатки сверхновых (ОСН), ударные волны (УВ) которых способны эффективно ускорять частицы за счет механизма Ферми I рода [7]. В то же время известно, что существенная доля сверхновых вспыхивает в результате коллапса ядер массивных звезд, часть из которых являются членами компактных или разреженных звездных скоплений[8]. Внутри звездных скоплений, богатых массивными звездами, выделяется огромная механическая энергия за счет вспышек сверхновых и звездных ветров. Было высказано предположение [9], что эта энергия может идти на ускорение частиц, в частности за счет коллективных плазменных эффектов [10]. Ускорение КЛ в звездных скоплениях является альтернативой стандартной парадигме ускорения КЛ на ударных волнах одиночных, изолированных друг от друга сверхновых.

Во многих работах ([11, 12, 13]) обсуждались сверхкаверны как источники галактических КЛ. На эту возможность указывает, в том числе, химический состав ГКЛ ([14, 15]), что исследуется в данной работе на примере неоновой аномалии. Ускорение частиц ансамблями ударных волн и их переускорение в сильно турбулентной перемежаемой среде может быть более эффективным, чем ускорение Ферми на одиночной УВ остатка сверхновой [12]. Также можно ожидать более высокие максимальные энергии ускоренных частиц — выше так называемого «колена» в наблюдаемом спектре космических лучей [16].

Энерговыделение массивных звездных скоплений допускает ускорение частиц до сотен ТэВ и выше. Это можно оценить из уравнения, связывающего максимальные энергии протонов, ускоренных в источнике с потоками плазмы с

вмороженным в нее магнитным полем, и магнитную светимость источника (т.е. переходящая в магнитное поле часть механической светимости – кинетической энергии, которая выделяется с ветрами всех звезд скопления в секунду) [17].

$$E_{\max} \approx 6 \times 10^{14} \cdot \frac{\beta_{\rm f}^{1/2}}{\Gamma_{\rm f}} \left(\frac{\mathcal{L}_{\mathcal{M}}}{10^{35}\ \text{эрг}\,\text{с}^{-1}} \right)^{1/2} \text{эВ}, \qquad (1)$$

где $\beta_{\rm f} = u_{\rm f}/c$ – скорость потока, нормированная на скорость света c, $\Gamma_{\rm f} = 1/\sqrt{1-\beta_{\rm f}^2}$. Магнитная светимость $\mathcal{L}_{\mathcal{M}}$ составляет порядка нескольких процентов от механической светимости. К примеру, одно из наиболее мощных скоплений в нашей Галактике — Westerlund 1 — имеет механическую светимость $\gtrsim 10^{39}$ эрг с$^{-1}$, а ассоциация Cygnus OB2 содержит около 120 O-звезд и его механическая светимость превосходит 2×10^{38} эрг с$^{-1}$ [18, 19].

На протяжении двух десятков лет предпринимаются попытки моделирования механизмов ускорения КЛ в звездных скоплениях. В работе [20] рассматривалось ускорение как на ударной волне коллективного ветра массивных звезд в компактном скоплении, так и на отдельных ветрах в разреженной ассоциации, и, по оценкам авторов, максимальная энергия ускоренных частиц в таких системах может быть увеличена на 1-2 порядка по сравнению с ускорением на одиночной ударной волне. Ускорению КЛ на взаимодействующих ударных волнах — сталкивающихся ветрах или УВ остатков сверхновых — посвящен ряд работ А.М. Быкова и соавторов [21, 16]. Эти авторы смоделировали систему из двух сходящихся потоков и получили для «идеальной» плоской геометрии очень жесткий спектр. Попытки учесть эффекты геометрии и зависимость от времени были предприняты в работах [16, 22]. Достаточно компактная группа звезд также может сформировать общий звездный ветер [23, 24]. Поэтому, когда речь идет о компактном скоплении, ускорение может происходить как в системах «ОСН-ветер» или «ветер-ветер», описанных выше, так и на УВ остановки (termination shock) коллективного ветра. Последнее было рассмотрено в работах [24, 25], авторы которых пришли к выводу, что максимальные энергии ускоренных частиц в таких системах достигают ПэВ-ной области.

В системах сталкивающихся потоков может происходить значительное усиление турбулентного магнитного поля, в результате чего часть механической энергии ветра или бегущей УВ переходит в магнитную. В работе [26] выполнено магнитогидродинамическое (МГД) моделирование компактного скопления

массивных звезд и показано, что магнитные поля могут усиливаться до ~ 300 мкГс за счет энергии совокупности мощных ветров молодых звезд. Магнитное поле играет важную роль в контексте ускорения частиц – усиленное турбулентное поле способствует удержанию частиц вблизи ударных волн.

Хотя гипотеза о звездных скоплениях — источниках КЛ обсуждается уже более 20 лет[27, 2, 3], в последние годы тема вызывает все больший интерес из-за того, что современные гамма-телескопы — орбитальная обсерватория Fermi, а также наземные телескопы HESS, HAWC, MAGIC, LHAASO, Tibet, Carpet-2 детектируют повышенные потоки гамма-излучения в направлении на скопления звезд [19, 28]. Для ряда звездных скоплений были обнаружены ассоциированные с ними гамма-источники. К ним относятся компактные скопления Westerlund 1 [29] и Westerlund 2 [30, 31], RSGC 1 [32], NGC 3603 [33], Кокон Лебедя (Cygnus Cocoon), в области которого находятся несколько звездных ассоциаций, крупнейшая из которых – Cygnus OB2 [34, 35], сверхкаверна 30 Doradus C в Большом Магеллановом Облаке [36] и другие источники.

Излучение, испущенное ускоренными частицами, предоставляет важную информацию о распределении материи и магнитных полях в звездных скоплениях. В частности, из анализа высокоэнергичного гамма-излучения компактных скоплений Westerlund 1 и 2 и OB-ассоциации Cygnus OB2 было найдено [19], что плотность КЛ вблизи источника убывает с расстоянием как $1/r$. Это может указывать на непрерывную инжекцию ускоренных частиц в межзвездную среду на временах порядка нескольких миллионов лет. Такой результат говорит в пользу ускорения частиц, ответственных за гамма-излучение, ветрами массивных звезд в звездных скоплениях, нежели на УВ сверхновых, частота вспышек которых не позволяет обеспечить квази-непрерывную инжекцию.

Компактные звездные скопления могут являться важнейшим источником гамма-излучения и высокоэнергичных нейтрино в галактиках с повышенным звездообразованием. Многоволновые наблюдения таких галактик (например, NGC 253, M82, Arp220) выявили наличие нетеплового излучения от радио до гамма-лучей, что указывает на присутствие релятивистских частиц, взаимодействующих с материей, излучением и магнитными полями [37, 38, 39, 40]. Благодаря жесткому спектру и высоким максимальным энергиям ускоренных частиц, компактные скопления в галактиках с повышенным звездообразованием могут

вносить определяющий вклад в диффузный нейтринный поток, наблюдаемый обсерваторией IceCube [41, 42].

Наблюдательная поддержка исследований звездных скоплений является важной частью научных программ действующих и планируемых рентгеновских, гамма- и других обсерваторий, что подтверждает актуальность задачи. В частности, новая перспектива наблюдений звездных скоплений с высоким разрешением открылась с недавним запуском Космического телескопа «Джеймс Уэбб», в научные задачи которого входят исследования молодых звездных скоплений и других популяций массивных звезд. Повышение чувствительности нейтринных и гамма-телескопов открывает новые горизонты в исследовании космических лучей и нетепловых процессов в звездных скоплениях [43, 44]. Например, ожидается, что будущие проекты, такие как eASTROGAM [45], будут иметь чувствительность в МэВ-ном диапазоне на 1-2 порядка выше по сравнению с существующими инструментами, что позволит по-новому взглянуть на области звездообразования в Галактическом центре. Одним из наиболее амбициозных проектов в области гамма-астрономии является черенковский телескоп CTA (Cherenkov Telescope Array). Рентгеновские исследования областей звездообразования, включающие в себя изучение механизмов ускорения релятивистских частиц, детектирование нетеплового гамма-излучения и проверку текущих моделей сверхкаверн, до сих пор осуществлялись обсерваториями Chandra, XMM-Newton и Suzaku. Новые перспективы исследований открывает запуск рентгеновских обсерваторий Спектр Рентген-Гамма (СРГ) и XRISM (планируется в 2023 г.). Кроме того, накапливающаяся статистика детектирования космических нейтрино высоких энергий обсерваториями IceCube и Байкал-GVD позволяет проводить их совместный анализ с данными гамма-обсерваторий и делать заключения об источниках и механизмах излучения (см., например, [46, 47]).

Существующие ограничения вычислительных мощностей приводят к тому, что большинство моделей ускорения космических лучей в компактных скоплениях и OB-ассоциациях либо являются полностью или частично аналитическими, либо используют значительные упрощения. Однако, в последнее время было реализовано значительное количество наблюдений, позволяющих прямо или косвенно как проверить применимость имеющихся моделей, так и оценить

ключевые параметры, которые должны иметь скопления как предполагаемые источники космических лучей. Моделирование ускорения и распространения частиц в таких объектах вкупе с анализом доступных наблюдательных данных позволяет приблизиться к решению ряда актуальных задач, таких как проблема избытка ^{22}Ne в КЛ, проблема происхождения КЛ выше «колена», выявление природы нетеплового излучения звездных скоплений. Таким образом, тема работы и поставленные в ней цели и задачи являются актуальными.

Цели и задачи работы

Целью диссертационной работы является построение моделей, позволяющих исследовать наблюдаемые особенности галактических КЛ и источников гамма-излучения, которые могут быть обусловлены вкладом скоплений молодых массивных звезд в ускорение частиц.

Были поставлены следующие задачи:

1. Анализ предположения, что галактические компактные скопления являются источниками КЛ с энергиями выше 100 ПэВ. Исследование распространения КЛ высоких энергий, ускоренных в скоплениях звезд, в галактическом магнитном поле.

2. Моделирование спектров гамма-излучения OB-ассоциаций и компактных скоплений на основе модели транспорта частиц в турбулентной среде с ударными фронтами.

3. Моделирование обогащения космических лучей изотопами ^{22}Ne и исследование возможной роли галактических звездных скоплений в наблюдаемой неоновой изотопной аномалии.

Научная новизна

Следующие результаты, представленные в работе, получены впервые:

1. Построена модель распространения высокоэнергичных частиц, ускоренных в компактных скоплениях, в магнитном поле Галактики. На ее основе найдены величины анизотропии и потоков галактических КЛ с энергиями выше 100 ПэВ.

2. Построены спектры гамма-излучения галактических скоплений молодых звезд посредством модификации теории ускорения КЛ ансамблями ударных волн и МГД-турбулентностью.

3. Построена модель обогащения космических лучей изотопами ^{22}Ne в галактических звездных скоплениях, учитывающая современные модели эволюции массивных звезд и процессы ускорения частиц, влияющих на химический состав КЛ.

Научная и практическая значимость

В данной работе путем исследования наблюдаемых проявлений процессов ускорения в звездных скоплениях показано, что в этих объектах может рождаться существенная компонента галактических КЛ. В работе получены оценки мощности источников и эффективности ускорения частиц; эти оценки, в свою очередь, могут быть использованы в будущих более продвинутых моделях источников КЛ. Реализация моделирования включает в себя универсальные инструменты (код Монте-Карло для распространения частиц в магнитном поле Галактики, программа построения спектра гамма-излучения), которые могут быть полезны и для других расчетов. Наконец, в работе решены значимые задачи астрофизики КЛ: в рамках моделирования найдены возможные объяснения избытка ^{22}Ne в КЛ и кусочной формы спектров гамма-излучения ряда звездных скоплений.

Методология и методы исследования

Методология исследования заключается в том, чтобы с помощью разработки новых и модификации существующих моделей объяснить наблюдения, касающиеся КЛ и гамма-излучения высоких энергий. В первой главе выполнено моделирование распространения частиц методом Монте-Карло на основе коэффициентов диффузии, найденных прямым численным решением уравнений движения в сложном галактическом магнитном поле со стохастической компонентой. Во второй главе разработана аналитическая модель переноса частиц внутри звездного скопления, основанная на методе перенормировок кинетических коэффициентов частиц в сильно турбулентной плазме, предложенного в

работах А.М.Быкова и И.Н. Топтыгина. В третьей главе выполнено моделирование химического состава ускоряемого в звездном скоплении вещества на основе существующих моделей звездного нуклеосинтеза, для которых сделаны интерполяции на все необходимые массы звезд.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Численный расчет диффузионных коэффициентов ускоренных частиц на основе наблюдательных данных о галактическом турбулентном магнитном поле позволяет построить модель распространения космических лучей с энергиями выше ПэВ в Галактике, учитывающую геометрию Галактики, структуру регулярного и турбулентного магнитных полей и распределение источников космических лучей.

2. Молодые компактные галактические скопления могут быть источниками космических лучей сверхвысоких энергий (100-300 ПэВ); доля данных источников может составлять десятки процентов без превышения наблюдаемой дипольной анизотропии космических лучей.

3. Наблюдаемые спектры гамма-источников Cygnus Cocoon и Westerlund 2 удовлетворительно объясняются в рамках модели ускорения и переноса космических лучей в турбулентной плазме с ударными волнами в скоплениях молодых звезд.

4. Аномальное отношение изотопов $^{22}\mathrm{Ne}/^{20}\mathrm{Ne}$, наблюдаемое в низкоэнергичных космических лучах, может объясняться рождением значительной их части в молодых звездных скоплениях Галактики.

Достоверность полученных результатов

Достоверность представленных в работе результатов обусловлена тем, что:

1. Все существующие модели, использованные в работе (например модели звездного нуклеосинтеза *Geneva* и *Frascati*), хорошо изучены, непротиворечивы, описаны в публикациях в реферируемых журналах и успешно используются для решения задач, сходных с задачами работы.

2. Все методы, использованные в работе (метод Монте-Карло, уравнения движения частиц и их численное и аналитическое решение, кинетические и МГД модели) адекватны поставленным задачам.

3. Все разработанные и использованные модели были протестированы на простых задачах, или сравнивались между собой.

4. Все полученные результаты находятся в удовлетворительном согласии с наблюдательными данными. Они также не противоречат друг другу.

Апробация работы и публикации

Основные результаты, описанные в диссертации, опубликованы в 7 статьях в реферируемых журналах. Результаты работы также были представлены на всероссийских и международных конференциях: «ФизикА.СПб» (Санкт-Петербург, 2019, 2021), «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра» (Москва, 2018, 2019, 2021), XXI Jubilee Mendeleev Congress on General and Applied Chemistry: Symposium “The Periodic Table Through Space and Time” (Санкт-Петербург, 2019), «Всероссийская конференция по космическим лучам» (Москва, 2020, 2022)

Основные результаты диссертации отражены в следующих публикациях:

A1. A. M. Bykov, D. C. Ellison, M. E. Kalyashova, S. M. Osipov High-energy cosmic rays from supernovae in young clusters of massive stars // Rendiconti Lincei. Scienze Fisiche e Naturali, Volume 30, Issue Suppl 1, p.155-158 (2019);

A2. A. M. Bykov, M. E. Kalyashova, D. C. Ellison, S. M. Osipov High-energy cosmic rays from compact galactic star clusters: Particle fluxes and anisotropy // Advances in Space Research, Volume 64, Issue 12, p. 2439-2444 (2019);

A3. A. M. Bykov, A. Marcowith, E. Amato, M. E. Kalyashova, J. M. D. Kruijssen, E. Waxman High-energy particles and radiation in star-forming regions // Space Science Reviews, Volume 216, Issue 3, article id.42 (2020);

A4. A. M. Bykov, M. E. Kalyashova Modeling of GeV-TeV gamma-ray emission of Cygnus Cocoon // Advances in Space Research, Volume 70, Issue 9, p. 2685-2695 (2022);

A5. M. E. Kalyashova, A. M. Bykov, S. M. Osipov, D. C. Ellison, D. V. Badmaev Wolf-Rayet stars in young massive star clusters as potential sources of Galactic cosmic rays // Journal of Physics: Conference Series, Volume 1400, Issue 2, article id. 022011 (2019);

A6. М. Е. Каляшова, А. М. Быков, С. М. Осипов Молодые звездные скопления как источники обогащенных ^{22}Ne Галактических космических лучей // Известия Российской академии наук. Серия физическая, т. 85, № 4,482–485 (2021);

A7. M. E. Kalyashova, A. M. Bykov Modeling of cosmic ray ^{22}Ne-enrichment in compact star clusters // Journal of Physics: Conference Series, Volume 2103, Issue 1, id.012008 (2021);

Глава 1

Анизотропия и потоки высокоэнергичных космических лучей, ускоренных в компактных скоплениях

1.1 Введение

1.1.1 Молодые массивные компактные скопления в Галактике

Основной темой диссертации является исследование космических лучей, ускоренных в Галактических звездных скоплениях. Среди них выделяются молодые массивные компактные скопления – с массой порядка $10^4\ M_\odot$ или более и размерами порядка нескольких парсек. Формально молодыми считаются скопления с возрастом $\lesssim 100$ млн. лет, но в данной главе исследуются скопления с популяциями массивных ($\gtrsim 8\ M_\odot$) звезд; они должны быть моложе ~ 20 млн. лет. Характеристики наиболее массивных ($M > 10^4\ M_\odot$) компактных скоплений Галактики приведены в Таблице 1.1, а их пространственное распределение представлено на Рис. 1.1. Как можно видеть, большая часть этих объектов сосредоточена у Галактического центра, но есть и существенно более близкие к Солнечной системе крупные скопления (Westerlund 1,2, Trumpler 14). Из-за огромной массы такие объекты иногда называют сверхскоплениями. Есть известные сверхскопления и в соседних галактиках – например, R136 в Большом Магеллановом облаке. В радиусе ~ 1 кпк от Земли также присутствуют компактные скопления, но они менее массивные и мощные, чем перечисленные в таблице.

Молодые компактные звездные скопления содержат большие популяции массивных звезд и, как следствие, имеют высокий темп вспышек сверхновых. В таких галактиках, как Млечный Путь, суммарная масса скоплений превышает

Таблица 1.1: Наиболее массивные молодые компактные скопления в Галактике [48]

Скопление	Радиус, пк	Возраст, млн. лет	Масса, $\log M/M_\odot$
Westerlund 1	1.5	3.5-5	4.7
Westerlund 2	1.1	2.0	4.6
Arches	1.1	3.5-5	4.4
NGC 3603	1.1	2.0	4.1
Quintuplet	1.0	4.0	4.0
DBS2003	0.2	3.5	4.4
RSGC01	1.5	12.0	4.5
RSGC02	2.7	17.0	4.6
RSGC03	5.0	18.0	4.5
Trumpler 14	0.5	2.0	4.0

10^5 $M_\odot$ [49, 50]. Плотность звезд в таких скоплениях ввиду малых размеров ($\sim$ 1 пк) может достигать $\gtrsim 10^3$ $M_\odot$ пк$^{-3}$.

Звезды спектральных классов O-, B- , а также звезды Вольфа-Райе имеют мощные ветры, чья скорость достигает $(1-3)\times 10^3$ км с$^{-1}$. При этом скорость потери ими массы равна $10^{-6}-10^{-5}$ $M_\odot$. В связи с этим полная кинетическая мощность ветров массивных звезд в скоплении может достигать $\sim 5\times 10^{38}-10^{39}$ эрг с$^{-1}$.

Благодаря малому размеру и высокой плотности звезд, в молодых массивных компактных скоплениях может находиться большое количество взаимодействующих сильных ударных волн. Такие системы сходящихся потоков являются областями эффективного ускорения космических лучей. Ускорение частиц на сходящихся звездных ветрах было предсказано в работе [51] в отношении двойных систем массивных звезд. На это указывает и зафиксированное позже нетепловое радиоизлучение от звезд Вольфа-Райе в двойных системах [52, 53]. В данной главе обсуждаются сталкивающиеся ударные волны в галактических компактных скоплениях как источники высокоэнергичных (больше ПэВ) космических лучей. На Рис. 1.2 схематично показана такая система для двух ветров массивных звезд.

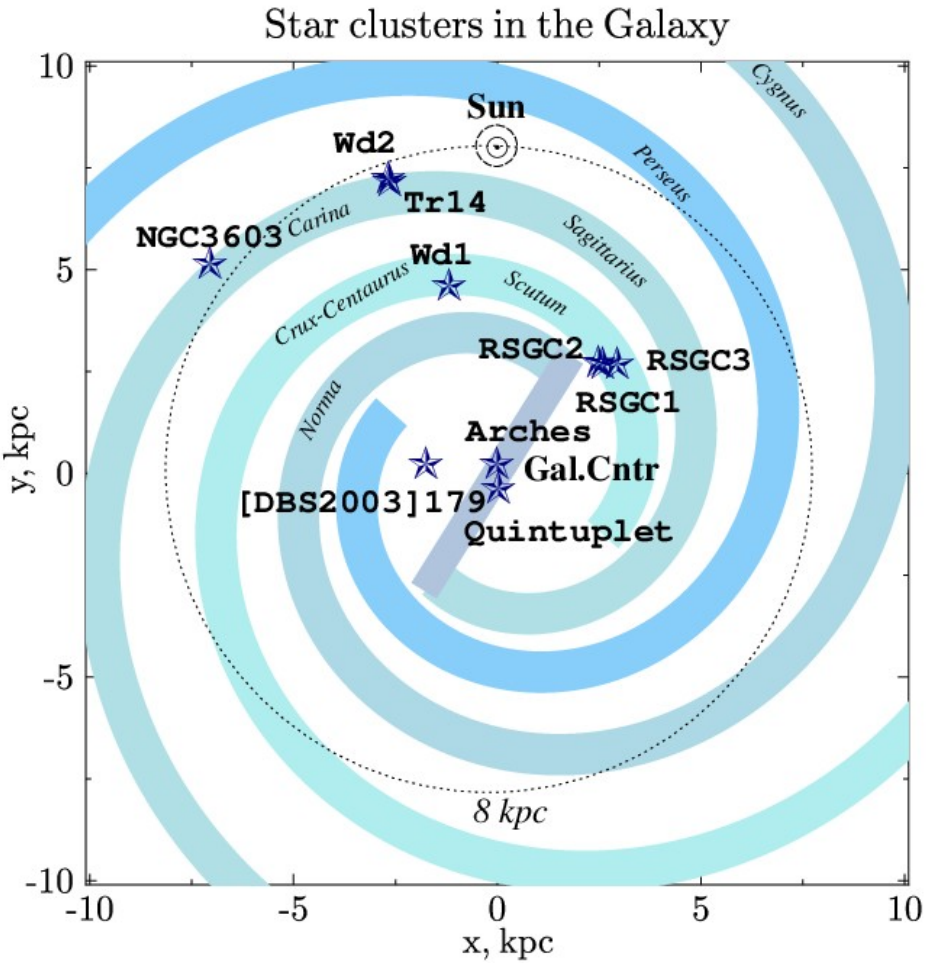

Рисунок 1.1: Позиции массивных компактных скоплений по данным [48].

1.1.2 Ускорение на сходящихся потоках в звездном скоплении

Остатки сверхновых являются одними из наиболее вероятных источников космических лучей с энергиями до ТэВ (см. [4, 54, 55, 56, 57]). Предположительные галактические источники КЛ с энергиями порядка ПэВ-ЭэВ ($10^{15}-10^{18}$ эВ) вызывают гораздо больше вопросов. У всех ОСН, обнаруженных на настоящий момент, спектр гамма-излучения обрывается на энергиях менее 100 ТэВ [58], тогда как ускоренные протоны с энергиями выше ПэВ за счет адронного механизма должны обеспечивать максимальные энергии гамма-излучения $\gtrsim 100$ ТэВ. Максимальная энергия КЛ, достижимая при ускорении на ударной волне ОСН оценивается как [7, 59] $E_{max} \sim 10^5 Z B_{-6}$ ГэВ, где Z – это заряд иона КЛ, а B_{-6} — магнитное поле в межзвездной среде в мкГс. Теоретически ускорять частицы до энергий ПэВ и выше могут сверхновые с трансрелятивистскими ударными волнами [60, 61] и сверхновые типа IIb [62].

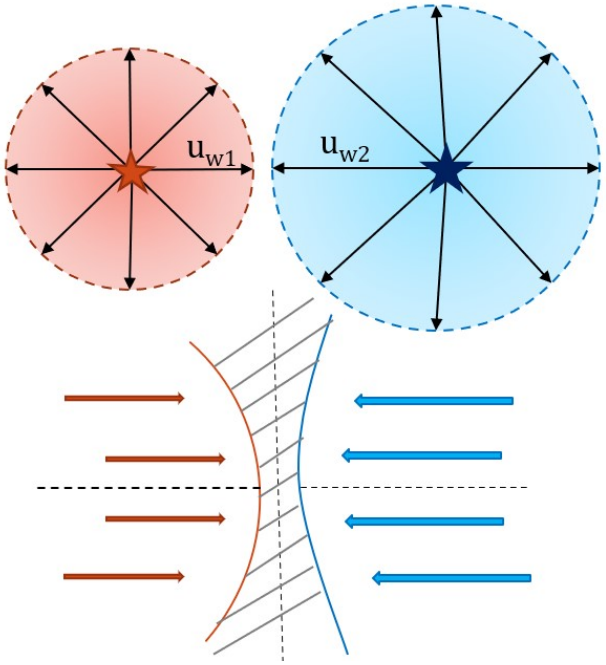

Рисунок 1.2: Схема взаимодействия ударных волн мощных ветров массивных звезд

Важным ограничением на возможный вклад галактических источников в ПэВ-ЭэВные КЛ является их низкая анизотропия, наблюдаемая в Солнечной системе. Считается, что КЛ внегалактического происхождения приходят изотропно: во-первых, вносить свой вклад в поток КЛ может большое количество внегалактических источников, распределенных изотропно по направлениям, а во-вторых, частицы претерпевают многочисленные рассеяния во внегалактических магнитных полях на пути от удаленных источников, и направления их прихода изотропизуются. Напротив, существующие модели распространения и источников галактических КЛ сверхвысоких энергий предсказывают анизотропию выше наблюдаемой [63]. Моделирование анизотропии КЛ от галактических источников, таким образом, позволяет оценить их вклад в общий поток КЛ.

Энергетические требования для потока КЛ с энергиями выше «колена» более мягкие, чем для КЛ меньших энергий, поэтому популяция источников ПэВ-ЭэВных КЛ может уступать по количеству и энерговыделению популяции изолированных ОСН. Сверхновые появляются и в компактных звездных скоплениях. Самые массивные звезды взрываются как сверхновые в течение нескольких миллионов лет после образования скопления. Сверхновые в компактных скоплениях являются мощными ускорителями космических лучей: эффективность

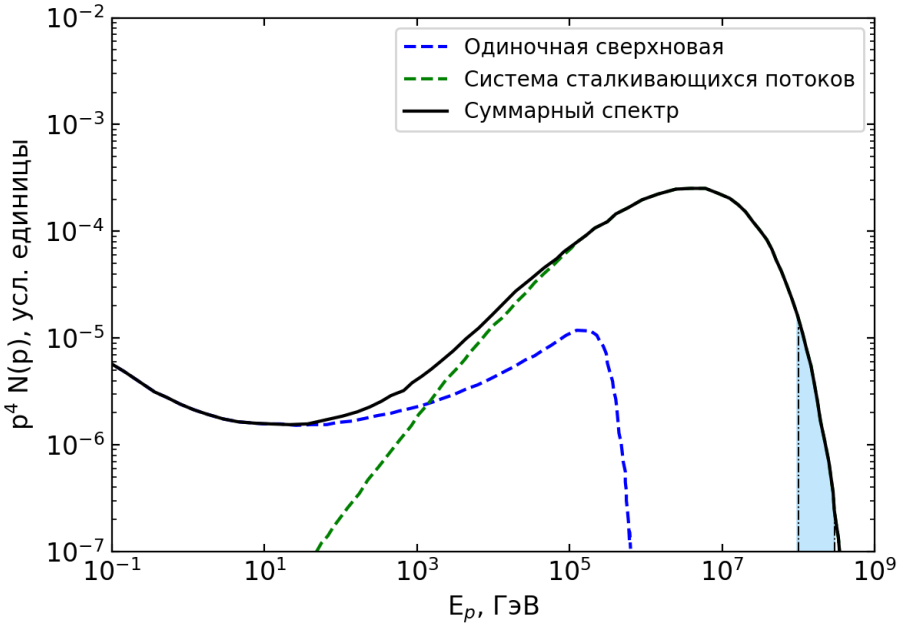

Рисунок 1.3: Спектр протонов космических лучей, полученный в модели ускорения на сталкивающихся потоках. Синяя кривая показывает спектр частиц, ускоренных на УВ одиночного остатка СН, а зеленая кривая – спектр частиц, ускоренных на стадии взаимодействия СН с быстрым звездным ветром, черной кривой показан суммарный спектр частиц, ускоренных в системе сталкивающихся потоков. Голубым выделен диапазон энергий протонов 100-300 ПэВ, исследуемый в данной работе.

ускорения и максимальные энергии ускоренных частиц выше по сравнению со значениями, полученными для ускорения на ударных волнах изолированных остатков сверхновых [16]. Это происходит за счет взаимодействия УВ сверхновой с быстрыми ветрами ОВ-звезд. В системе сходящихся потоков происходит более эффективное удержание частиц, чем на отдельной УВ, что модифицирует механизм Ферми и приводит к более высоким максимальным энергиям ускоренных частиц. Процесс ускорения является сильно нелинейным и происходит в течение короткого времени, пока УВ остатка сверхновой не столкнется с ветром ($\sim$ 400 лет – оценка получена в [16] для скопления Westerlund 1) — до тех пор уход частиц из системы возможен только для самых высокоэнергичных частиц. С помощью нелинейного моделирования в работе [16] было показано, что спектр ускоренных частиц в системе сверхновая-ветер может быть очень жестким на

высоких энергиях. Спектр протонов, полученный в модели ускорения на сталкивающихся потоках, описанной в [16, 64], приведен на Рис. 1.3. Можно видеть, что этот спектр простирается до энергий $\sim$ 300 ПэВ. Следовательно, молодые компактные массивные скопления, в которых может быть реализован такой механизм ускорения, являются потенциальными галактическими источниками космических лучей с энергиями, превышающими сотни ПэВ. Кроме того, этот механизм может приводить к рождению ПэВ-ных нейтрино, регистрируемых обсерваторией IceCube.

1.1.3 Анизотропия космических лучей высоких энергий

Информация об источниках КЛ сверхвысоких энергий может быть получена как из данных об их спектре и химическом составе, так и путем изучения анизотропии распределения направлений их прибытия. Будучи заряженными частицами, космические лучи отклоняются в галактических и внегалактических магнитных полях, что усложняет выявление их источников. Анизотропия КЛ может быть следствием как анизотропного распределения их источников, так и диффузионного распространения частиц. Внегалактические КЛ считаются приходящими изотропно. Поэтому исследование анизотропии частиц высоких энергий позволяет найти «пороговую» энергию, выше которой КЛ внегалактического происхождения начинают доминировать в общем потоке КЛ, и, как следствие, найти необходимые требования к галактическим и внегалактическим источникам КЛ высоких энергий.

В ходе исследований анизотропии КЛ ищется их интенсивность, т.е. плотность потока КЛ во всех направлениях. Наблюдаемая интенсивность КЛ в направлении $\mathbf{n}$ равна

$$I(\mathbf{n}) = \frac{I_0}{4\pi}\left(1 + \delta I(\mathbf{n})\right), \tag{1.1}$$

где I_0 – интенсивность изотропной части КЛ в точке наблюдения, $\delta I(\mathbf{n})$ характеризует анизотропию прихода КЛ в зависимости от направления. В дипольном приближении эту формулу можно переписать как:

$$I(\mu) = \frac{1}{4\pi}(I_0 + I_1\mu), \tag{1.2}$$

где $\mu = \cos\Theta$, где Θ — угол между рассматриваемым направлением, и направлением, в котором достигается максимальная интенсивность. Амплитуда

дипольной анизотропии, $|A|$, определяется как разница между максимальной и минимальной интенсивностью, т.е.,

$$|A| = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \left|\frac{I_1}{I_0}\right| \ . \tag{1.3}$$

Необходимо отметить, что формула (1.1) применима только тогда, когда $I_1 \ll I_0$, т.е., когда $|A| \ll 1$. Фазой анизотропии называется направление, в котором интенсивность КЛ принимает максимальное значение.

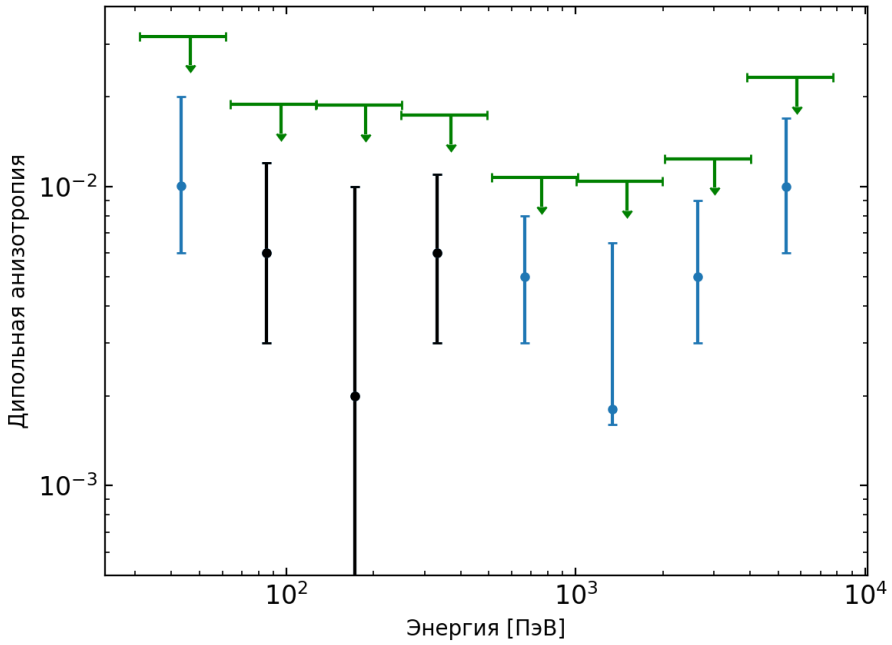

Рисунок 1.4: Наблюдаемая обсерваторией Пьера Оже [65] дипольная анизотропия космических лучей с энергиями ПэВ-ЭэВ. Зеленым цветом показаны верхние пределы на 99% уровне достоверности. Значения для исследуемого в данной работе диапазона энергий выделены черным цветом.

Данные по амплитуде и фазе анизотропии космических лучей на энергиях $\sim$ сотен ПэВ приводит наземная черенковская обсерватория Пьера Оже (Pierre Auger Observatory) на основании более чем десятилетней истории наблюдений космических лучей [65]. На Рис. 1.4 приведены полученные обсерваторией значения амплитуды дипольной анизотропии в диапазоне энергий десятки ПэВ-десятки ЭэВ. Несмотря на большие ошибки наблюдений, можно видеть, что в исследуемом диапазоне энергий анизотропия не превышает 1%. Поэтому в работе это значение – 1% – используется как верхняя граница анизотропии, на основе

которого будет оценена доля галактических КЛ с энергиями 100-300 ПэВ. Также можно видеть, что амплитуда анизотропии, по крайней мере в приведенном диапазоне, не растет вместе с энергией, тогда как, как будет видно ниже, при диффузионном распространении частиц большей энергии соответствует более высокая анизотропия. Это может указывать на то, что на энергиях порядка сотен ПэВ происходит постепенный переход от преобладающих галактических источников КЛ к внегалактическим.

1.2 Модель

Целью исследования являлось смоделировать анизотропию КЛ от галактических источников – молодых компактных сверхскоплений, и, сравнивая полученные значения с наблюдениями, оценить возможный вклад таких источников в КЛ с энергиями выше 100 ПэВ. Моделирование распространения частиц в Галактике и анизотропии КЛ от компактных скоплений включало в себя следующие стадии:

1. Нахождение коэффициентов диффузии в Галактике для тестовых частиц в турбулентном поле с заданным спектром;

2. Моделирование распространения частиц с энергиями $E_{\rm CR} = 10^{17}$ эВ и $E_{\rm CR} = 3\times10^{17}$ эВ от галактических компактных скоплений (см. Рис. 1.1, Таблицу 1.1) методом Монте-Карло с учетом вращения частиц в регулярном магнитном поле Галактики;

3. Расчет амплитуды дипольной анизотропии и интенсивности космических лучей, ускоренных в галактических компактных скоплениях.

1.2.1 Магнитное поле Галактики и коэффициенты диффузии

Для описания распространения частиц космических лучей с энергиями от ГэВ до десятков ТэВ используют самосогласованные модели переноса с генерацией турбулентности КЛ (см., например, [66, 67]). Для ПэВ-ных частиц модель можно строить по наблюдениям магнитного поля.

На мелких пространственных масштабах ($1/k < 4$ пк) флуктуации магнитного поля подчиняются Колмогоровскому закону (то есть степенному закону с

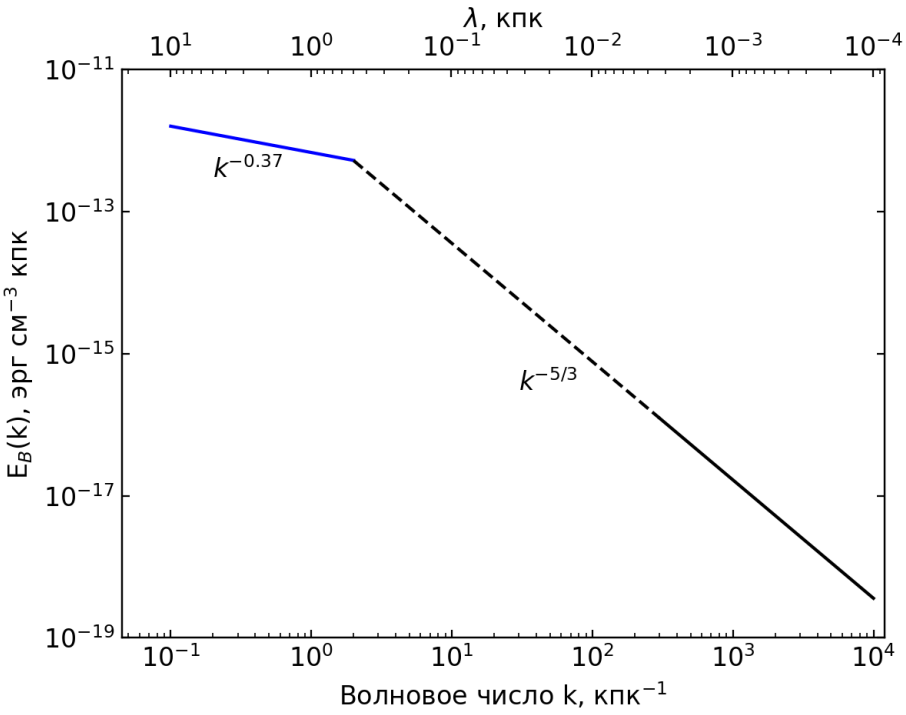

Рисунок 1.5: Энергетический спектр турбулентного магнитного поля, используемый в расчете модели переноса частиц КЛ в Галактике, с целью найти коэффициенты диффузии для моделирования методом Монте-Карло.

показателем степени $\nu = 5/3$ – см. черную сплошную линию на Рис. 1.5). Этот результат получен в работе [68] путем построения структурных функций мер вращения (т.е. функций, которые характеризуют пространственные корреляции мер вращения) внегалактических радиоисточников и сравнения с теоретическими предсказаниями. Более точным способом является напрямую оценить величины магнитного поля на различных пространственных масштабах, сравнивая меры вращения и меры дисперсии пульсаров, и, таким образом, получить спектральное распределение энергии магнитного поля. Этим методом в работе [69] найден спектр флуктуаций Галактического магнитного поля на масштабах от $1/k = 0.5$ до 15 кпк — $\nu = 0.37$ (см. синюю сплошную линию на Рис. 1.5), т.е. он намного более пологий, чем Колмогоровский спектр. Спектр на промежуточных пространственных масштабах исследован не до конца (на Рис. 1.5 – штриховая линия). Предполагается, что он также является Колмогоровским.

Таким образом, для моделирования турбулентного магнитного поля Галактики был использован двухкомпонентный спектр:

$$E_B(k) = C_1 \left(\frac{k}{k_0}\right)^{-0.37}, \quad C_1 = 6.8 \times 10^{-13} \text{ эрг см}^{-3} \text{ кпк}, \quad 0.5 < 1/k < 15 \text{ кпк},$$
$$E_B(k) = C_2 \left(\frac{k}{k_0}\right)^{-5/3}, \quad C_2 = 9.5 \times 10^{-13} \text{ эрг см}^{-3} \text{ кпк}, \quad 1/k < 0.5 \text{ кпк}. \quad (1.4)$$

Среднеквадратичное значение турбулентного магнитного поля в модели [69] равно 6 мкГс.

Турбулентное магнитное поле смоделировано как суперпозиция плоских волн со случайными направлениями, фазами и поляризациями (см., например, [70]), т.е.,

$$\mathbf{B}_{turb}(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^{N} A_n e^{i(\mathbf{k_n}\cdot\mathbf{r}+\psi_n)}\hat{\xi}_n \ , \quad (1.5)$$

где $\mathbf{r}$ – это радиус-вектор, $\mathbf{k}_n \equiv k_n \hat{\mathbf{e}}_n^1$, A_n, ψ_n и $\hat{\xi}_n$ – это волновой вектор, амплитуда, фаза и поляризационный вектор каждой моды, соответственно. Вектор поляризации задан как:

$$\hat{\xi}_n = \cos(\beta_n)\hat{\mathbf{e}}_n^2 + i\sin(\beta_n)\hat{\mathbf{e}}_n^3, \quad (1.6)$$

где β_n – это угол поляризации. $(\hat{\mathbf{e}}_n^1, \hat{\mathbf{e}}_n^2, \hat{\mathbf{e}}_n^3)$ ортогональны, поэтому $\mathbf{k_n}\cdot\hat{\xi}_n = 0$ и условие $\nabla\cdot\mathbf{B}_{turb} = 0$ выполняется. Амплитуда каждой моды определена в соответствии с энергетическим спектром (Рис. 1.5).

Для нахождения коэффициентов диффузии в турбулентном поле, из модельных источников запускались тестовые частицы, для которых численно решались уравнения движения:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{q}{c}[\mathbf{v}\times\mathbf{B}], \quad (1.7)$$

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v}. \quad (1.8)$$

Тогда пространственный коэффициент диффузии κ равен:

$$\kappa = \frac{\langle\Delta r\rangle^2}{6\Delta t} \ , \quad (1.9)$$

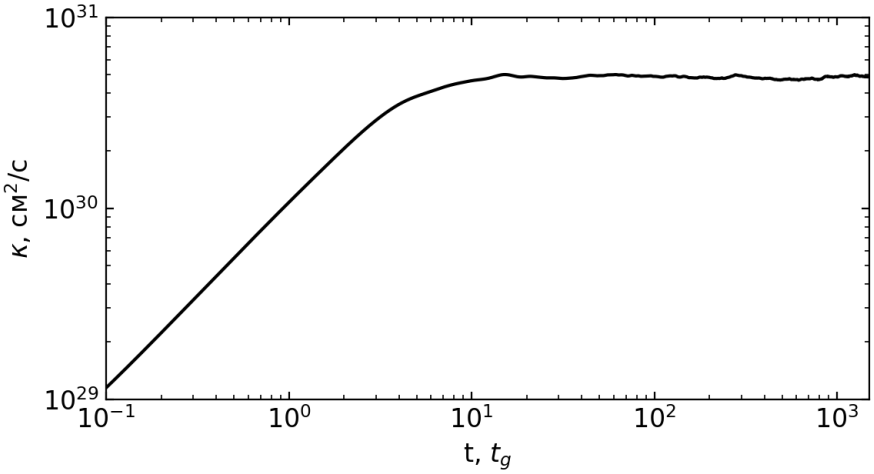

Рисунок 1.6: Коэффициент диффузии, рассчитанный как усредненное отношение $\langle \Delta r \rangle^2 / 6\Delta t$ для набора частиц в симулированном турбулентном магнитном поле со спектром, показанном на Рис. 1.5, как функция времени, выраженного в единицах t_g. Энергия частиц равна 3×10^{17} эВ.

где $\langle \Delta r \rangle$ – это среднее смещение частиц за время Δt. В расчете использованы 1000 пробных частиц, для которых были рассчитаны смещения на временах Δt от 0 до $\simeq 1000 t_g$, где $t_g = mc\gamma/e\langle B \rangle$ – ларморовское время, γ – Лоренц-фактор частицы, $\langle B \rangle$ – среднее поле. На Рис. 1.6 показано усредненное по всем частицам значение $\langle \Delta r \rangle^2 / 6\Delta t$ в зависимости от времени для частиц с энергией 3×10^{17} эВ. Как можно видеть, спустя некоторое время после начала расчета $\langle \Delta r \rangle^2 / 6\Delta t$ выходит на практически постоянное значение. Коэффициенты диффузии рассчитывались как средние значения $\langle \Delta r \rangle^2 / 6\Delta t$ по времени, на котором они уже достигли «насыщения».

Найденные таким образом коэффициенты диффузии в Галактике для частиц с энергиями $3{\times}10^{15} - 3{\times}10^{17}$ эВ приведены на Рис. 1.7. Наиболее важными в контексте работы являются значения коэффициентов диффузии для частиц с энергиями 100 ПэВ и 300 ПэВ — энергиями, для которых исследуется анизотропия. Они равны, соответственно, $\sim 2.2 \times 10^{30}$ см^2 с$^{-1}$ и $\sim 4.9 \times 10^{30}$см^2 с$^{-1}$.

Необходимо исследовать, помимо турбулентного поля, влияние крупномасштабного регулярного магнитного поля Галактики на анизотропию. Существует несколько моделей крупномасштабного Галактического поля [71, 72]. В работе была использована наиболее подробная модель Jansson&Farrar [72], насчиты-

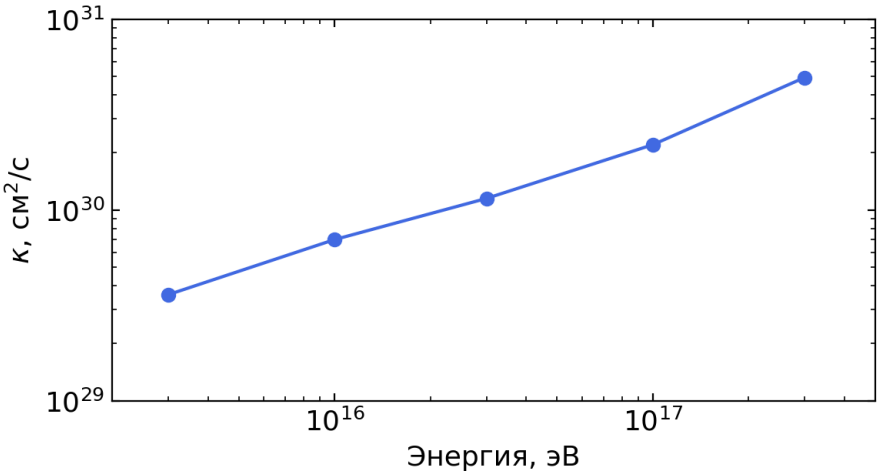

Рисунок 1.7: Коэффициенты диффузии в симулированном турбулентном магнитном поле со спектром, показанном на Рис. 1.5 в зависимости от энергии КЛ.

вающая 21 параметр. Она основана на карте галактического синхротронного излучения WMAP7 и изучении более чем 40000 мер вращения внегалактических источников. Регулярное магнитное поле сосредоточено, в основном, в галактическом диске, его амплитуда быстро уменьшается при удалении от диска. Структура тороидального поля диска повторяет форму галактических рукавов, на границах которых оно меняет амплитуду и, опционально, направление. Присутствует и внеплоскостная компонента регулярного поля, не похожая по топологии на тороидальное поле диска. Она также называется X-полем, т.к. имеет форму, похожую на букву X, симметричную относительно диска. Амплитуда регулярного галактического поля достигает значений 3 мкГс, сравниваясь по порядку величины с амплитудой турбулентного поля ($\sim$ 6 мкГс). В модели других авторов [71] в целом получена похожая структура регулярного магнитного поля.

1.2.2 Рассеяние частиц с помощью метода Монте-Карло

Далее, необходимо было выполнить моделирование распространения КЛ от модельных источников – галактических компактных скоплений – с целью найти амплитуду их анизотропии. Точность определения анизотропии напрямую зависит от количества тестовых частиц, участвующих в моделировании, то-

гда как прямое численное решение уравнений движения, как в 1.2.1, является достаточно ресурсоемким. Поэтому моделирование было выполнено методом Монте-Карло, суть которого состоит в том, что тестовые частицы претерпевают малоугловое рассеяние с длиной свободного пробега, которая определяется найденным в 1.2.1 коэффициентом диффузии κ. Это имитирует рассеяние частиц в турбулентном магнитном поле.

Длина свободного пробега выражается как:

$$\lambda = 3\kappa/c \ , \tag{1.10}$$

Максимальный угол рассеяния задается как:

$$\Delta\theta_{\max} = 0.3\pi \ , \tag{1.11}$$

Численные расчеты показывают, что, чтобы выполнялось равенство (1.10), шаг по времени должен быть равен:

$$\Delta\tau = \frac{\lambda\Delta\theta^2_{\max}}{4c} \ . \tag{1.12}$$

В качестве модельных источников были взяты 10 наиболее массивных компактных скоплений Галактики (см. Таблицу 3.1). Расчеты запускались для частиц с энергиями 10^{17} эВ ($\kappa = 2.2 \times 10^{30}$ см^2 с$^{-1}$) и 3×10^{17} эВ ($\kappa = 4.9 \times 10^{30}$ см^2 с$^{-1}$). Были использованы следующие модельные параметры Галактики: диаметр – 30 кпк, высота гало – 10 кпк. Для работы описанного в 1.1.2 модифицированного механизма Ферми, ускоряющего частицы до сотен ПэВ, необходима вспышка сверхновой в компактном скоплении. Предполагалось, что вспышка СН в каждом скоплении происходит раз в $\sim$ 20000 лет, что для 10 скоплений дает частоту раз в $\sim$ 2000 лет. Такая оценка была сделана на основе модельных представлений о временах жизни массивных звезд (подробнее об используемых моделях звездной эволюции см. в Главе 3) и крупных массах ($> 10^4\ M_\odot$) модельных источников. В расчете вспышки СН были распределены случайным образом так, что их средняя частота равнялась 1/2000 лет. Таким образом, каждые 2000 лет происходила вспышка СН в одном из источников, в каком именно – также определялось случайным образом. Каждый источник при вспышке СН единовременно (т.к. время ускорения частиц модифицированным механизмом

Ферми $\sim$ 400 лет $\ll$ 20000 лет) испускал 10^7 тестовых частиц в случайных направлениях.

Так как интерес представляют космические лучи вблизи Земли, анизотропия и поток частиц рассчитывались в небольшой сфере радиусом 0.5 кпк с центром в координатной точке, соответствующей Солнечной системе. Каждая частица отслеживалась в течении времени расчета – $4{\times}10^6$ лет или до момента выхода из Галактики, если он произойдет раньше. На каждом временном отрезке, отслеживались координаты каждой частицы – x, y, и z, и компоненты ее скорости v_x, v_y, и v_z. Используя эти данные, можно найти концентрацию КЛ и анизотропию вблизи Земли в каждый момент времени.

В части модельных запусков учитывалось регулярное магнитное поле Галактики, определенное в разделе 1.2.1. Это сделано следующим образом: в промежутках между последовательными рассеяниями частица двигалась по винтовой линии вокруг направления регулярного магнитного поля. Для этого удобно было перейти в систему отсчета, связанную с направлением регулярного поля, такую, где поле направлено по оси z. В этой системе отсчета движение частицы в течение шага по времени $\Delta\tau$ задается простыми формулами:

$$v'_x = v_x \cos(\omega\Delta\tau) + v_y \sin(\omega\Delta\tau), \tag{1.13}$$

$$v'_y = -v_x \sin(\omega\Delta\tau) + v_y \cos(\omega\Delta\tau), \tag{1.14}$$

$$v'_z = v_z, \tag{1.15}$$

$$x' = x + v_x \sin(\omega\Delta\tau)/\omega - v_y \cos(\omega\Delta\tau)/\omega + v_y/\omega, \tag{1.16}$$

$$y' = y + v_x \cos(\omega\Delta\tau)/\omega + v_y \cos(\omega\Delta\tau)/\omega - v_x/\omega, \tag{1.17}$$

$$z' = z + v_z\Delta\tau, \tag{1.18}$$

где v_x, v_y, v_z, x, y, z и $v'_x, v'_y, v'_z, x', y', z'$ – компоненты скорости и координаты частицы в системе отсчета, связанной с регулярным магнитным полем до и после поворота, соответственно, $\omega = eB/mc\gamma$ — гирочастота частицы в поле в данной точке. Далее происходил переход в старую систему отсчета, и частица снова рассеивалась на угол $\Delta\theta_{\max}$.

Рассеяние частиц по методу Монте-Карло с добавлением поворотов менее ресурсоемко, чем численное решение уравнений движения. Тем не менее, повороты сильно замедляют расчет по сравнению с Монте-Карло без поворотов,

поэтому в расчетах с учетом регулярного поля запускалось 10^6, а не 10^7 частиц на одну СН. Тем не менее, это практически не повлияло на точность результата.

Расчет проводился в декартовой системе координат, с плоскостью $x-y$, совпадающей с плоскостью Галактики. Пусть v_x, v_y, v_z – компоненты скорости прибывающих частиц в этой системе, а $u_{x'}, u_{y'}, u_{z'}$ – компоненты скорости частиц в системе координат, где z' — это направление, в котором интенсивность $I(\mu)$ максимальная (см. формулу (1.2)). Очевидно, оно совпадает с направлением средней скорости частиц. Средняя скорость $\overline{u_{z'}}$ равна:

$$\overline{u_{z'}} = \frac{\int u_{z'} I(\mu) d^3p}{\int I(\mu) d^3p} \approx \frac{\int_{-1}^{1} cI_1 \mu^2 d(\mu)}{\int_{-1}^{1} I_0 d(\mu)} = \frac{cI_1}{3I_0} \ , \tag{1.19}$$

и

$$\overline{u_{x'}} = \overline{u_{y'}} = 0 \ . \tag{1.20}$$

Выше, предполагается, что скорость КЛ $u \simeq c$ и поэтому $|A| \simeq |3\overline{u_{z'}}/c|$ (см. формулу (1.3)), а $|\overline{u_{z'}}| = \sqrt{\overline{v_x}^2 + \overline{v_y}^2 + \overline{v_z}^2}$.

Тогда компоненты анизотропии определяются как:

$$\begin{aligned} A_x &= 3\frac{\overline{v_x}}{c} = 3\frac{\sum_{i=1}^{N} v_x^i/c}{N} \ , \\ A_y &= 3\frac{\overline{v_y}}{c} = 3\frac{\sum_{i=1}^{N} v_y^i/c}{N} \ , \\ A_z &= 3\frac{\overline{v_z}}{c} = 3\frac{\sum_{i=1}^{N} v_z^i/c}{N} \ , \end{aligned} \tag{1.21}$$

где N – число частиц в сфере около Земли. Полная амплитуда дипольной анизотропии тогда равна $|A| = \sqrt{A_x^2 + A_y^2 + A_z^2}$.

1.3 Результаты. Анизотропия КЛ, ускоренных в компактных скоплениях

1.3.1 Теоретический расчет

Объем модельного бокса ограничен размерами Галактики. Если бы модельный объем был бесконечным, а также если бы не был интересен учет регулярного магнитного поля, достаточно было бы найти сумму фундаментальных

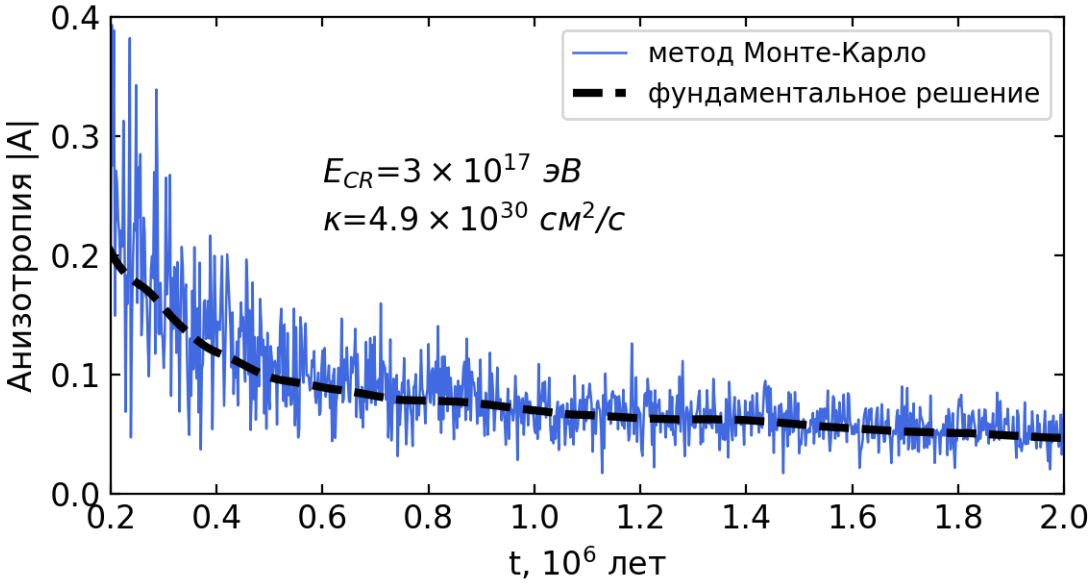

Рисунок 1.8: Сравнение двух методик расчета дипольной анизотропии в бесконечном пространстве. Статистика частиц: 10^5 частиц/СН.

решений уравнения диффузии от модельных источников для найденных в случайном поле Галактики диффузионных коэффициентов. Такой подход применим, если предположить, что источник испускает ускоренные частицы одномоментно. Учитывая, что модель [16] действительно предсказывает малое время ускорения ($\lesssim$ 400 лет), такое предположение можно принять. Тогда расчет анизотропии и потоков частиц через фундаментальное решение является корректным в бесконечном пространстве. Этот подход можно использовать как простой тест работы метода Монте-Карло для исследуемой задачи. Поэтому методом Монте-Карло были смоделированы анизотропии для бесконечного пространства без учета регулярного поля с целью сравнить с фундаментальным решением. Амплитуда анизотропии в точке наблюдения для фундаментального решения рассчитывается как:

$$|A| = \frac{3|J|}{cN}, \tag{1.22}$$

где N – это концентрация частиц, $\mathbf{J}$ определяется как:

$$\mathbf{J} = -\kappa \nabla \mathbf{N}. \tag{1.23}$$

Для изотропной диффузии

$$N(r,t) = \frac{1}{(4\pi\kappa t)^{3/2}} \exp\left(-\frac{(x_s - x_0)^2 + (y_s - y_0)^2 + (z_s - z_0)^2}{4\kappa t}\right), \qquad (1.24)$$

где x_s, y_s, z_s – координаты источника, x_0, y_0, z_0 – координаты Солнечной системы, t – время, прошедшее с момента вспышки сверхновой в источнике. Потоки от различных источников складываются, и из получившегося суммарного потока по формуле (1.22) вычисляется анизотропия. Сравнение этого результата с анизотропией, полученной методом Монте-Карло, приведено на Рис. 1.8. Данные расчеты были выполнены для одних и тех же источников и для одних и тех же случайных чисел, определяющих, в каком источнике происходит вспышка сверхновой. Как можно видеть, их графики схожи, за исключением флуктуаций кривой, полученной методом Монте-Карло, обусловленных конечным числом частиц, участвующих в расчете. Следовательно, можно говорить о применимости метода Монте-Карло к данной задаче.

1.3.2 Случайные и наблюдаемые компактные скопления

Оказать влияние на анизотропию КЛ может распределение их источников в Галактике. Как уже было упомянуто, в качестве модельных источников были взяты наиболее крупные и массивные компактные скопления Галактики, известные на данный момент.

Тем не менее, утверждать, что источниками наблюдаемых в настоящее время в Солнечной системе КЛ являются именно они, некорректно. Во-первых, требуется время для того, чтобы частицы дошли до Земли — для далеких скоплений в центре Галактики оно может достигать несколько млн. лет. Те КЛ, анизотропия и потоки которых наблюдаемы сейчас, были ускорены в своих источниках миллионы лет назад. Во-вторых, некоторые скопления (например, Arches) молоды и еще не достигли стадии, когда массивные звезды начинают вспыхивать как сверхновые. Тем не менее, можно ожидать, что среднее количество массивных скоплений в Галактике остается неизменным со временем. Поэтому распределение наблюдаемых компактных скоплений в работе используется как пример того, как могут быть распределены модельные источники КЛ, в отсутствие возможности воспроизвести в точности реальные источники КЛ и их местоположение.

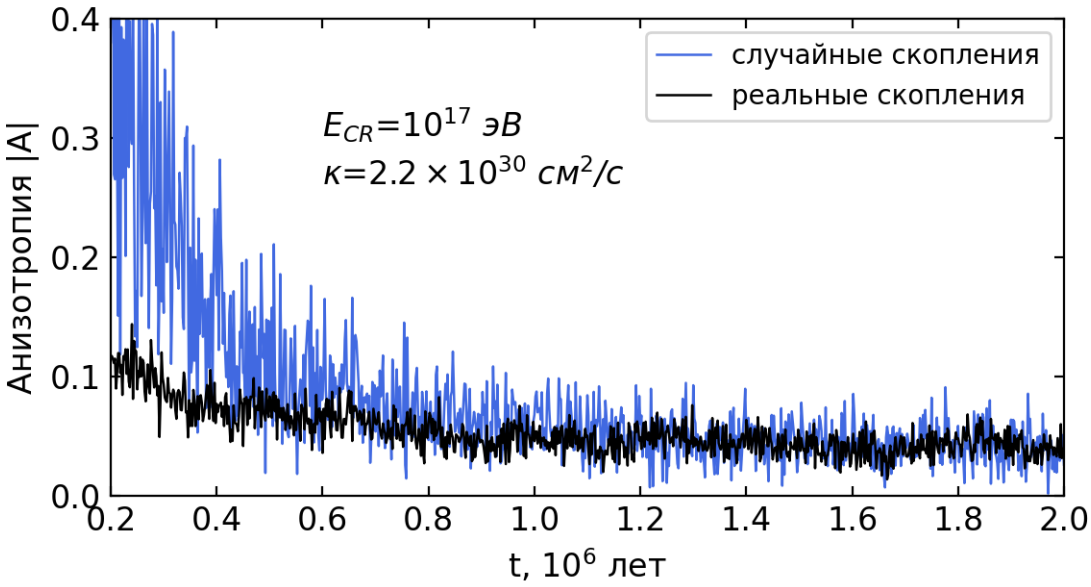

Рисунок 1.9: Сравнение модельной анизотропии, полученной для случайного распределения скоплений и распределения известных 10 крупнейших Галактических скоплений для частиц с энергией 100 ПэВ.

Насколько устойчив результат моделирования к распределению источников? Чтобы это оценить, была рассчитана анизотропия от 10 модельных компактных скоплений, случайно распределенных в радиусе 5 кпк от галактического центра, как ожидается из исследований интенсивности звездообразования в Галактике [63]. Были запущены расчеты с пониженной статистикой частиц (10^5 частиц/СН). Сравнение модельной анизотропии для реальных и случайно расположенных скоплений приведено на Рис. 1.9, 1.10. Можно видеть, что после 1 млн. лет моделирования значения анизотропии для разных распределений компактных скоплений близки к друг другу. Таким образом, предсказываемое теоретически и наблюдаемое распределения компактных скоплений дают схожие значения дипольной анизотропии. В обеих выборках источники расположены достаточно далеко от Солнечной системы – частицы успевают многократно рассеяться в магнитном поле Галактики. Уменьшить анизотропию может изотропное распределение источников относительно Солнечной системы, тогда как увеличить анизотропию может достаточно близкий мощный источник КЛ. Однако, пока нет данных о том, что один из этих случаев имеет место в нашей Галактике.

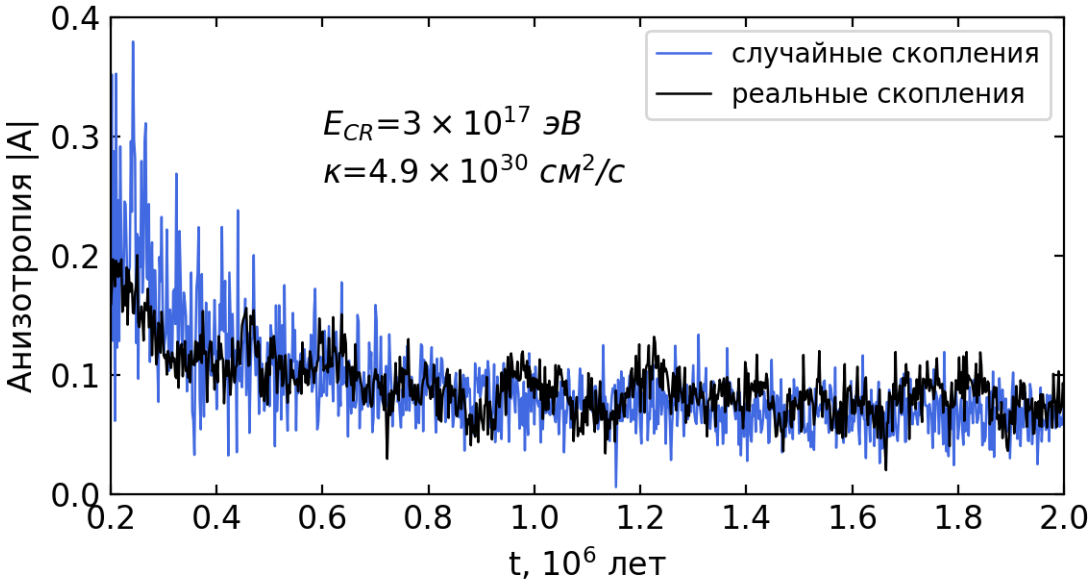

Рисунок 1.10: Сравнение модельной анизотропии, полученной для случайного распределения скоплений и распределения известных 10 крупнейших Галактических скоплений для частиц с энергией 300 ПэВ.

1.3.3 Анизотропия прихода частиц с энергиями 100 и 300 ПэВ

На Рис. 1.11, 1.12 приведены смоделированные амплитуды анизотропии для КЛ энергий 10^{17} и 3×10^{17} эВ. Приведены модельные данные с учетом и без учета вращения в регулярном магнитном поле Галактики. Поведение амплитуды анизотропии во времени показывает, что спустя $\sim 10^6$ лет после начала вспышек сверхновых $|A|$ достигает своего стационарного значения, которое после уже практически не меняется. Исследуя средние значения анизотропии за последние 2 млн. лет расчета и их стандартные отклонения, можно получить для 100 ПэВных протонов:

$$|A|_{tf} = 0.029 \pm 0.004 \tag{1.25}$$

для чисто турбулентного поля и

$$|A|_{trf} = 0.026 \pm 0.004 \tag{1.26}$$

для турбулентного+регулярного магнитного поля. Для 300 ПэВных протонов:

$$|A|_{tf} = 0.061 \pm 0.008 \tag{1.27}$$

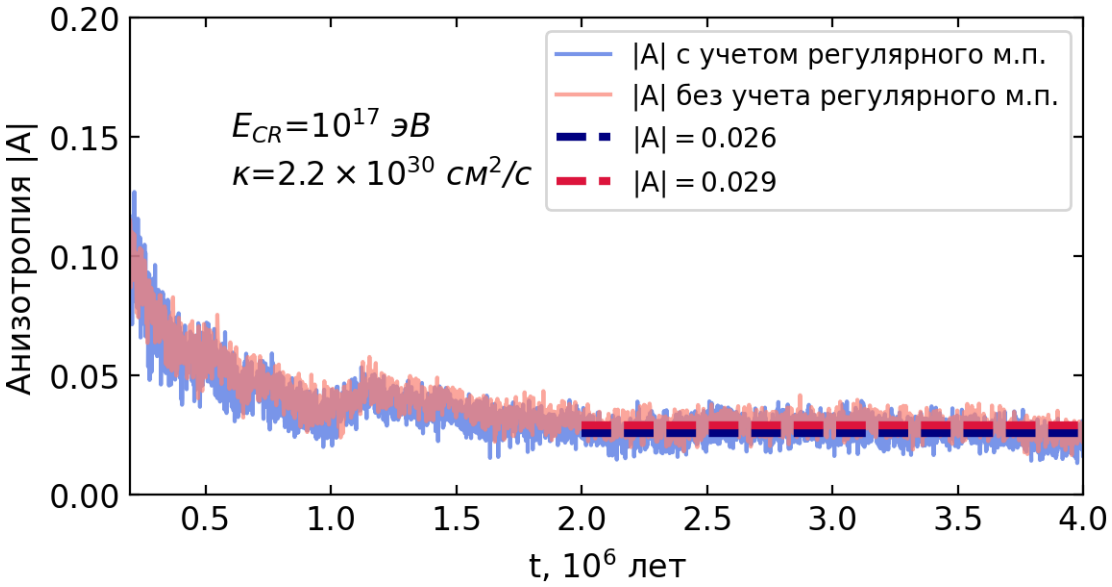

Рисунок 1.11: Амплитуда анизотропии в зависимости от времени для 100 ПэВ-ных протонов. Красная кривая соответствует модели распространения без учета регулярного магнитного поля Галактики. Синяя кривая соответствует модели с включением регулярного поля [72]. Штриховыми линиями показаны средние значения анизотропии за последние 2×10^6 лет модельного времени.

для чисто турбулентного поля и

$$|A|_{trf} = 0.058 \pm 0.008 \tag{1.28}$$

для турбулентного+регулярного магнитного поля.

Как можно видеть, и для 100 ПэВ, и для 300 ПэВ анизотропия с учетом регулярного поля чуть ниже, чем в чисто турбулентном поле. Однако, в рамках отклонений это различие нельзя считать значимым, по крайней мере, на временах моделирования. Таким образом, можно сделать вывод, что основное влияние на анизотропию высокоэнергичных частиц имеет Галактическое турбулентное поле, а не регулярное. При этом различие анизотропий для 100 ПэВ и 300 ПэВ является значимым.

Наблюдаемая дипольная анизотропия на энергиях порядка нескольких сотен ПэВ – ≤ 0.01 (см. Рис. 1.4), с ростом энергии она не увеличивается. В моделировании получены величины $|A| \simeq 0.03$ для $E_{\rm CR} = 10^{17}$ эВ и $|A| \simeq 0.06$ для $E_{\rm CR} = 3 \times 10^{17}$ эВ. Уменьшить величину анизотропии может присутствие изотропной внегалактической компоненты КЛ. В предположении, что компактные скопления являются единственными галактическими источниками КЛ рас-

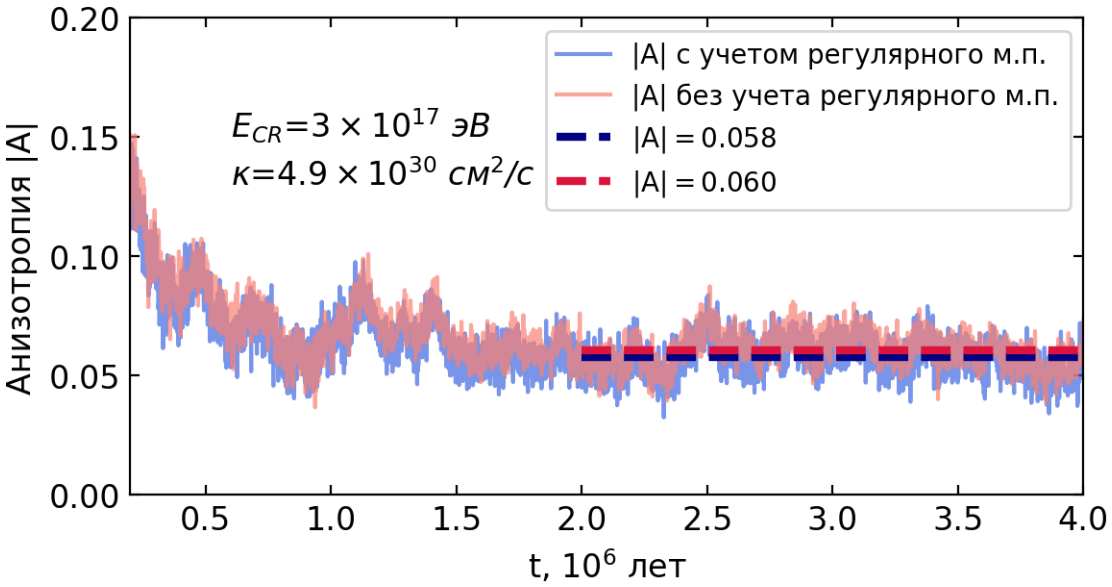

Рисунок 1.12: Амплитуда анизотропии в зависимости от времени для 300 ПэВ-ных протонов. Красная кривая соответствует модели распространения без учета регулярного магнитного поля Галактики. Синяя кривая соответствует модели с включением регулярного поля [72]. Штриховыми линиями показаны средние значения анизотропии за последние 2×10^6 лет модельного времени.

сматриваемых энергий, можно оценить отношение галактического и внегалактического потока КЛ, $F_{\rm gal}/F_{\rm ex}$, следующим образом. Если изотропный поток внегалактических КЛ в $f_{\rm ex}$ раз больше, чем средний поток от галактических компактных скоплений, полная анизотропия:

$$A_{\rm tot} = \frac{A_{\rm cl}}{1 + f_{\rm ex}} \ , \tag{1.29}$$

и

$$\frac{F_{\rm gal}}{F_{\rm ex}} = \frac{1}{f_{\rm ex}} = \frac{A_{\rm tot}}{A_{\rm cl} - A_{\rm tot}} \ , \tag{1.30}$$

где $A_{\rm cl}$ — анизотропия КЛ от галактических источников (компактных скоплений). Если принять $A_{\rm tot} \lesssim 0.01$, из результатов моделирования следует, что $F_{\rm gal}/F_{\rm ex} \simeq 1/2$ для $E_{\rm CR} = 10^{17}$ эВ. Для $E_{\rm CR} = 3 \times 10^{17}$ эВ $F_{\rm gal}/F_{\rm ex} \simeq 1/5$. То есть, компактные скопления, на основе данных об анизотропии, могут обеспечивать $\sim 33\%$ потока 100-ПэВных и $\sim 16\%$ потока 300-ПэВных космических лучей. Остальное должно приходиться на внегалактические источники, КЛ от которых предполагаются приходящими изотропно.

Найденные процентные соотношения в рамках модели являются максимально возможным вкладом компактных скоплений в поток КЛ сверхвысоких энергий, ограниченным наблюдаемым значением анизотропии. Однако, нельзя считать их жесткими верхними пределами на долю предлагаемых источников по нескольким причинам. Во-первых, как уже упоминалось ранее, на результат моделирования может повлиять другое распределение источников, а также другие геометрические параметры Галактики, в частности, высота гало (см. раздел 1.3.4). Во-вторых, модельная анизотропия, и, в особенности, наблюдаемая анизотропия, имеют достаточно значительные ошибки (см. Рис. 1.4), в рамках которых вклад компактных скоплений может варьироваться на десятки процентов.

1.3.4 Анизотропия в бесконечном пространстве

Можно проанализировать влияние высоты гало на величину анизотропии. Увеличение высоты гало приводит к увеличению занятого турбулентностью объема и подавлению ухода частиц, что ведет к увеличению числа случайных рассеяний КЛ и уменьшению их анизотропии. Но насколько увеличение высоты гало может уменьшить анизотропию? Чтобы понять это, была исследована анизотропия КЛ от тех же источников и с теми же коэффициентами диффузии, но в бесконечном пространстве. Она была посчитана суммированием потоков, получающихся в результате решения уравнения диффузии, как показано в разделе 1.3.1.

Результаты расчета показаны на Рис. 1.13. Анизотропия в бесконечном пространстве убывает со временем, однако нет смысла продолжать расчет дольше, чем 20 млн. лет, так как за это время все массивные звезды с мощными ветрами перестанут существовать и источник перестанет быть эффективным ускорителем частиц сверхвысоких энергий. Конфигурация источников, скорее всего, полностью поменяется в течение этого времени. Поэтому были рассчитаны значения анизотропии для времени 4 млн. лет – основном времени, на котором шли расчеты Монте-Карло, и для времени 20 млн. лет. Для $E_{\mathrm{CR}} = 10^{17}$ эВ:

$$A_4 = 0.023 \pm 0.001, \tag{1.31}$$

$$A_{20} = 0.018 \pm 0.001. \tag{1.32}$$

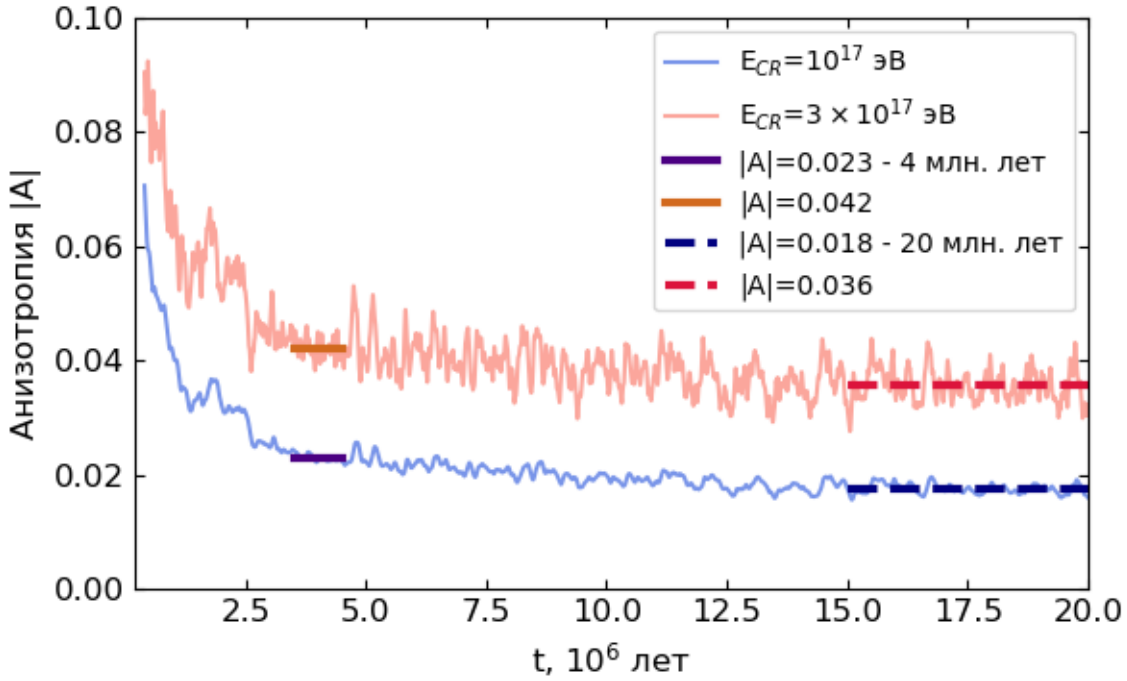

Рисунок 1.13: Анизотропия в зависимости от времени для бесконечного пространства, заполненного турбулентностью. Штриховой линией показаны средние значения анизотропии на временах 15-20 млн. лет, жирной линией – приблизительное среднее значение анизотропии на тех временах, на которых заканчивается моделирование методом Монте-Карло.

Для $E_{\mathrm{CR}} = 3 \times 10^{17}$ эВ:

$$A_4 = 0.042 \pm 0.002, \tag{1.33}$$

$$A_{20} = 0.036 \pm 0.003. \tag{1.34}$$

Как можно видеть, эти значения анизотропии на 30-40% меньше, чем те, что были получены в расчете методом Монте-Карло с конечным гало. Тем не менее, устремление высоты гало в бесконечность не может обеспечить наблюдаемые значения амплитуды анизотропии порядка 1% или менее.

1.3.5 Интенсивность КЛ с энергиями 100-300 ПэВ

Необходимо понять, могут ли предлагаемые источники, т.е. компактные скопления, обеспечивать нужную долю интенсивности КЛ в диапазоне рассматриваемых энергий 100-300 ПэВ. Модельную интенсивность КЛ вблизи Солнечной системы можно найти путем соотношения количества частиц, запускаемых

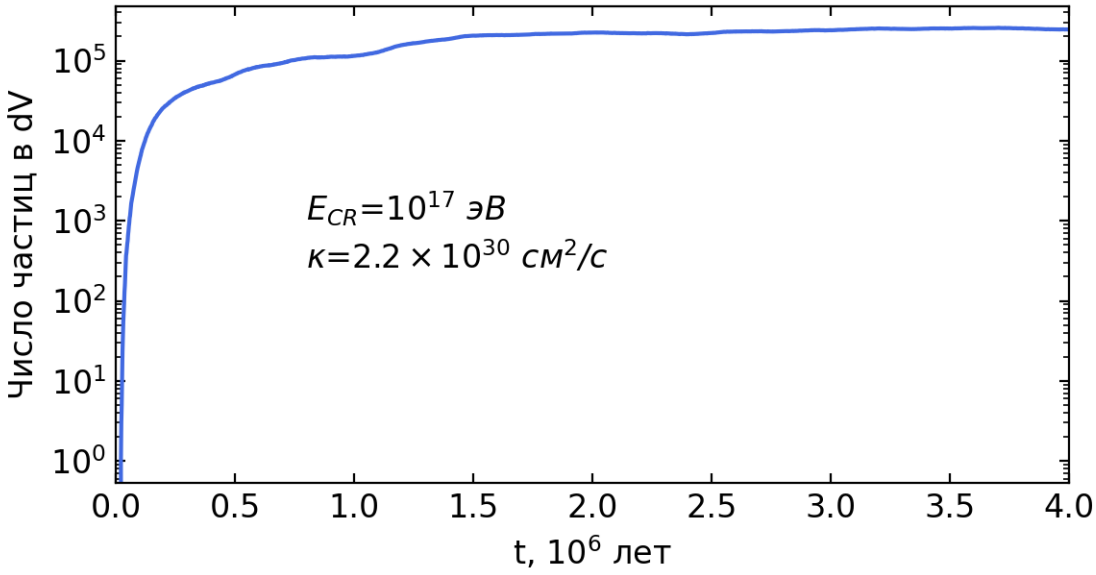

Рисунок 1.14: Число частиц в объеме dV – шаре радиуса 0.5 кпк – вблизи местоположения Земли в зависимости от времени; каждые 2000 лет в данной модели взрывается сверхновая в одном из источников, которая выбрасывает 10^6 частиц

в моделировании методом Монте-Карло, и количества частиц, регистрируемых в малом объеме dV вблизи Земли. Через первое можно выразить энергию, которая идет на ускорение КЛ при одной вспышке сверхновой L_{CR}, а через второе – наблюдаемый поток от источников. В расчетах с вращением вокруг регулярного поля каждые 2000 лет из одного из источников запускается $N = 10^6$ частиц, что имитирует вспышку сверхновой. Как можно видеть из Рис. 1.14, спустя 1.5-2 млн. лет устанавливается «равновесие» – т.е. в рассматриваемом домене сохраняется приблизительно одно и то же число частиц. После этого момента в объеме dV вблизи Земли находится $\alpha \cdot N$ частиц. Из кода, для $E_{\rm CR} = 10^{17}$ эВ $\alpha \simeq 0.2$, для $E_{\rm CR} = 3 \times 10^{17}$ эВ $\alpha \simeq 0.1$.

Долю L_{CR}, которая приходится на энергетический диапазон 100-300 ПэВ, можно найти из спектра протонов (Рис.1.3):

$$\xi = \frac{\int\limits_{100\ \mathrm{PeV}}^{300\ \mathrm{PeV}} c\,p^3\,N(p)\,dp}{\int\limits_{E_p} c\,p^3\,N(p)\,dp} \simeq 0.003. \tag{1.35}$$

Наблюдаемая интенсивность КЛ от компактных скоплений тогда должна быть равна:

$$I_{\oplus} = \alpha\,\xi\,L_{CR}\,\frac{c}{4\pi}\frac{1}{dV}\frac{1}{E_{CR}}. \tag{1.36}$$

Из наблюдаемого спектра КЛ [73] можно оценить интенсивность КЛ в диапазоне 100-300 ПэВ – 2.7×10^{-10} [м^2·ср ·с]$^{-1}$. В формуле (1.36) $\alpha\sim0.15$, $\xi\simeq0.003$, $dV=\frac{4}{3}\pi(0.5$ кпк$)^3$, $E_{CR}=200$ ПэВ (средняя энергия для диапазона 100-300 ПэВ), а $I_{\oplus}\simeq0.9\times10^{-10}$ [м^2·ср ·с]$^{-1}$ с учетом того, что из ограничений на анизотропию поток КЛ от моделируемых источников должен быть максимум 1/3 от общего потока. Тогда энергия в ускоренных частицах от вспышки одной сверхновой $L_{CR}\simeq7.5\times10^{49}$ эрг. Таким образом, эффективность ускорения, т.е. доля общей энергии $\sim10^{51}$ эрг, которая идет в ускоренные частицы, должна быть $\lesssim7.5\%$. Считается, что эффективность ускорения как на УВ изолированной сверхновой, так и на сходящихся потоках, может достигать 10%, поэтому можно заключить, что энергетика предлагаемых источников КЛ с энергиями >100 ПэВ – сверхновых в компактном скоплении – позволяет получить интенсивность в соответствии с наблюдениями и моделированием анизотропии.

1.4 Заключение к главе

В главе представлено моделирование анизотропии и потоков космических лучей, ускоренных в галактических источниках — молодых компактных скоплениях массивных звезд. Предполагается, что ускорение происходит на сталкивающихся ударных волнах остатков сверхновых и массивных ветров. Разработана модель распространения частиц, учитывающая геометрию галактики, структуру галактического магнитного поля и распределение источников КЛ.

В главе получены следующие результаты:

1. Смоделирован диффузионный перенос частиц в турбулентном поле Галактики, найдены коэффициенты диффузии для частиц с энергиями от 3×10^{15} эВ до 3×10^{17} эВ.

2. Методом Монте-Карло смоделировано распространение космических лучей от предлагаемых источников – сверхновых в компактных звездных скоплениях. Для космических лучей с энергиями 10^{17} эВ и 3×10^{17} эВ

найдены значения дипольной анизотропии и потоков частиц в рамках модели.

3. Исследована роль регулярного поля Галактики, найдено, что учет регулярного поля мало влияет на анизотропию прихода космических лучей.

4. Найдено отношение вкладов предлагаемых (галактических) источников и внегалактической компоненты космических лучей с энергиями выше 100 ПэВ в предположении, что внегалактический вклад в КЛ является изотропным. Для КЛ с энергиями 10^{17} эВ оно равно $\sim 1/2$, т.е. КЛ высоких энергий от галактических компактных скоплений может быть $\sim 30\%$ - 35%, тогда как для КЛ с энергиями 3×10^{17} эВ оно равно $\sim 1/5$, т.е. $\sim 16\%$ КЛ от компактных скоплений.

5. Показано, что энергетика галактических компактных скоплений позволяет обеспечить такой вклад в КЛ, если эффективность предложенного механизма ускорения $\simeq 7.5\%$.

Глава 2

Моделирование гамма-излучения OB-ассоциаций и компактных скоплений

2.1 Введение

2.1.1 OB-ассоциации

В отличие от массивных компактных скоплений, рассмотренных в предыдущей главе, OB-ассоциации — разреженные скопления молодых звезд. Они содержат как большое количество массивных звезд O- и B- типов, так и множество маломассивных звезд. Протяженность OB-ассоциации может составлять от десятков до сотен парсек. Полная масса звезд-членов ассоциации – между несколькими сотнями и несколькими тысячами солнечных масс. Соответственно, типичная звездная плотность для OB-ассоциации – 0.001-1 $M_{\odot}/\text{пк}^3$. Возраст OB-ассоциаций составляет до нескольких десятков млн. лет.

Мощные ветры массивных звезд и сверхновые, взрывающиеся в OB-ассоциации, приводят к высвобождению большого количества энергии, выметанию окружающего межзвездного газа и созданию огромной (обычно более 100 пк) каверны горячего (с температурой более 10^6 K) и разреженного (с концентрацией менее 0.01 см^{-3}) газа, которую называют сверхпузырем или сверхкаверной.

Среди известных сверхкаверн — Орион Эридана, окружающий ассоциацию Орион OB1, сверхкаверна Лебедя вокруг ассоциации Лебедь OB2, сверхкаверна Парусов вокруг ассоциации Паруса OB2.

Как и компактные массивные звездные скопления, OB-ассоциации и сверхкаверны, скорее всего, являются значимыми источниками гамма-излучения высоких энергий в галактиках с повышенным звездообразованием [74].

2.1.2 Особенности спектров гамма-излучения звездных ассоциаций и скоплений

Ассоциации массивных звезд и компактные скопления могут быть эффективными ускорителями космических лучей. Это подтверждается наблюдениями и моделированием спектральных и пространственных характеристик гамма-излучения от галактических OB-ассоциаций и компактных скоплений. В частности, авторы работы [19], используя данные Fermi-LAT и HESS для ассоциации Лебедь OB2 и компактных скоплений Westerlund 1 и Westerlund 2, исследовали пространственное распределение гамма-излучения от этих объектов и выяснили, что плотность КЛ в области излучения ведет себя как r^{-1}. Они пришли к заключению, что релятивистские частицы непрерывно инжектируются в межзведную среду, что может быть аргументом в пользу ускорения КЛ в результате совместного действия нескольких звездных ветров.

В работе [34] представлены наблюдения Fermi-LAT в ГэВ-ном диапазоне протяженного гамма-источника — Кокона Лебедя (Cygnus Cocoon), связанного со сверхкаверной, окружающей ассоциацию Лебедь OB2. Авторы отметили, что скорее всего, Кокон является местом активного ускорения частиц. Кокон Лебедя расположен в ~ 1.4 кпк от Солнечной системы и имеет размер порядка 55 пк. Его общая механическая светимость превышает 10^{38} эрг с$^{-1}$. Как показывает анализ данных Fermi-LAT, на ГэВ-ных энергиях спектральное распределение энергии гамма-излучения Кокона подчиняется степенному закону с показателем степени $\sim (-2.1)$. Исследования этой области в ТэВ-ном диапазоне проводились инструментами HEGRA [75], Milagro [76], ARGO [77], VERITAS [78] и HAWC [79, 35]. Наблюдения показали, что ТэВ-ный спектр Кокона близок к степенному с показателем степени $\sim (-2.6)$, т.е. значительно смягчается по сравнению с ГэВ-ным на переходной энергии порядка 0.5 ТэВ.

Подобное поведение демонстрируют и некоторые компактные скопления, например, Westerlund 2 [31], W40 [80]. Westerlund 2 — одно из наиболее массивных компактных скоплений в нашей Галактике с полной звездной массой порядка $(1-3)\times 10^4\ M_\odot$ и возрастом порядка $(2-3)\times 10^6$ лет. Наблюдательные данные Fermi [81] в ГэВ-ном диапазоне и HESS [82] в ТэВ-ном диапазоне показывают, что спектр гамма-излучения Westerlund 2 так же, как и спектр Кокона

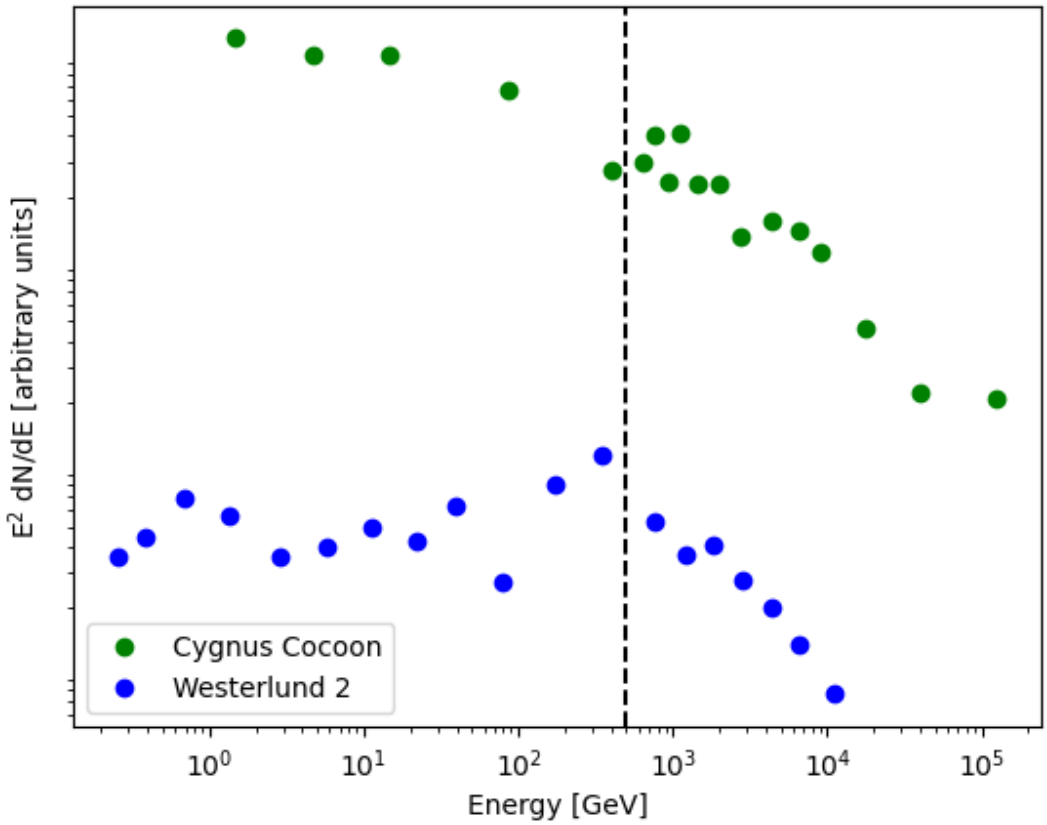

Рисунок 2.1: Спектры гамма-излучения Кокона Лебедя (по данным Fermi, HAWC, ARGO) и компактного скопления Westerlund 2 (по данным Fermi, HESS), данные для иллюстрации. Линия, приблизительно соответствующая излому в спектре, проведена на энергии 500 ГэВ. Потоки излучения имеют произвольную друг относительно друга нормировку.

Лебедя, имеет излом на энергии $\sim$ 0.5 ТэВ. Если приближать наблюдаемый спектр степенной функцией, то можно сказать, что показатель степени меняется с $\sim (-2.0)$ [30] до $\sim (-2.6)$. Спектры гамма-излучения Кокона Лебедя и Westerlund 2 приведены на Рис. 2.1.

W40 (Westerhout 40) — одно из ближайших к Солнечной системе скоплений ($D \simeq 440$ пк). Его уникальность в том, что впервые гамма-излучение задетектировано непосредственно от скопления, а не от окружающего «кокона». Гамма-излучение W40 наблюдалось в ГэВ-ном диапазоне инструментом Fermi, его спектр по большей части является степенным с показателем степени $\sim (-2.49)$. Однако, на энергиях порядка ГэВ спектр излучения W40 также

имеет что-то вроде излома, хотя и менее явного, чем в случае Кокона Лебедя и Westerlund 2.

В данной главе описывается теоретическое моделирование процессов ускорения и переноса частиц в звездных скоплениях с целью объяснить наблюдаемые особенности спектров гамма-излучения OB-ассоциации Лебедь OB2 и компактного скопления Westerlund 2. Предполагается, что гамма-излучение рождают ускоренные в скоплениях протоны космических лучей, взаимодействующие со средой. Спектр гамма-излучения в таком случае близок по форме к спектру родительских протонов. Моделирование, развиваемое в работе, следует аналитическому рассмотрению поведения частиц в турбулентной плазме с ударными фронтами с помощью метода перенормировок, описанному в работе А.М. Быкова и И.Н. Топтыгина «Кинетика частиц в сильно турбулентной плазме» [83]. Согласно этому подходу, в плазме с сильными УВ режимы переноса низкоэнергичных и высокоэнергичных частиц различны, что может быть причиной наблюдаемого излома в спектре гамма-излучения. На основе модели аппроксимированы наблюдаемые гамма-спектры Лебедя OB2 и Westerlund 2. Исследованы параметры, влияющие на форму спектра и энергию, на которой происходит излом спектра. Также обсуждается необходимая энергетическая эффективность процессов ускорения частиц в скоплении.

В конце главы коротко рассматривается гамма- и нейтринное излучение в галактиках с повышенным звездообразованием на основе модели ускорения частиц с жестким спектром, представленной в Главе 1.

2.2 Модель распространения частиц

Активное звездообразование в ассоциации Лебедь OB2 происходило между 1 и 7 млн. лет назад [84]. В результате присутствия сильных ударных волн звездных ветров и крупномасштабных потоков плазмы в скоплении сформировался широкий спектр магнитогидродинамических флуктуаций. Транспорт частиц в турбулентной среде описывается уравнением переноса

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r_\alpha}\kappa_{\alpha\beta}\frac{\partial N}{\partial r_\beta} - u_\alpha\frac{\partial N}{\partial r_\alpha} + \frac{p}{3}\frac{\partial N}{\partial p}\frac{\partial u_\alpha}{\partial r_\alpha}, \tag{2.1}$$

где $N(r,p,t)$ – функция распределения частиц, $\kappa_{\alpha\beta}(r,t)$ – локальный тензор диффузии, $\mathbf{u}(r,t)$ – поле турбулентных скоростей. Первое слагаемое описывает мелкомасштабную диффузию в МГД неоднородностях, второе – адвекцию, т.е. перенос частиц в пространстве за счет движения среды, третье – изменение энергии частиц за счет взаимодействия с волнами сжатия и разрежения. Предполагается широкий спектр магнитных флуктуаций: $W(k) \propto k^{-\nu}$, где полное турбулентное магнитное поле $B_{rms}^2 = \int_{k_{\rm corr}}^{\infty} W(k)dk$, $k_{\rm corr}$ – волновое число энергонесущего масштаба турбулентности; показатель степени МГД турбулентности $1 \leq \nu \leq 2$. Длина свободного пробега КЛ в результате рассеяния на магнитных флуктуациях может быть записана как [85]:

$$\Lambda(p) \simeq \left(\frac{cp}{e}\right)^2 \left[\int_{k_{res}}^{\infty} \frac{W(k)}{k} dk\right]^{-1}, \tag{2.2}$$

Резонансное волновое число k_{res} определяется как $k_{res}(p)R_g(p) = 1$, где $R_g(p) = cp/eB_{rms}$ – гирорадиус частицы. В широком диапазоне энергий это выражение может быть переписано как:

$$\Lambda(p) \simeq l_{\rm corr} \cdot \left[\frac{R_g(p)}{l_{\rm corr}}\right]^{2-\nu}, \tag{2.3}$$

Параметр $l_{\rm corr}$, определенный таким образом, – это максимальный масштаб турбулентности в системе. По порядку величины он равен среднему расстоянию между сильными ударными волнами в звездном скоплении.

В распределении частиц, ускоренных на ударном фронте, формируется неоднородность с пространственным масштабом $l \simeq \kappa/u \simeq v\Lambda(p)/3u$, где κ – локальный «мелкомасштабный» коэффициент диффузии, u – скорость фронта, v – скорость частицы, $\Lambda(p)$ – длина пробега частицы. Здесь и далее будут рассматриваться частицы с энергиями в основном намного выше ГэВ, поэтому $v \simeq c$. Если $l \ll l_{\rm corr}$, система является сильно перемежаемой для частиц, что означает, что их кинетика существенно разная в областях около ударных фронтов и между ними. Если $l \gg l_{\rm corr}$, то частица на длине своего пробега успевает провзаимодействовать с многими фронтами. Переходный импульс $p_\star$, на котором происходит смена режимов транспорта частиц, таким образом, приближенно определяется уравнением: $c\Lambda(p_\star) \simeq 3ul_{\rm corr}$. Отсюда получается выражение для

переходного импульса:

$$cp_\star \approx eBl_{\rm corr}\left(\frac{3u}{c}\right)^{1/(2-\nu)}. \tag{2.4}$$

Переходный импульс имеет сильную зависимость от скорости крупномасштабных турбулентных движений, так как $p_\star \propto u^{1/(2-\nu)}$. К примеру, для $\nu = 5/3$ переходную энергию можно оценить как:

$$\epsilon_\star \approx 90\,\text{ГэВ}\left[\frac{B}{10\,\text{мкГс}}\right]\cdot\left[\frac{l_{\rm corr}}{10\,\text{пк}}\right]\cdot\left[\frac{u}{1000\,\text{км с}^{-1}}\right]^3. \tag{2.5}$$

Переход между режимами распространения частиц отождествляется с изломом в спектре гамма-излучения рассматриваемых скоплений. Для того, чтобы удовлетворить наблюдениям, переходная энергия должна быть порядка нескольких ТэВ.

2.2.1 Спектр низкоэнергичных частиц

На низких энергиях, т.е. когда $l \ll l_{\rm corr}$, т.е. $\Lambda(p) \ll 3ul_{\rm corr}/v$, перенос частиц происходит в основном за счет турбулентной адвекции, тогда как диффузия в мелкомасштабном турбулентном поле происходит гораздо медленнее. В работе [83] было выведено сложное уравнение переноса частиц в таком случае:

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial r_i}\chi_{ij}\frac{\partial N}{\partial r_j} = \left(\frac{1}{\tau_{sh}} + B\right)\hat{L}N + \frac{1}{p^2}\frac{\partial}{\partial p}p^4 D\frac{\partial N}{\partial p} + A\hat{L}^2 N + 2B\hat{L}\hat{P}N + Q(p). \tag{2.6}$$

Здесь, $N(r,p,t)$ – функция распределения КЛ, усредненная по ансамблю флуктуаций электрического и магнитного полей, сгенерированных турбулентными движениями плазмы. $Q(p)$ зависит от инжекции. Операторы $\hat{L}$ и $\hat{P}$ вводятся как:

$$\hat{L} = \frac{1}{3p^2}\frac{\partial}{\partial p}p^{3-\gamma}\int_0^p dp'\,p'^{\gamma}\frac{\partial}{\partial p'}\,; \qquad \hat{P} = \frac{p}{3}\frac{\partial}{\partial p}. \tag{2.7}$$

Интегральный оператор $\hat{L}$ имеет физический смысл ускорения частиц вблизи отдельного ударного фронта, а $\hat{P}$ отвечает за адиабатическое ускорение частиц. Турбулентность и ансамбль ударных волн характеризуются кинетическими коэффициентами A, B, D, и χ_{ij}. Вид этих коэффициентов дан в [83]. Физический смысл этих коэффициентов следующий: χ_{ij} отвечает за пространственную диффузию, к которой добавляется взаимодействие с возмущениями скорости; D – за

диффузию в пространстве импульсов; τ_{sh} – характерное время корреляции, за которое УВ проходит длину корреляции; A и B характеризуют, соответственно, корреляции скачков скорости на ударных фронтах и скачков скорости между УВ и областью разрежения; $\gamma = \alpha + 2$, где $\alpha = [(\rho_2/\rho_1) + 2]/[(\rho_2/\rho_1) - 1]$ – показатель степени спектра распределения частиц на отдельном фронте, ρ_2/ρ_1 – степень сжатия на фронте.

Спектр ускоренных частиц в зависимости от времени для случая $p < p_\star$ был рассчитан в работе [12]. Было показано, что имеет место эффективная конверсия турбулентной энергии в низкоэнергичные частицы, а спектр незначительно меняет свой наклон со временем. Инжекция КЛ, предположительно, происходит на отдельных ударных фронтах, на которых частицы могут ускоряться до энергий $>$ ГэВ. Когда $p < p_\star$, но инжектированные КЛ релятивистские, что может иметь место в случае Кокона Лебедя, конечный спектр может быть приближен степенным спектром с индексом, близким к (-2): $p^2 N(p) \propto p^{-2}$. По данным Fermi, спектр низкоэнергичных протонов имеет показатель степени $\sim (-2.1)$ для Кокона Лебедя и $\sim (-2.0)$ для Westerlund 2, что в рамках данной модели может быть реализовано.

С точки зрения модели можно попытаться объяснить излучение других сверхкаверн и предсказать их свойства. Например, многоволновые наблюдения сверхкаверны Ориона-Эридана не выявили какого-либо превышения над фоном в гамма-лучах. Такой результат может быть объяснен в рамках модели тем, что, если турбулентная скорость в скоплении ниже ~ 1000 км с$^{-1}$, $\epsilon_\star$ может быть много меньше ГэВ (см. формулу (2.5)) и жесткая (~ -2.0) часть спектра излучения не распространяется на те энергии, на которых наблюдает Fermi-LAT. Также подобный результат может указывать на высокий показатель $\nu \geq 5/3$ турбулентности в сверхкаверне.

2.2.2 Спектр высокоэнергичных частиц. Модель 1.

Для частиц высоких энергий ($p > p_\star$) рассмотрим две модели. Первая предполагает распространение частиц в турбулентной среде с сильными т.н. «первичными» ударными волнами ОСН и мощных ветров. Для высокоэнергичных частиц характерный масштаб диффузии больше, чем $l_{\rm corr}$, частицы взаимодействуют с несколькими фронтами на одном пробеге. Соответственно, неоднород-

ность в распределении частиц определяется именно размером $l_{\rm corr}$. Система не является сильно перемежаемой, как для низкоэнергичных КЛ, распространение частиц в ней является преимущественно диффузионным.

Предполагая сферическую форму ОВ-ассоциации, можно получить следующее уравнение:

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\, r^2 \kappa(p)\, \frac{\partial N}{\partial r} = \frac{1}{p^2}\, \frac{\partial}{\partial p}\, p^2 D(p)\, \frac{\partial N}{\partial p}, \tag{2.8}$$

Здесь оставлены только диффузия в пространстве импульсов и пространственная диффузия, которая играет основную роль в транспорте высокоэнергичных частиц. Пространственный коэффициент диффузии $\kappa(p) = \Lambda(p)/3$ и коэффициент диффузии в пространстве импульсов $D(p) = p^2/\tau_{\rm acc} = p^2 u^2/9\kappa(p)$. Уравнение для стационарного состояния имеет вид:

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\, r^2\, \frac{\partial N}{\partial r} + \frac{1}{\kappa(p)}\frac{1}{p^2}\, \frac{\partial}{\partial p}\, p^4 \frac{u^2}{9\kappa(p)}\, \frac{\partial N}{\partial p} = 0, \tag{2.9}$$

Пространственный коэффициент диффузии равен

$$\kappa(p) = \frac{\rm v}{3} \cdot l_{\rm corr} \cdot \left[\frac{R_g(p)}{l_{\rm corr}}\right]^{2-\nu}.$$

Так как $p > p_\star$ и в случае рассматриваемых в работе скоплений (Кокон Лебедя, Westerlund 2) эти энергии значительно больше, чем ГэВ, ${\rm v} \approx c$. Можно ввести новую переменную $\eta = p/p_\star$, тогда $\kappa(\eta) = \kappa_0 \eta^{2-\nu}$, где $\kappa_0 = (c/3) \cdot l_{\rm corr} \cdot (cp_\star/eB_0 l_{\rm corr})^{2-\nu}$. Уравнение для η принимает вид:

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\, r^2\, \frac{\partial N}{\partial r} + \frac{1}{\kappa(\eta)}\frac{1}{\eta^2}\, \frac{\partial}{\partial \eta}\, \eta^4 \frac{u^2}{9\kappa(\eta)}\, \frac{\partial N}{\partial \eta} = 0. \tag{2.10}$$

Решение ищется в виде:

$$N(r, \eta) = f(\eta)\phi(r)/r \tag{2.11}$$

В результате разделения переменных для $\phi(r)$ получается:

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r^2 \frac{d}{dr}\left(\frac{\phi}{r}\right)\right) = -\lambda\phi, \tag{2.12}$$

и его решение

$$\phi = \phi_0 \sin(\sqrt{\lambda} r). \tag{2.13}$$

Здесь отброшено решение, приводящее к неопределенности функции $N(r,\eta)$ в нуле. Возможные значения λ зависят от граничных условий при $r = R$, где R – радиус системы.

Приближенные к реальности граничные условия должны определяться энергозависимым уходом ускоренных частиц через границу звездной ассоциации. Поток уходящих частиц зависит от эффективности ускорения и размеров ускорителя. В частности, достаточно большой поток уходящих частиц на отдельных стадиях эволюции системы может сформировать инициированную КЛ турбулентность, что приводит к более эффективному удержанию КЛ в системе. Рассмотрим более простые модельные граничные условия для сферической области ускорения. Главное различие между внутренними и внешними областями пространства — отсутствие значимых флуктуаций скорости во внешней области, т.е. $u = 0$, при том, что пространственный коэффициент диффузии близок к внутреннему значению. После сшивки функции распределения и потоков на $r = R$ получается условие на λ:

$$\cos(\sqrt{\lambda}R) = 0 \longrightarrow \lambda_n = \left(\frac{\pi}{2R}(2n+1)\right)^2,\ n = 0, 1, ... \tag{2.14}$$

Как будет понятно ниже из вида функции $f(\eta)$, увеличение n ведет к быстрому падению функции $f(\eta)$ с увеличением энергии, поэтому можно оставить только одно решение с $n = 0$. Уравнение для $f(\eta)$ принимает вид:

$$\frac{1}{\kappa_0\eta^{2-\nu}} \cdot \frac{1}{\eta^2}\frac{\partial}{\partial\eta}\eta^4\frac{u^2}{9\kappa_0\eta^{2-\nu}}\frac{\partial f}{\partial\eta} = \lambda f. \tag{2.15}$$

$f(\eta)$ ищется в виде:

$$f(\eta) = \eta^{-(\nu+1)/2}\Phi(\eta),$$

Замена переменной

$$x = \frac{\eta^{2-\nu}3\kappa_0\sqrt{\lambda_0}}{(2-\nu)u} \tag{2.16}$$

приводит к модифицированному уравнению Бесселя для функции $\Phi(x)$:

$$-(a^2 + x^2)\Phi + x\Phi' + x^2\Phi'' = 0, \tag{2.17}$$

где $a = (\nu+1)/|4-2\nu|$ (для $\nu \neq 2$). Если отбросить экспоненциально растущее с увеличением импульса решение, останется:

$$f(\eta) = A_0\eta^{-(\nu+1)/2}K_a\left(\frac{\eta^{2-\nu}3\kappa_0\sqrt{\lambda_0}}{(2-\nu)u}\right), \tag{2.18}$$

где K_a – функция Макдональда с показателем a, определенным выше. Таким образом, функция распределения в пространстве импульсов выглядит как:

$$N(p) = A_0 (p/p_\star)^{-(\nu+1)/2} K_a \left((p/p_\star)^{2-\nu} \Delta \right). \tag{2.19}$$

Здесь

$$\Delta = \frac{\pi}{2} \frac{c\Lambda(p_\star)}{(2-\nu)uR}. \tag{2.20}$$

Константа A_0 является, по сути, нормировкой и зависит от мощности источника.

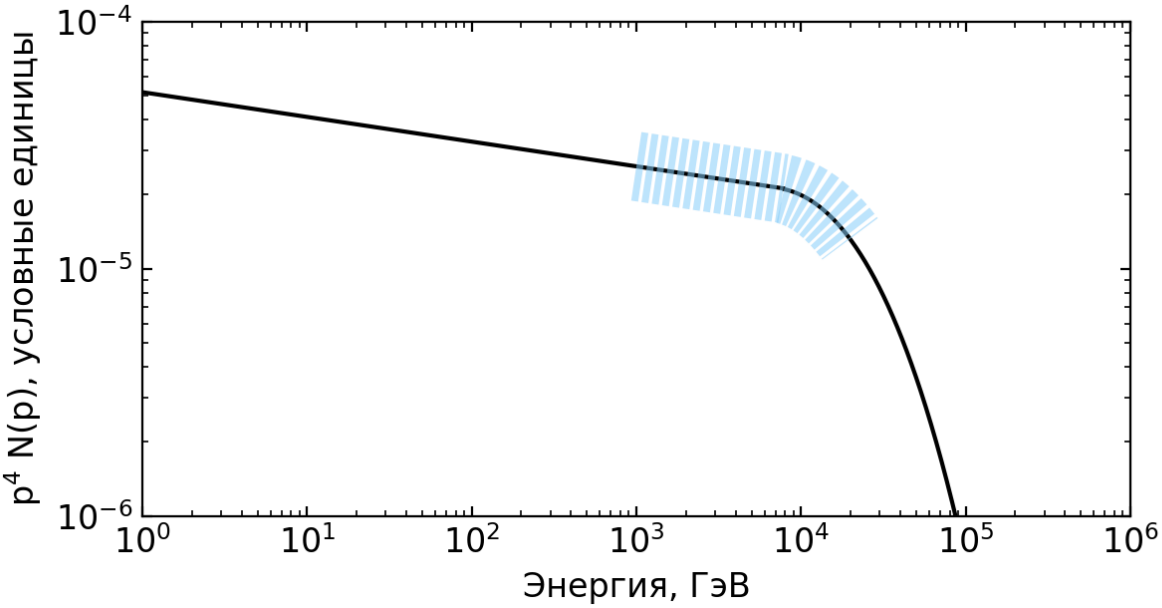

Рисунок 2.2: Спектр ускоренных протонов в Коконе Лебедя, вычисленный в соответствии с моделью, описанной в разделе 2.2.2 с параметрами $l_{\rm corr}$ и ν, определенными в разделе 2.3. Широкая синяя линия указывает на неопределенность в переходной области, где происходит сшивка асимптотических решений.

Асимптотика функции Макдональда при больших аргументах $Y \gg 1$ – $K_a(Y) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2Y}} \exp(-Y)$. Следовательно, для больших импульсов частиц $p > p_{\rm c}$ спектр (2.19) имеет экспоненциальную асимптотику

$$N(p) \propto (p/p_{\rm c})^{-3/2} \exp\left[-(p/p_{\rm c})^{(2-\nu)}\right], \tag{2.21}$$

На Рис. 2.2 показан спектр ускоренных протонов в ОВ-ассоциации Лебедь, полученный в Модели 1, рассматриваемой в данном разделе. Параметры $l_{\rm corr}$ и ν, использованные для построения данного спектра, будут найдены ниже в ходе

процедуры фитирования наблюдаемых спектров гамма-излучения модельными. Важно понимать, что в переходной области возле $p_\star$ решение имеет неопределенность (показана синим цветом на Рис. 2.2), т.к. модельные спектры найдены путем рассмотрения упрощенных уравнений и являются асимптотическими.

2.2.3 Спектр высокоэнергичных частиц. Модель 2.

В рассмотрении выше предполагается распространение и ускорение КЛ в турбулентной плазме с сильной перемежаемостью вследствие наличия ударных волн остатков сверхновых и массивных звездных ветров. Однако, как было показано в [86, 87], взаимодействие сильных ударных волн с флуктуациями плотности может привести к формированию многочисленных слабых вторичных ударных волн. Первичные сильные УВ от вспышек сверхновых и УВ ветров массивных звезд сталкиваются с неоднородным распределением плотности в межзвездной среде – облаками, звездными ветрами. Когда первичная УВ встречается с неоднородностью, большая разница в плотности между натекающим газом и облаком приводит к ее отражению и возникновению вторичной УВ. Авторы [86] получили распределение получающейся таким образом турбулентности по силе ударных волн и нашли спектр турбулентных скоростей и магнитных полей – $W(k) \propto k^{-2}$, то есть $\nu = 2$. Тогда коэффициент диффузии КЛ становится энергонезависимым в достаточно широком диапазоне энергий. Спектр турбулентности, таким образом, становится двухкомпонентным: с $\nu \sim 3/2 - 5/3$ на мелких масштабах, и с $\nu = 2$ на крупных масштабах. Мелкомасштабная турбулентность имеет максимальный масштаб l_0, тогда как крупномасштабная – $l_{\rm corr}$, который теперь приблизительно равен расстоянию между вторичными УВ (то есть меньше, чем $l_{\rm corr}$ в Модели 1, соответствовавший расстоянию между первичными сильными УВ).

На низких энергиях частицы ведут себя так же, как обсуждается в разделе 2.2.1. Их длина пробега определяется теперь не масштабом $l_{\rm corr}$, а энергонесущим масштабом l_0 слабой мелкомасштабной турбулентности, присутствующей в скоплении:

$$\Lambda(p) \simeq l_0 \cdot \left[\frac{R_g(p)}{l_0}\right]^{2-\nu} . \tag{2.22}$$

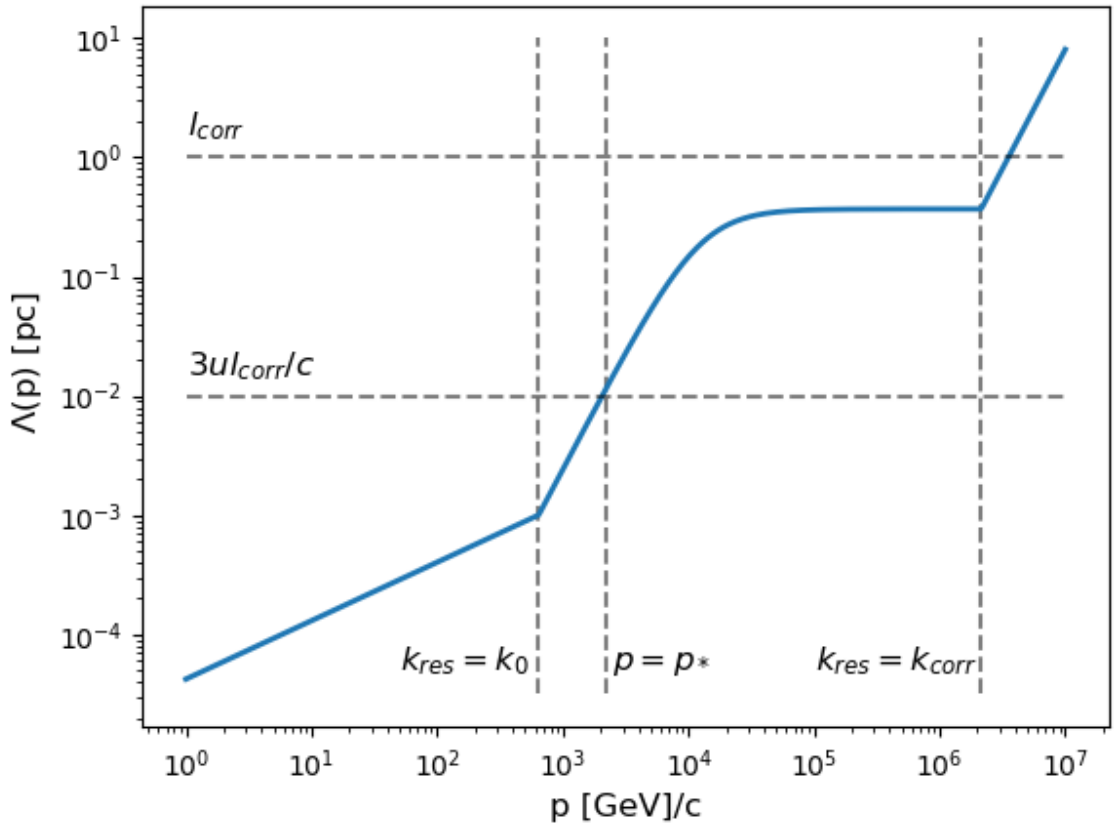

Рисунок 2.3: Длина пробега частиц в турбулентности вида: $W(k) \propto k^{-3/2}$, $k > k_0 = 2\pi/l_0$, $W(k) \propto k^{-2}$, $k_0 > k > k_{\rm corr} = 2\pi/l_{\rm corr}$. Резонансное волновое число k_{res} определяется как $k_{res}(p)R_g(p) = 1$. Переходный импульс между режимами переноса p_* задается условием $\Lambda(p_\star) \simeq 3ul_{\rm corr}/c$. Параметры соответствуют параметрам, подходящим для аппроксимации спектра Кокона Лебедя, найденным в 2.3.2.

Как и прежде, переходный импульс между режимами переноса частиц определяется как:

$$\Lambda(p_\star) \simeq 3ul_{\rm corr}/c. \tag{2.23}$$

На Рис. 2.3 изображена зависимость длины свободного пробега частицы от импульса в турбулентности сложного вида, на мелких масштабах имеющей показатель степени спектра $\nu \sim 3/2 - 5/3$, а на более крупных $\nu \sim 2$. На низких энергиях перенос осуществляется в основном за счет адвекции, тогда как диффузионный пробег мал. На высоких энергиях пробег достигает постоянного значения, что соответствует спектру турбулентности $\nu = 2$. Когда гирорадиус

частицы сравнивается с максимальным масштабом турбулентности, образованной ударными фронтами ($R_g = 2\pi/l_{\rm corr}$), длина пробега растет вместе с энергией как $\Lambda \propto p^2$ и эффективность ускорения падает.

На энергиях $E > \epsilon_*$, но таких, что $R_g < 2\pi/l_{\rm corr}$ и в предположении сферической симметрии, функция распределения удовлетворяет уравнению (2.8). Коэффициент диффузии в пространстве импульсов равен

$$D(p) = \frac{u^2 p^2}{9\kappa} = \frac{p^2}{\tau_a}, \tag{2.24}$$

где u, как и ранее – среднеквадратичная скорость в системе, а κ – коэффициент пространственной диффузии, который является энергонезависимым. $\tau_a = 9\kappa/u^2$ – это характерное время ускорения Ферми. Стационарное уравнение переноса в таком случае имеет вид:

$$\frac{\tau_a \kappa}{r^2}\frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial N}{\partial r} + \frac{1}{p^2}\frac{\partial}{\partial p} p^4 \frac{\partial N}{\partial p} = 0. \tag{2.25}$$

Оно решается таким же образом, как и уравнение (2.10): решение ищется в виде

$$N(r,p) = f(p)\phi(r)/r \tag{2.26}$$

с последующим разделением переменных. Решение для $\phi(r)$ и условия на λ совпадают с (2.13), (2.14):

$$\phi = \phi_0 \sin(\sqrt{\lambda} r), \qquad \lambda_n = \left(\frac{\pi}{2R}(2n+1)\right)^2, \; n = 0, 1, ... \tag{2.27}$$

Уравнение для $f(p)$ имеет вид:

$$p^2 \frac{d^2 f}{dp^2} + 4p\frac{df}{dp} = \kappa \tau_a \lambda f \tag{2.28}$$

и имеет степенное решение

$$f(p) = A_0 p^{-(\gamma+2)}, \qquad \gamma = -\frac{1}{2} + \left(\frac{9}{4} + \kappa\tau_a\lambda\right)^{1/2}, \tag{2.29}$$

где λ определяется из формулы (2.27). Здесь отбрасывается одно из решений, приводящее к неограниченному росту $f(p)$ с ростом p. Как и в Модели 1, с увеличением n спектр становится в разы более мягким, т.е. падает быстрее. Поэтому из решения остается одно слагаемое с $n = 0$.

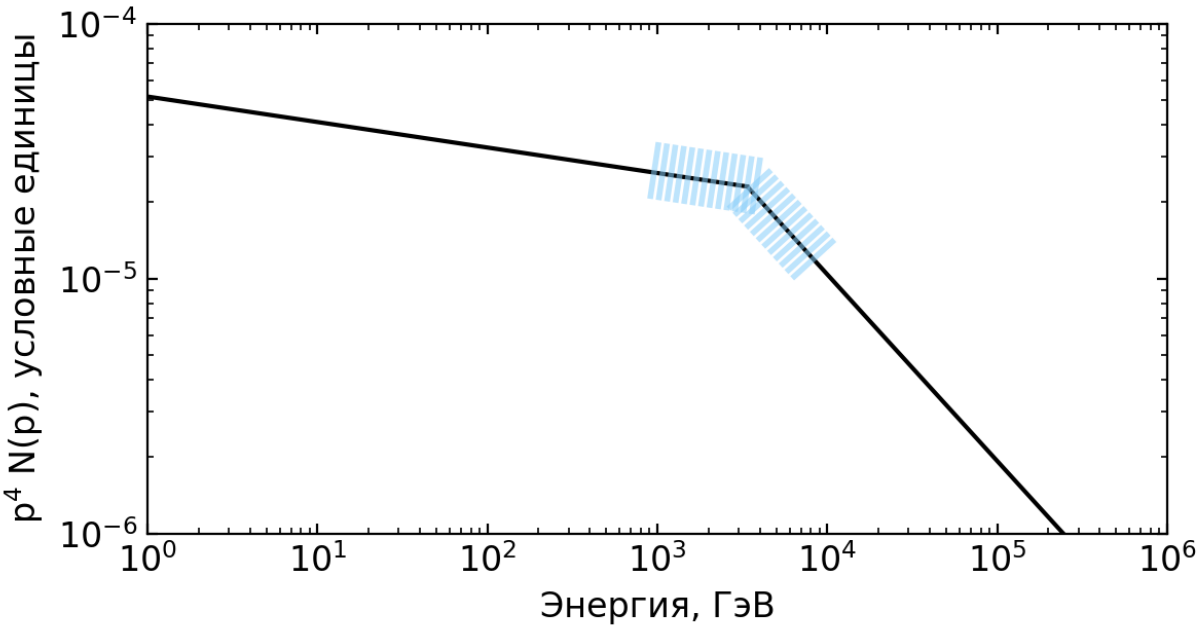

Рисунок 2.4: Спектр ускоренных протонов в Коконе Лебедя, вычисленный в предположении не зависящего от энергии коэффициента диффузии, получающегося как следствие многочисленных рассеяний на ансамбле слабых вторичных ударных волн. Широкая синяя линия указывает на неопределенность в переходной области, где происходит сшивка асимптотических решений.

Спектр протонов высоких энергий, построенный на основании Модели 2, приведен на Рис. 2.4 (как и в разделе 2.2.2, для иллюстрации приведен спектр с параметрами, соответствующими гамма-излучению Кокона Лебедя, которые будут найдены ниже). Спектр ускоренных частиц и соответствующий ему спектр гамма-излучения являются степенными.

2.3 Спектр гамма-излучения Кокона Лебедя

Адронный механизм гамма-излучения предполагает протон-протонные ($p-p$) взаимодействия ускоренных частиц со средой, которые приводят к образованию π^0-мезонов и последующему излучению гамма-квантов за счет их распада. Мощность и спектр протон-протонного излучения можно вычислить, пользуясь достаточно точными параметризациями [88]. Для параметризации сечения $p-p$ взаимодействия использовалась формула, выведенная в работе [89], которая хорошо описывает экспериментальные данные. Подробно расчет сечений и

спектра гамма-излучения приведен в Приложении 1. Подход работы [88] применим для энергий протонов выше, чем 0.1 ТэВ и энергий фотонов выше, чем 0.1 ГэВ, что является достаточным для моделирования наблюдаемого спектра Кокона Лебедя на ГэВ-ных-ТэВ-ных энергиях.

2.3.1 Модель 1

Основными параметрами моделирования, помимо нормировочного коэффициента, являлись корреляционная длина $l_{\rm corr}$ и показатель турбулентного спектра ν. Среднее значение турбулентного магнитного поля в скоплении B_0 не входило в число изменяемых параметров, так как параметры ν, $l_{\rm corr}$ и B_0 вместе входят в выражение для переходного импульса $p_\star$ (2.4), причем два последних параметра перемножаются в этом выражении и больше нигде не фигурируют. Таким образом, задача определить по отдельности наиболее вероятные значения для этих параметров сильно усложняется. С другой стороны, B_0 в компактном и разреженном скоплении можно оценить, например, из МГД-моделирования [26]. В этой работе показано, что в скоплениях, богатых массивными O-, B- и WR- звездами, происходит значительное усиление магнитного поля – его средняя величина может составлять 10-20 мкГс, в некоторых областях достигая 300 мкГс. На основании этого моделирования B_0 было зафиксировано на значении 15 мкГс. Для остальных параметров использовались следующие значения: размер OB-ассоциации $R = 15$ пк [34, 19], $u = 1000$ км с$^{-1}$, – оценочное значение средней скорости турбулентных потоков, основанное на измеренных значениях скоростей ветров O- и B- звезд – 1000-3000 км с$^{-1}$ [90] и скорости ударных волн остатков сверхновых, которые в разреженной плазме могут составлять $\sim$ 1500 км с$^{-1}$ [91]. Хотя наблюдение остатков сверхновых в сверхкавернах — нетривиальная задача, данные по недавно обнаруженному в горячем разреженном гало Галактики остатку SNR G116.6-26.1 частично подтверждают эту оценку [92]. Для того, чтобы аппроксимировать модельным спектром данные Fermi-LAT [34], ARGO [77] и HAWC [35] и найти соответствующие параметры, в работе был использован аффинный метод Монте-Карло по схеме марковских цепей, реализованный в пакете *emcee* на Python [93]. На параметры были наложены следующие ограничения: $\nu \in [1.4; 1.8], l_{\rm corr} \in [0; 15]$ пк.

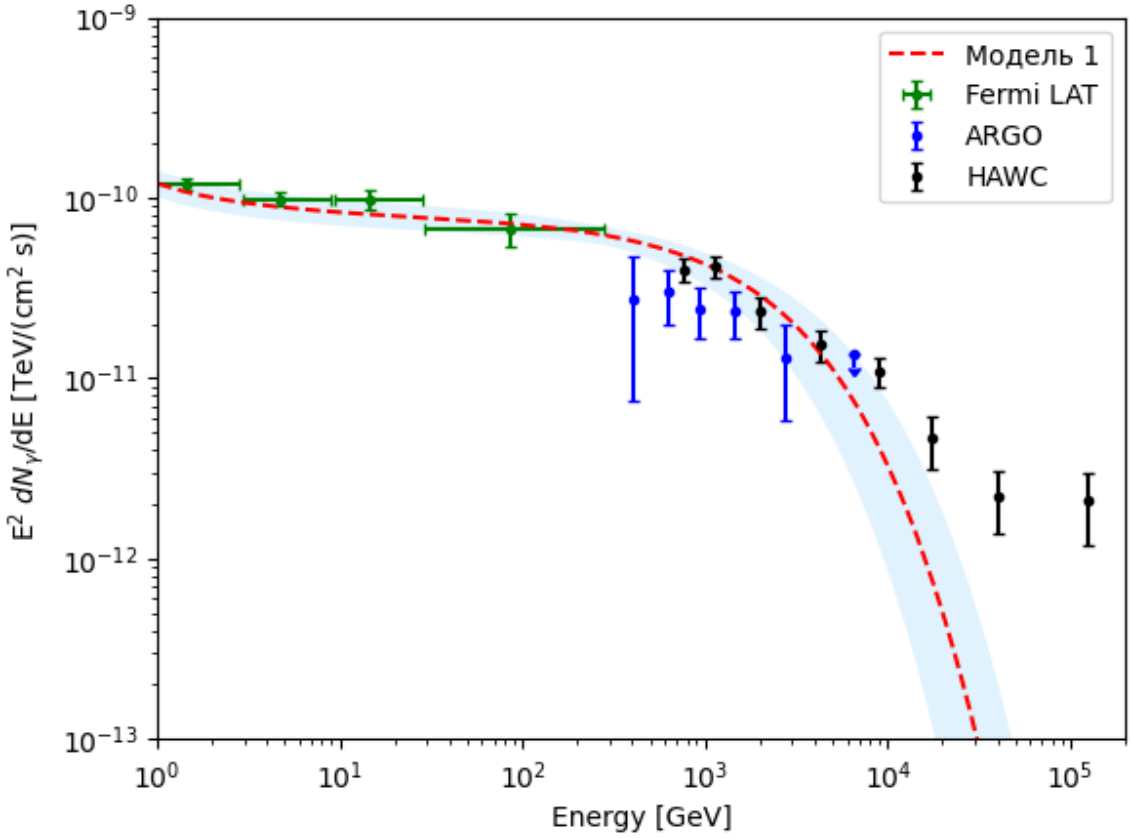

Рисунок 2.5: Спектральное распределение гамма-излучения Кокона Лебедя для следующих параметров: $\nu = 1.51$, $l_{\rm corr} = 7.6$ пк. Остальные параметры зафиксированы на величинах $B_0 = 15$ мкГс, $R = 15$ пк, $u = 1000$ км с$^{-1}$. Полупрозрачная область соответствует трем стандартным отклонениям от медианного значения. Дополнительная неопределенность может возникнуть из-за неопределенности переходной области в спектре протонов (см. Рис.2.2).

Получены наиболее вероятные значения для параметров ν и $l_{\rm corr}$:

$$\nu \simeq 1.51^{+0.04}_{-0.04}, \tag{2.30}$$

$$l_{\rm corr} \simeq 7.6^{+6.1}_{-2.1} \text{ пк}. \tag{2.31}$$

Ошибки здесь соответствуют трем стандартным отклонениям. Найденное значение ν очень близко к показателю турбулентности Крайшнана (3/2). При этом, если взять более высокую среднюю скорость турбулентных потоков $u = 3000$ км с$^{-1}$, то можно получить значение $\nu = 1.68$, близкое к Колмогоровскому (5/3). Тем не менее, данное значение средней скорости маловероятно в разреженной ОВ-ассоциации, хотя реализуется в отдельных мощных ветрах. Длина

корреляции l_{corr} – это параметр, по физической сути близкий к статистическому характерному расстоянию между сильными ударными волнами, поэтому полученное значение хорошо соотносится с радиусом ~ 15 пк ассоциации Лебедя.

Спектр гамма-излучения, полученный выше, показан на Рис. 2.5. Помимо решения с параметрами $\nu = 1.51$, $l_{\text{corr}} = 7.6$ пк, $B_0 = 15$ мкГс, на рисунке приведены области, соответствующие отклонению на уровне 3σ.

2.3.2 Модель 2

На Рис. 2.6 приводится спектр гамма-излучения для альтернативной модели распространения КЛ высоких энергий в сверхкаверне, где турбулентность создается ансамблем слабых ударных волн, как обсуждалось в Разделе 2.2.3 (Модель 2). Такой механизм обеспечивает степенной спектр протонов (Рис. 2.4) и, следовательно, степенной спектр гамма-излучения. Предполагалось, что вторичные УВ заполняют весь объем сверхкаверны, а не только объем, содержащий звезды. Поэтому радиус расчетной области, содержащей турбулентность был положен равным наблюдаемому радиусу сверхкаверны Лебедя – $R = 55$ пк. Скорость турбулентных движений, как и в предыдущем расчете, считалась равной 1000 км с$^{-1}$. Переписав выражение (2.29), можно найти, каким должен быть пространственный коэффициент диффузии κ, чтобы удовлетворить полученному в результате приближения данных HAWC степенной функцией показателю степени высокоэнергичной части спектра $-2.64^{+0.14}_{-0.08}$ [35]:

$$f(p) \propto p^{-(\gamma+2)}, \qquad \gamma = -\frac{1}{2} + \frac{3}{2}\left(1 + \frac{\pi^2\kappa^2}{u^2R^2}\right)^{1/2}, \tag{2.32}$$

Для $u = 1000$ км с$^{-1}$ и $R = 55$ пк $\kappa = 9.7^{+0.3}_{-0.2} \times 10^{27}$ см^2 с$^{-1}$. Ошибки здесь соответствуют ошибкам определения показателя степени спектра, данным в работе [35]. Таким образом, на низких энергиях спектр степенной с наклоном -2.1, на высоких – также степенной с показателем -2.64. При таком заданном спектре протонов с помощью процедуры фитирования *emcee* была найдена энергия перехода между режимами ускорения частиц – она равна $\epsilon_* = 2.2^{+1.3}_{-0.9}$ ТэВ.

Пользуясь формулами (2.2), (2.4) и рассуждениями о длинах пробега, приведенными в 2.2.3, можно подобрать разумные параметры турбулентности, такие, чтобы переходная энергия и коэффициент диффузии для высокоэнергичных

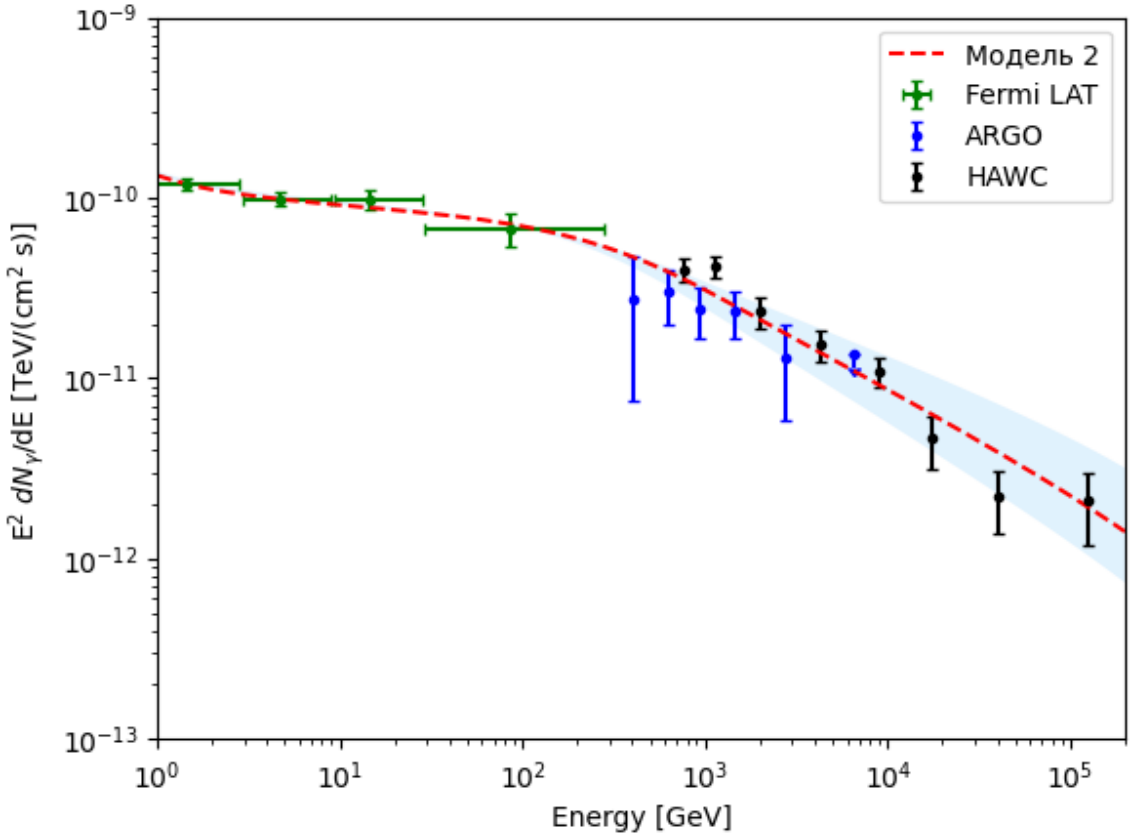

Рисунок 2.6: Спектральное распределение гамма-излучения Кокона Лебедя в модели, где $\nu = 2$ и коэффициент диффузии в сверхкаверне не зависит от энергии и равен $\kappa = 9.7 \times 10^{27}$ см^2 с$^{-1}$, а энергия перехода равна $\epsilon_\star = 2.2$ ТэВ. Родительский спектр протонов показан на Рис. 2.4.

частиц соответствовали найденным выше. Эти параметры: масштаб коротковолновой турбулентности l_0, отвечающей за диффузионный пробег частицы на низких энергиях; масштаб $l_{\rm corr}$, приблизительно равный расстоянию между вторичными УВ в сверхкаверне; а также относительные амплитуды $\sqrt{b_1^2}$ и $\sqrt{b_2^2}$ мелкомасштабной и крупномасштабной турбулентности соответственно. Показатель степени мелкомасштабной турбулентности разумно принять за $\simeq 3/2$ – показатель Крайшнана, близкий к найденному показателю турбулентности в Модели 1. Тогда

$$l_0 \simeq 3 \times 10^{-4} \text{ пк}, \tag{2.33}$$

$$l_{\rm corr} \simeq 1 \text{ пк}, \tag{2.34}$$

$$\sqrt{b_1^2} \simeq 6 \times 10^{-6} \text{ мкГс}, \tag{2.35}$$

$$\sqrt{b_2^2} \simeq 1.4 \times 10^{-5} \text{ мкГс}. \tag{2.36}$$

2.3.3 Анализ спектров излучения и светимость

На Рис. 2.7 с целью сравнения приведены оба гамма-спектра, найденные в рамках Модели 1 и Модели 2. Спектр гамма-излучения OB-ассоциации Лебедь в Модели 1, как можно видеть, расходится с наблюдениями в области самых высоких энергий. Напротив, Модель 2 находится в удовлетворительном согласии с наблюдаемым спектром.

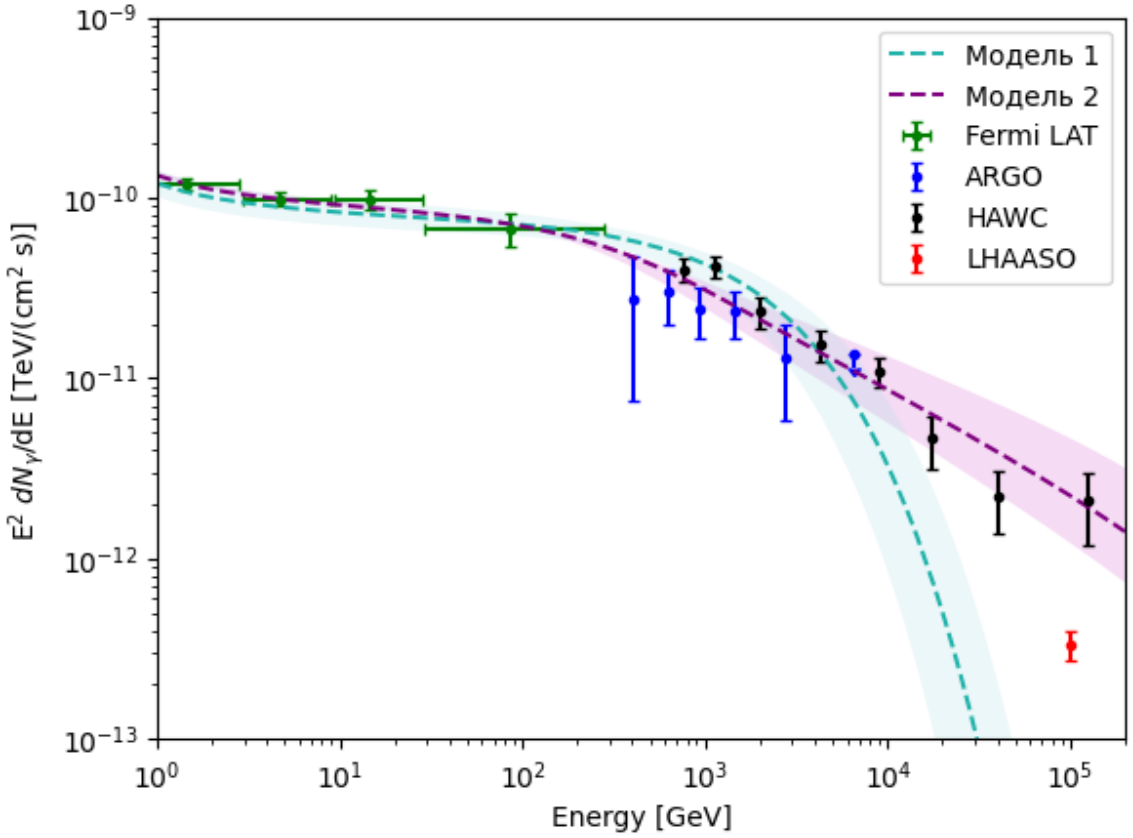

Рисунок 2.7: Сравнение спектров гамма-излучения Кокона Лебедя для Модели 1 и Модели 2. На рисунок добавлена точка из нового исследования области Лебедя гамма-телескопом LHAASO [28].

В недавней работе LHAASO [28] приведено сообщение о детектировании ∼1.5 ПэВного излучения от области Лебедя и поток гамма-излучения от этой области на энергии 100 ТэВ. Он был добавлен к Рис. 2.7 для того, чтобы понять, насколько он соотносится с остальными гамма-наблюдениями Кокона и

модельными расчетами. Можно видеть, что эта единственная доступная пока точка плохо согласуется с данными HAWC и с обоими модельными расчетами. Пока нельзя утверждать, что источник гамма-излучения, детектированного LHAASO – это именно Кокон Лебедя. Требуется тщательный морфологический и спектральный анализ данных LHAASO по источнику, который ожидается в ближайшее время. Кроме того, еще не закрыты вопросы соответствия калибровок инструментов HAWC и LHAASO.

Смена жесткости на самых высоких энергиях, такая, как в спектре Кокона Лебедя (см. крайние точки данных HAWC на высоких энергиях), наблюдается еще в нескольких источниках HAWC [94] – 3HWC J1809-190, 3HWC J1908+063. Нужны дальнейшие исследования, чтобы установить причины такого поведения спектров; подобное ужестчение на высоких энергиях не имеет место ни в одной из рассмотренных моделей.

Интегрируя полученный гамма-спектр, можно получить полную светимость источника в гамма-лучах с учетом ошибок:

$$L_\gamma = 2.0^{+0.4}_{-0.3} \times 10^{35} \left(\frac{d_{CC}}{1.4 \text{ кпк}} \right)^2 \text{ эрг с}^{-1}, \tag{2.37}$$

где d_{CC} – расстояние до Кокона Лебедя, которое оценивается как ~ 1.4 кпк. Необходимую мощность инжекции протонов в скоплении тогда можно оценить как

$$L_p = L_\gamma \frac{\tau_{\text{loss}}}{\tau_{\text{diff}}}, \tag{2.38}$$

где τ_{loss} – характерное время потерь на излучение, равное

$$\tau_{\text{loss}} \simeq \frac{1}{2cn_H\sigma}, \tag{2.39}$$

где σ – сечение $p-p$ взаимодействия, n_H – концентрация газа вокруг OB-ассоциации. Их приблизительные значения – $\sigma \simeq 40$ мбарн в широком диапазоне энергий, $n_H = 30$ см$^{-3}$ [35]. τ_{diff} – характерное диффузионное время, равное

$$\tau_{\text{diff}} = \frac{R_\gamma^2}{4\kappa}, \tag{2.40}$$

где R_γ – размер гамма-источника, для Кокона Лебедя равный ~ 55 пк, κ – пространственный коэффициент диффузии частиц. Если принять его равным постоянному коэффициенту диффузии, полученному в Модели 2 ($\kappa \simeq$

10^{28} см^2 с$^{-1}$), то для $d_{CC} = 1.4$ кпк

$$L_p \simeq 6 \times 10^{36} \text{ эрг с}^{-1}. \quad (2.41)$$

При кинетической мощности ассоциации Лебедь OB2 2×10^{38} эрг с$^{-1}$ [34] эффективность конверсии энергии в ускоренные частицы должна быть $\sim 3\%$, что является приемлемым значением в теории ускорения на ударных волнах.

2.4 Спектр гамма-излучения Westerlund 2

Возраст молодого массивного звездного скопления Westerlund 2 оценивается как ~ 2 млн. лет. В скоплении не было обнаружено остатков сверхновых, а основным источником кинетической энергии, скорее всего, являются мощные ветры массивных звезд. Скопление является источником гамма-излучения в ГэВ-ном [81] и ТэВ-ном [82] диапазоне и демонстрирует схожее с Коконом Лебедя жестко-мягкое поведение [30, 31]. Модель режимов распространения частиц в сверхкаверне можно применить и для компактного скопления, такого, как Westerlund 2. Так как сверхновые в скоплении, предположительно, отсутствуют, рассеяние частиц происходит на первичных сильных УВ ветров массивных звезд, а не на вторичных УВ. Таким образом, из двух моделей, описанных в разделах 2.2.2, 2.2.3, следует воспользоваться Моделью 1 — решением, получающимся в результате диффузии частиц между сильными ударными фронтами (уравнение (2.19)). Спектр ускоренных протонов для скопления Westerlund 2 показан на Рис. 2.8.

Основное различие между Коконом Лебедя и Westerlund 2 — в размере. Несмотря на то, что считается, что большая часть массивных звезд Westerlund 2 сконцентрированы в области радиусом 1 пк [95], в моделировании был использован радиус 2 пк как область, содержащая звездные ветры. Также было необходимо увеличить среднее магнитное поле B_0 до величины порядка ~ 50 мкГс. Расчеты на гидродинамическом коде PLUTO [96] показывают ([26]), что для достаточно компактного скопления (радиус ~ 1 пк) даже в отсутствие сверхновых среднее магнитное поле может достигать 30-60 мкГс. Средняя скорость турбулентных потоков была использована чуть большая, чем для Кокона – 1500 км с$^{-1}$, это обосновывается большей плотностью массивных звезд в компактном

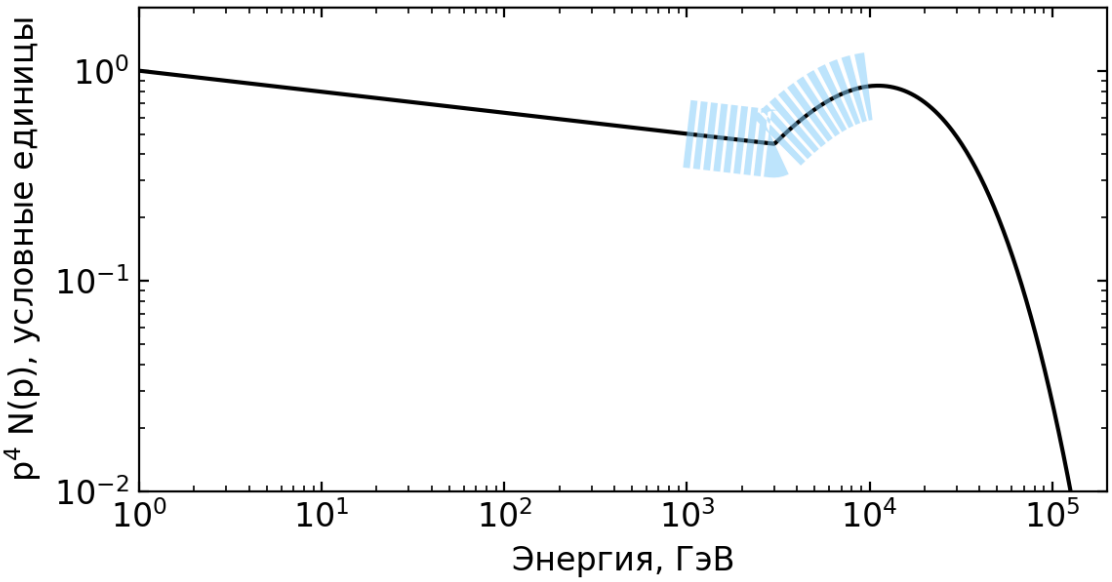

Рисунок 2.8: Спектр ускоренных протонов в Westerlund 2, вычисленный в соответствии с моделью, описанной в разделе 2.2.2 с параметрами $l_{\rm corr}$ и ν, определенными в разделе 2.4. Широкая синяя линия указывает на неопределенность в переходной области, где происходит сшивка асимптотических решений.

скоплении. На варьируемые параметры были наложены следующие ограничения: $\nu \in [1.4; 1.8]$, $l_{\rm corr} \in [0; 2]$ пк.

Тем же методом, что и для Кокона Лебедя, были получены следующие результаты:

$$\nu = 1.52^{+0.07}_{-0.12}, \tag{2.42}$$

$$l_{\rm corr} = 0.55^{+0.43}_{-0.12} \text{ пк}. \tag{2.43}$$

Ошибки параметров здесь даны в рамках трех стандартных отклонений. Спектр гамма-излучения Westerlund 2 с данными параметрами приведен на Рис. 2.9. Несмотря на значительную величину ошибок экспериментальных данных, можно сказать, что найдены разумные величины параметров ν и $l_{\rm corr}$. Так же, как и в случае с Коконом Лебедя, более высокая средняя скорость турбулентных потоков (3000 км с$^{-1}$) приводит к более близкому к Колмогоровскому спектру турбулентности ($\nu \sim 1.63$).

Так же, как и в разделе 2.3.3, можно найти гамма-светимость и оценить протонную светимость источника. Наименее определенным параметром здесь

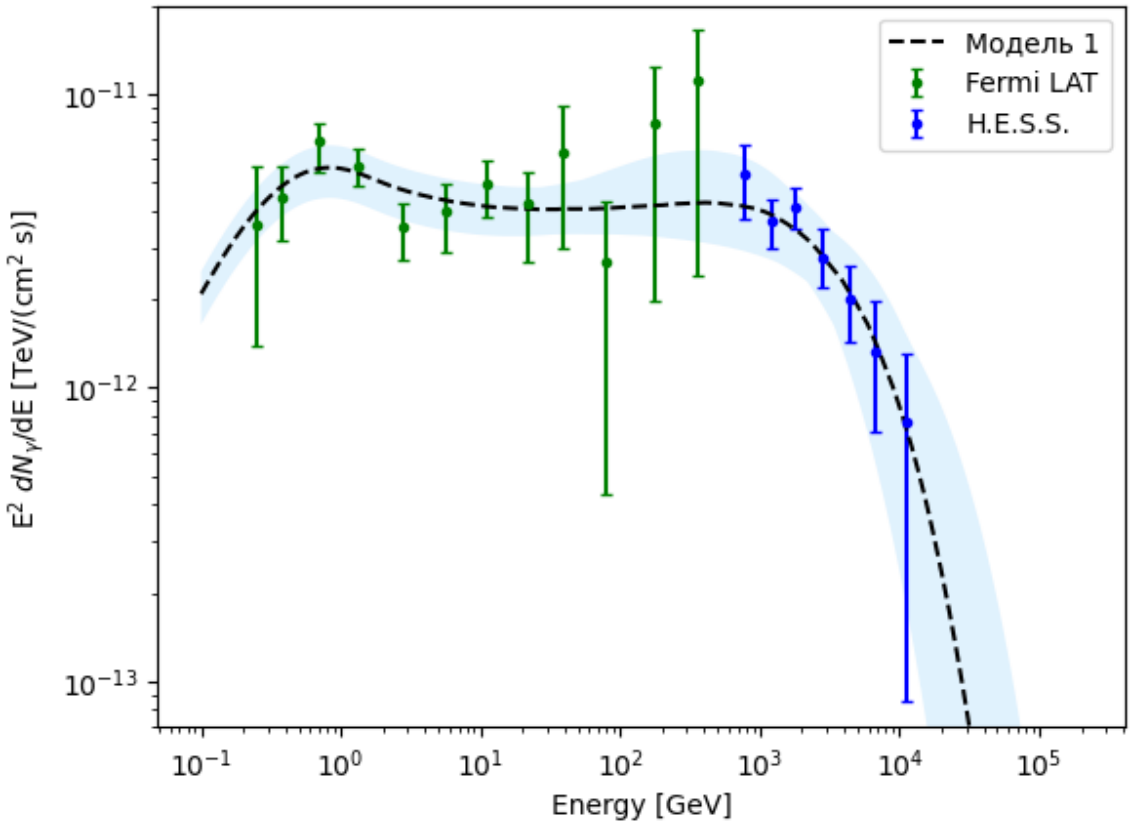

Рисунок 2.9: Спектральное распределение гамма-излучения компактного скопления Westerlund 2 для следующих параметров: $\nu = 1.52$, $l_{\rm corr} = 0.55$ пк. Остальные параметры зафиксированы на величинах $B_0 = 50$ мкГс, $R = 2$ пк, $u = 1500$ км с$^{-1}$. Полупрозрачная область соответствует трем стандартным отклонениям от медианного значения.

является расстояние до Westerlund 2, которое в разных работах оценивается от 2 до 8 кпк. Полная светимость источника в гамма-лучах:

$$L_\gamma = 2.1^{+0.9}_{-0.6} \times 10^{35} \left(\frac{d_W}{5\ \text{кпк}}\right)^2\ \text{эрг с}^{-1}, \tag{2.44}$$

где d_W – расстояние до Westerlund 2. Для вычисления энергии, содержащейся в КЛ, использована оценка концентрации излучающего газа 25 см$^{-3}$ из работы [30] и коэффициента диффузии $\kappa \simeq 10^{27}$ см^2 с$^{-1}$, соответствующего пробегу (см. формулу (2.22)) протона с энергией $\sim 2 \times 10^6$ ГэВ, что близко к максимальной энергии ускоряемых в скоплении частиц. Тогда для $d_W = 5$ кпк мощность КЛ $L_p \simeq 4 \times 10^{36}$ эрг с$^{-1}$, что, вкупе с оценкой для кинетической светимости источника $L \simeq 2 \times 10^{38}$ эрг с$^{-1}$ дает эффективность ускорения частиц $\sim 2\%$.

Таким образом, описанная в данной главе модель может успешно объяснить наблюдаемое гамма-излучение Westerlund 2, что свидетельствует, что предложенный механизм ускорения и переноса частиц может быть применим как к протяженным OB-ассоциациям, так и к компактным плотным скоплениям.

2.5 Альтернативные модели

Помимо адронного излучения ускоренных в скоплении массивных звезд протонов, обеспечивать высокоэнергичное гамма-излучение могут электроны, ускоренные в пульсарных туманностях мощных пульсаров – т.н. «лептонная модель». Исключить альтернативные модели происхождения гамма-излучения скоплений можно, изучая морфологию и спектры источников, а также энергетику родительского пульсара. В работах [35, 34] на основе анализа морфологии излучения Кокона Лебедя утверждается, что пульсарные туманности от известных в этой области источников (PSR J2021+4026, PSR J2032+4127) не могут быть причастны к протяженному излучению Кокона. Тем не менее, лептонное излучение еще не открытой пульсарной туманности не может быть исключено как источник части излучения. В недавней работе [97] в результате исследования рентгеновского излучения области Кокона Лебедя инструментом Swift найдены верхние пределы на интенсивность лептонного гамма-излучения Кокона. Авторы утверждают, что на энергиях $\sim$ ТэВ лептонным механизмом может быть обусловлено не более четверти полного потока излучения.

За наблюдаемое в области Westerlund 2 гамма-излучение теоретически может отвечать пульсарная туманность пульсара PSR J1023-5746. В работе [31] проведен морфологический и спектральный анализ наблюдаемого ГэВ-ного и ТэВ-ного излучения Westerlund 2 и приводится ряд аргументов против пульсарной туманности как источника. Во-первых, форма как ГэВ-ного, так и ТэВ-ного модельных лептонных спектров расходятся с наблюдениями, что требует привлечения более сложных моделей и предположений. Во-вторых, показатель степени ускоренных электронов в лептонной модели плохо согласуется с моделями ускорения и типичным спектром инжекции в пульсарной туманности. В-третьих, области излучения Fermi-LAT (ГэВ-ные энергии) и HESS (ТэВ-ные

энергии) имеют одинаковые размеры, что нехарактерно для пульсарных туманностей из-за сильной энергетической зависимости транспорта электронов.

2.6 Гамма- и нейтринное излучение компактных скоплений в галактиках с повышенным звездообразованием

Заметное количество звезд в нашей Галактике рождаются и проводят большую часть жизни в компактных скоплениях (подробнее см. раздел 3.4). Для других галактик ожидается, что это количество тем больше, чем выше темп звездообразования в галактике. Уровень «скученности» массивных звезд задается параметром Г, определяемым как доля звезд, которые рождаются в связанных скоплениях. Этот параметр зависит от свойств родительской галактики, в частности, галактики со вспышкой звездообразования (Starburst Galaxies), имеющие более высокую плотность газа и, как следствие, более высокий темп звездообразования, имеют больший Г [98, 49]. Более того, Г может различаться в 3-4 раза в одной галактике в зависимости от радиального профиля плотности газа. В галактиках с повышенным звездообразованием параметр Г может превышать $\sim 50\%$, что делает их важным источником высокоэнергичных космических лучей, ускоренных в компактных скоплениях.

Космические лучи высоких и сверхвысоких энергий, ускоренные в галактиках с повышенным звездообразованием, могут являться источником как части диффузного гамма-излучения, наблюдаемого Fermi-LAT [99, 100], так и диффузного нейтринного излучения, наблюдаемого обсерваторией IceCube [41, 42, 43, 101]. В работах [102, 103] выполнен анализ гамма- и нейтринного излучения как отдельных галактик с повышенным звездообразованием на примере галактик NGC 253, M82, Arp220, так и их совокупного вклада в диффузное излучение. Моделирование выполнено в предположении, что источниками космических лучей в галактиках с повышенным звездообразованием являются остатки сверхновых, а спектр частиц является степенным с показателем $\sim (-4.2)$: $N(p) \propto p^{-4.2}$ (или $N(E) \propto E^{-2.2}$). Авторы вычислили, что для удовлетворительного объяснения наблюдений нейтрино обсерваторией IceCube, спектр ускоренных частиц должен иметь предельную энергию ~ 100 ПэВ, что

для изолированных остатков сверхновым является нереалистичным пределом (см. Главу 1).

Более высокие предельные энергии ускоренных частиц и жесткий спектр может быть достигнуты при ускорении на сходящихся УВ остатков сверхновых и мощных ветров в компактных скоплениях. В данном разделе описан расчет спектров диффузного гамма- и нейтринного излучения галактик со вспышками звездообразования для комбинированной модели, включающей в себя ускорение на УВ изолированного ОСН со степенным спектром, а также ускорение в системах сходящихся потоков со спектром, приведенным на Рис. 1.3. Как и в предыдущем разделе, предполагался протон-протонный механизм генерации излучения – в [102] показано, что вклад лептонной компоненты в гамма-излучение в галактиках с повышенным звездообразованием на 1-2 порядка ниже, чем адронной. Используемые параметризации спектров гамма- и нейтринного излучения приведены в Приложении 1.

Расчет был выполнен тем же способом, что и в работе [103], но не со степенным спектром КЛ от ОСН, а со сложным спектром, включающим в себя как вклад от ОСН, так и жесткий вклад от систем «СН-ветер» в компактных скоплениях. Спектр ускоренных частиц моделировался следующим образом:

$$N(p) = (1 - \Gamma)\ N_1(p) + \Gamma(1 - \alpha)N_1(p) + \alpha\ \Gamma\ N_2(p). \qquad (2.45)$$

Здесь $N_1(p)$ – степенная компонента протонного спектра, обусловленная вкладом одиночных сверхновых, $N_2(p)$ – жесткая компонента протонного спектра, обусловленная ускорением на сходящихся УВ в компактных скоплениях (1.3), Γ – доля звезд, которые рождаются и эволюционируют в звездных скоплениях, α – доля энергии вспышек сверхновых в компактных скоплениях, которая идет на ускорение частиц на сходящихся потоках. Таким образом, первое слагаемое отвечает за спектр изолированных сверхновых в галактике, второе – за спектр сверхновых в скоплениях, которые не участвуют в ускорении на сходящихся потоках (если, например, скопление не является достаточно компактным для того, чтобы реализовался механизм ускорения, дающий спектр с Рис. 1.3), третье – за жесткую часть спектра частиц, ускоренных в системах «СН-ветер». Формулу (2.45) можно переписать в виде:

$$N(p) = (1 - \alpha\Gamma)\ N_1(p) + \alpha\Gamma\ N_2(p). \qquad (2.46)$$

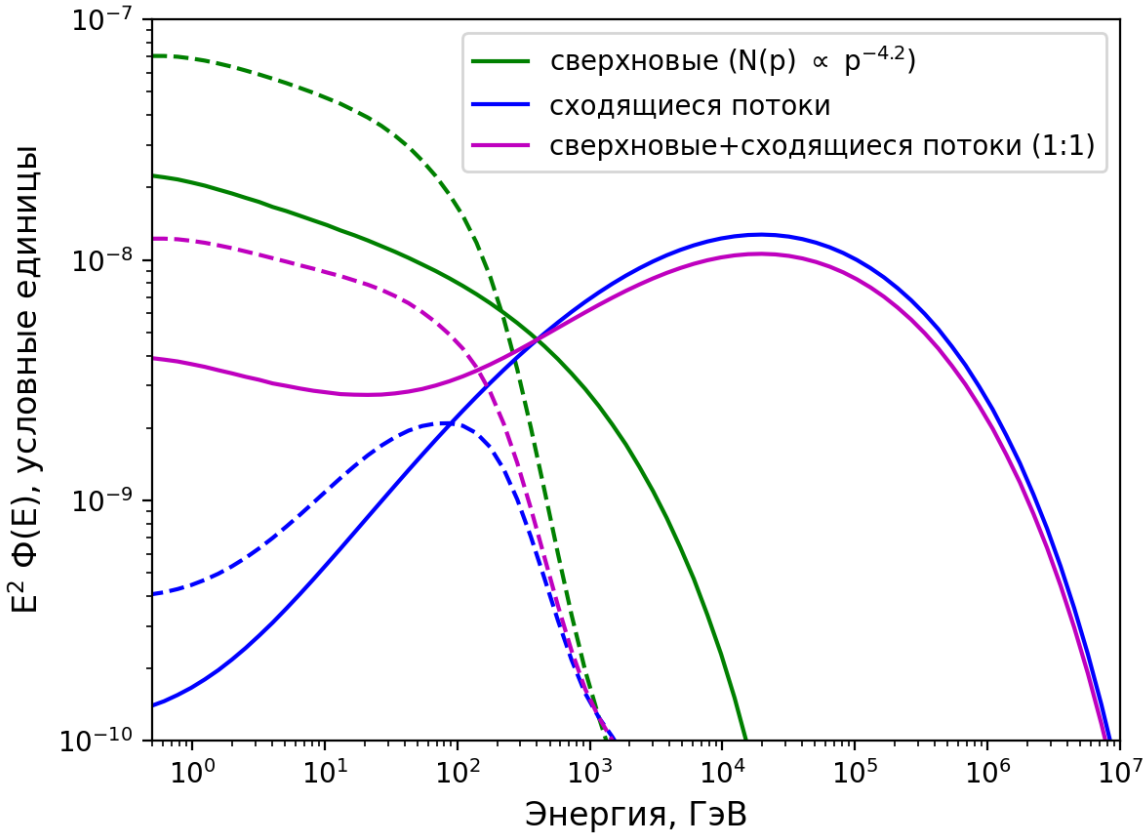

Рисунок 2.10: Спектры гамма- (штриховой линией) и нейтринного (сплошной линией) излучения для рассматриваемых в работе моделей. Зеленые кривые соответствуют ускорению на одиночных сверхновых с предельной энергией ускоренных протонов 100 ТэВ, синие – модели ускорения в компактных скоплениях на сходящихся УВ в системах «сверхновая-ветер» (см. спектр на Рис.1.3), фиолетовые – комбинации этих моделей в равной пропорции. Количество энергии в ускоренных частицах одинаковое для всех трех случаев. Учтено $\gamma - \gamma$ поглощение фотонов для красного смещения $z \sim 1$.

Формы спектров гамма- и нейтринного $p - p$ излучения для мягкого (N_1), жесткого (N_2) спектров и их комбинации (в отношении 1:1, т.е., например, $\Gamma = 0.5$, $\alpha = 1.0$) показаны на Рис. 2.10.

Доля звезд-членов гравитационно связанных звездных скоплений Γ в зависимости от темпа звездообразования была исследована в работе [49] на основе наблюдений галактики M83 и ряда других галактик с поверхностным темпом звездообразования от 0.01 до 100 $M_\odot$/год/кпк^2. Анализ данных показал, что в галактиках с темпом звездообразования 1 до 100 $M_\odot$/год/кпк^2 параметр Γ,

скорее всего, монотонно растет с $\sim 10\%$ до $\sim 80\%$. В расчетах была использована линейная зависимость параметра Г от темпа звездообразования на основе данных [49].

Параметр α необходимо подобрать так, чтобы модельный спектр не превышал наблюдаемое диффузное нейтринное излучение.

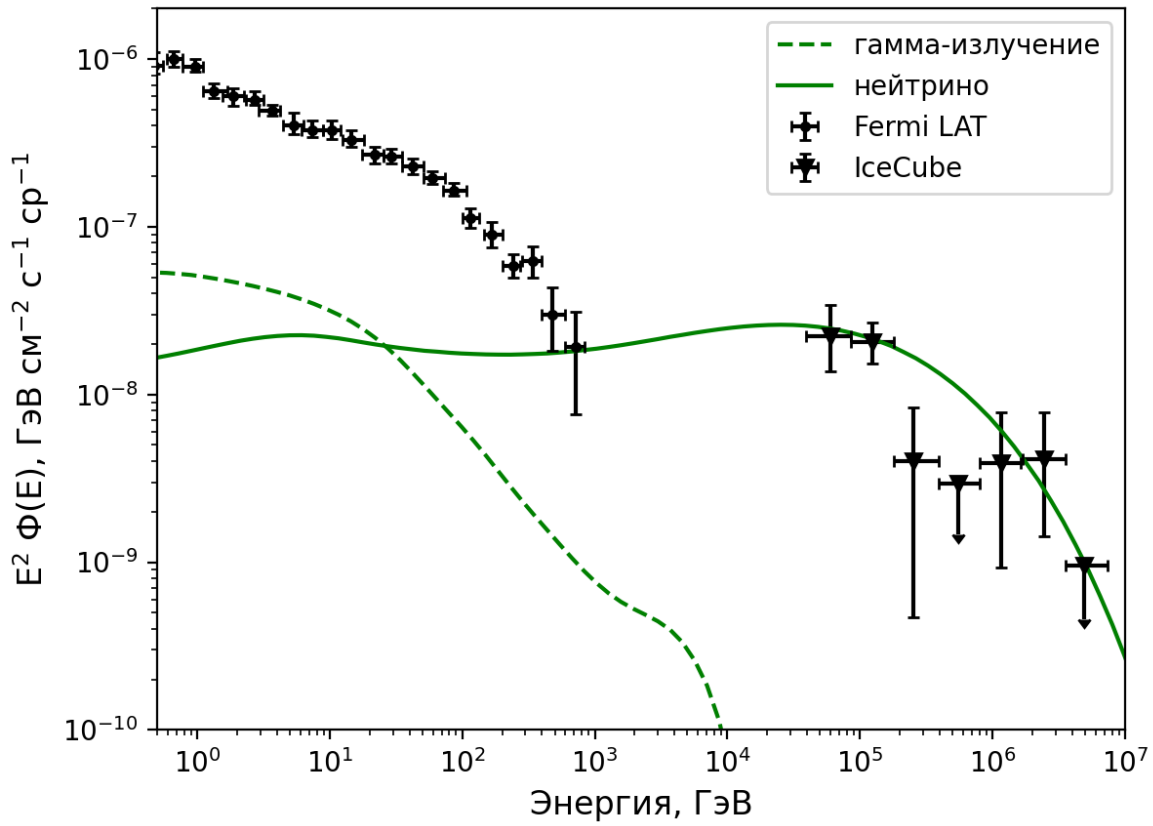

Рисунок 2.11: Наблюдаемое диффузное гамма- и нейтринное излучение и его приближение моделями гамма- и нейтринного излучения галактик с повышенным звездообразованием. Здесь предполагается, что 25% частиц, ускоренных в звездных скоплениях, ускоряется на сталкивающихся потоках и, соответственно, имеет жесткий спектр.

Построение модели диффузного излучения галактик с повышенным звездообразованием включало в себя следующие этапы (подробно см. Приложение 2):

1. Построение модели излучения одной галактики-прототипа (ей являлась галактика со вспышкой звездообразования M82). Основные параметры

галактики-прототипа были взяты из работы [102], за исключением темпа вспышек сверхновых. Так как к спектру излучения добавляется жесткая компонента, чтобы удовлетворить наблюдениям излучения галактики-прототипа M82, темп вспышек сверхновых в ней должен быть чуть выше, чем найдено в работе [102], – около 0.07 СН/год. Также наблюдаемым излучением M82 обусловлен модельный наклон степенной части спектра $N_1(p)$ – он должен быть ~ -4.2. Максимальная энергия ускоренных на УВ одиночных ОСН частиц была положена 100 ТэВ.

2. Расчет суммарного спектра источников, вносящих вклад в диффузное гамма- и нейтринное излучение, на основе излучения галактики-прототипа. Требовался, во-первых, учет распределения среднего темпа звездообразования галактик по красным смещениям, а во-вторых, учет зависимости Г и мощности излучения галактик от звездообразования. Чтобы найти диффузное излучение, необходимо было проинтегрировать вклады источников по красным смещениям. Также было учтено поглощение гамма-излучения в зависимости от удаленности источника.

Получившиеся спектры диффузного гамма- и нейтринного излучения построены на Рис. 2.11. Здесь параметр α – доля сверхновых в компактных скоплениях, ускоряющих частицы в системах сходящихся УВ – положен 0.25, т.е. около четверти КЛ, ускоренных в звездных скоплениях в галактиках с повышенным звездообразованием, должны иметь жесткий спектр, обусловленный взаимодействием нескольких УВ. Увеличение параметра α приведет к еще большему ужестчению спектра и превышению модельного спектра над экспериментальными точками IceCube, таким образом, $\alpha \lesssim 0.25$. Такую долю КЛ с жестким спектром среди частиц, ускоренных в скоплениях, можно объяснить тем, что в работе [49], где даны оценки на параметр Г, учитываются любые гравитационно связанные скопления; для получения же жесткого спектра, как на Рис. 1.3, необходимо достаточно компактное и массивное скопление [16]. Четверть – разумная оценка на долю таких объектов.

Можно видеть, что вклад галактик с повышенным звездообразованием не превышает диффузный фон Fermi, но и не достигает его. Это удовлетворительный результат, так как основным источником диффузного гамма-излучения,

наблюдаемого Fermi, считаются блазары – их вклад оценивается как 70%-90% [103]. Нейтринное диффузное излучение, наблюдаемое IceCube, наоборот, может быть целиком объяснено в рамках модели ускорения частиц на сходящихся УВ в компактных скоплениях в галактиках с повышенным звездообразованием. Тем не менее, вклад в нейтринное излучение могут давать и другие источники, в частности активные ядра галактик [104].

2.7 Заключение к главе

В данной главе исследовано гамма- излучение звездных скоплений в Галактике и нейтринное излучение в галактиках со вспышкой звездообразования. Представлена модель распространения ускоренных частиц в турбулентной среде с многочисленными ударными волнами, что может иметь место в космических сверхкавернах или компактных скоплениях массивных звезд. Исследованы два режима переноса КЛ в звездных скоплениях и условия перехода между ними, реализовано моделирование гамма-излучения таких источников в рамках описанного подхода. В главе получены следующие результаты:

1. Построена модель, позволяющая объяснить излом в некоторых наблюдаемых спектрах звездных ассоциаций. Модель включает в себя два разных режима распространения КЛ, энергия перехода между режимами зависит от соотношения длины корреляции турбулентности и пробега частиц.

2. В рамках модели найдены формы спектра космических лучей в звездных скоплениях. Для КЛ высоких энергий (выше переходной энергии между режимами) рассмотрены две модели: с сильными, но редкими ударными фронтами (Модель 1), и с часто расположенными вторичными слабыми ударными волнами (Модель 2).

3. На примере гамма-источника Кокон Лебедя, соответствующего OB-ассоциации Лебедь OB2, показана применимость моделей к спектрам излучения ассоциаций звезд. Найдены необходимые параметры для приближения наблюдаемого спектра модельными расчетами. Показано, что Модель 2 позволяет получить более близкие к наблюдаемым спектры излучения.

4. На примере гамма-излучения молодого массивного скопления Westerlund 2 показано, что модель может быть применима и к компактным скоплениям. В рамках Модели 1 найдены разумные параметры, при которых расчет удовлетворяет наблюдаемому гамма-спектру.

5. Продемонстрировано, что для объяснения энергетики гамма-источников в рамках предложенных моделей достаточно эффективности ускорения КЛ ~ 0.03 для Кокона Лебедя и ~ 0.02 для Westerlund 2. Оба этих значения не превышают стандартной предполагаемой эффективности ускорения частиц на УВ ~ 0.1.

6. В рамках предположения, что часть ($\lesssim 25$ %) космических лучей в галактиках с повышенным звездообразованием ускоряется в компактных скоплениях в системах сходящихся УВ, и имеет жесткий спектр, рассчитано диффузное гамма- и нейтринное излучение от таких галактик. Этими источниками может быть объяснен диффузный нейтринный поток, наблюдаемый IceCube на энергиях $10^5 - 10^7$ эВ, в то время как гамма-поток от них не превышает фон Fermi.

Глава 3

Скопления массивных звезд как источники ^{22}Ne в космических лучах

3.1 Введение

Химический состав галактических космических лучей тщательно изучался в рамках нескольких экспериментов (IMP-7 [105], ISEE-3 [106], Voyager [107], ACE-CRIS [108] и др.), в то время как химический состав солнечного ветра хорошо известен благодаря исследованиям метеоритного вещества [109]. Установлено, что распространенности изотопов большинства химических элементов в солнечном ветре и в космических лучах совпадают. Но имеются и несоответствия, наиболее значительным из которых является различие изотопного отношения ^{22}Ne/^{20}Ne на Солнце и в космических лучах. Последнее было точнее всего измерено инструментом ACE-CRIS в диапазоне энергий 84 $\leq$E/M$\leq$ 273 МэВ/нуклон [108]. В солнечном ветре ^{22}Ne/^{20}Ne=0.07, тогда как в галактических космических лучах ^{22}Ne/^{20}Ne=0.387 ± 0.027, что соответствует их обогащению ^{22}Ne в 5.3 ± 0.3 раза [108].

Общепринятым источником обогащенного ^{22}Ne вещества являются ветры углеродной последовательности (WC) звезд Вольфа-Райе (WR). Звезды Вольфа-Райе — одна из стадий эволюции массивных (с начальной массой $\geq 25 - 30\ M_{\odot}$) звезд, характеризующаяся мощным звездным ветром, очень высокой светимостью и температурой, а также наличием в спектре широких и интенсивных эмиссионных линий — водорода, гелия, азота, углерода, кислорода — в зависимости от того, на какой фазе находится звезда. Механизм формирования избытка ^{22}Ne был предложен в 1982 г. в работе [110] и заключается в следующем: во время горения гелия в звезде Вольфа-Райе почти весь ^{14}N превращается в ^{22}Ne через цепочку ядерных реакций $^{14}\mathrm{N}(\alpha,\gamma)\ ^{18}\mathrm{F}(e^{+}\nu)\ ^{18}\mathrm{O}(\alpha,\gamma)$

^{22}Ne. Обогащенное ^{22}Ne вещество затем выбрасывается мощным звездным ветром звезды Вольфа-Райе. Авторы [110] оценили, что на поверхности звезды Вольфа-Райе на углеродной стадии отношение ^{22}Ne/^{20}Ne составляет ~ 120, таким образом, вклад таких источников в общий поток галактических космических лучей должен быть порядка 2%.

Дальнейшие исследования были направлены на то, чтобы понять механизм ускорения частиц в таких источниках. Здесь можно выделить два типа моделей. Первый предполагает, что ускорение КЛ происходит в некоторых областях звездообразования, богатых массивными звездами, в т.ч. звездами Вольфа-Райе. В качестве таких источников предлагались сверхкаверны, возникающие вокруг молодых ОВ-ассоциаций в результате комбинированного действия ветров массивных звезд и вспышек сверхновых [14]. В таких объектах образуется перемежаемая высокотурбулентная среда с сильными первичными и слабыми вторичными ударными волнами. Как показано в [12], в такой среде возможно эффективное ускорение частиц. Однако, количественное рассмотрение обогащения КЛ ^{22}Ne в сверхкавернах было основано на моделях звездной эволюции [111], в которых, как оказалось позднее, количество ^{22}Ne было сильно завышено [112, 113].

Второй тип моделей основан на том, что галактические космические лучи, обогащенные ^{22}Ne, рождаются в ветрах массивных звезд, а ускоряются позднее на ударной волне от вспышки сверхновой на стадии Седова [112]. У этого подхода есть несколько недостатков. Во-первых, он предполагает, что наиболее массивные звезды (с начальной массой до 120 $M_\odot$), которые и образуют основную галактическую популяцию звезд Вольфа-Райе, должны в конце своей жизни вспыхивать как сверхновые. Это не обязательно так – считается, что звезды с начальной массой выше, чем 25-40 $M_\odot$, могут коллапсировать прямиком в черную дыру без вспышки сверхновой. Об этом свидетельствуют наблюдения «неудавшихся сверхновых». Во-вторых, для того, чтобы удовлетворить высокому содержанию ^{22}Ne в КЛ в рамках предлагаемой модели, необходимо, чтобы ускорение частиц происходило на протяжении короткого времени на стадии Седова, что приводит к наложению жестких ограничений на скорость ударной волны [112].

В данной главе развиваются идеи ускорения обогащенных ^{22}Ne КЛ в звездных скоплениях – но не только в OB-ассоциациях и связанных с ними сверхкавернах, а также в молодых массивных компактных скоплениях. Целью моделирования являлась проверка предположения, что неоновая аномалия может быть полностью объяснена космическими лучами, ускоренных в молодых массивных звездных скоплениях Галактики. Для этого был произведен тщательный подсчет изотопного отношения ^{22}Ne/^{20}Ne в космических лучах, ускоряемых в звездном скоплении, с учетом вспышек сверхновых и распределения вещества различных звезд в скоплении. Были использованы наиболее новые и актуальные модели звездной эволюции. Также были учтены многочисленные детали ускорения – влияние вспышек сверхновых в скоплении, влияние распределения вещества различных звезд.

Скорость звездных ветров звезд Вольфа-Райе, O- и B- звезд может достигать 1000-3000 км с$^{-1}$. Предполагается, что ускорение обогащенного ^{22}Ne вещества происходит в системах сходящихся ударных волн от ветров массивных звезд и вспышек сверхновых, как рассмотрено в Главе 1, или же посредством механизма Ферми II в сильно турбулентной среде, который рассматривается в Главе 2. В молодых скоплениях массивных звезд должно быть множество таких систем, в которых способны эффективно ускоряться космические лучи. Нужно подчеркнуть, что неоновая аномалия обнаружена в наблюдениях относительно низкоэнергичных КЛ с энергиями < 1 ГэВ/нуклон, поэтому модель ускорения КЛ не обязательно должна обеспечивать высокие и сверхвысокие энергии ускоренных частиц. Это сильно смягчает ограничения на источники: их массу, степень компактности, усиление магнитного поля, наличие сверхновых.

3.2 Теория и модель

Моделировние обогащения галактических КЛ ^{22}Ne включало в себя следующие этапы:

1. Нахождение количеств изотопов неона, выбрасываемых массивной звездой в течение ее жизни, а также после ее вспышки как сверхновой с помощью интерполяций данных моделей звездного нуклеосинтеза;

2. Интегрирование этих количеств с начальной функцией масс в скоплении, что, таким образом, позволяет найти отношение $^{22}Ne/^{20}Ne$ в веществе, выброшенном звездным скоплением, в зависимости от возраста скопления;

3. Корректировка подсчета вещества, выбрасываемого различными звездами на основе гидродинамического моделирования, в котором найдено распределение вещества разных звезд по объему скопления, что влияет на эффективность ускорения;

4. Усреднение найденного в п.2 отношения $^{22}Ne/^{20}Ne$ по возрастам галактических звездных скоплений, т.е. нахождение среднего $^{22}Ne/^{20}Ne$ в КЛ, ускоренных в этих источниках;

5. Сравнение с наблюдениями и вывод о том, какая доля КЛ должна быть ускорена в таких источниках.

3.2.1 Модель звездного скопления и ее параметры

Для того, чтобы найти изотопное отношение $^{22}Ne/^{20}Ne$ в космических лучах, ускоренных в молодом массивном скоплении, был необходим подсчет масс изотопов неона, выбрасываемых с ветрами массивных звезд, которые составляют население звездного скопления, в течение жизни скопления.

Изотопный состав ветра звезд различных масс может быть найден с использованием моделей звездной эволюции и нуклеосинтеза. В работе были использованы две наиболее актуальные на сегодняшний день модели звездной эволюции – модель авторов Ekstrom, Georgy, Maeder, Meynet [113] (далее – *Geneva*) и модель авторов Limongi&Chieffi [114] (далее – *Frascati*). В открытых данных этих научных групп представлены т.н. эволюционные треки звезд различных начальных масс – в них найдена зависимость от времени массы, скорости потери массы $\dot{M}$, химического состава ветра, а также температуры, светимости, скорости вращения и других физических параметров звезды.

Данные *Geneva* и *Frascati* включают в себя ограниченное число начальных масс звезд. Для массивных звезд это 15 $M_\odot$, 20 $M_\odot$, 25 $M_\odot$, 32 $M_\odot$(30 $M_\odot$), 40 $M_\odot$, 60 $M_\odot$, 85 $M_\odot$(80 $M_\odot$), 120 $M_\odot$ для моделей *Geneva* (*Frascati*), соответственно. Для звезд с промежуточными начальными массами, не представленных в

модельных данных, были выполнены линейные интерполяции необходимых величин, а именно: массовой доли изотопов неона на поверхности звезды, скорости потери массы звездой, времени жизни звезды.

Важнейшей физической характеристикой является вращение звезды. Наборы модельных данных *Geneva* и *Frascati* включают в себя как модели без начального вращения, так и с заданной начальной скоростью вращения звезды. В модели *Frascati* задаются конкретные значения начальных скоростей вращения – 150 км с$^{-1}$ и 300 км с$^{-1}$, а в модели *Geneva* начальная скорость вращения равна $v = 0.4v_{crit}$, где $v_{crit} = \sqrt{2GM/3R}$ (G – это гравитационная постоянная, M – масса звезды, R – полярный радиус звезды). Фактические значения этих скоростей варьируются в зависимости от начальной массы звезды – так, для звезды с начальной массой 120 $M_\odot$ это 389 км с$^{-1}$, 60 $M_\odot$ – 346 км с$^{-1}$, 20 $M_\odot$ – 274 км с$^{-1}$. Вращение звезд оказывает влияние в первую очередь на продолжительность эволюционных стадий массивных звезд, в том числе на продолжительность важнейшей в контексте поставленной задачи стадии Вольфа-Райе; общее время жизни звезды также претерпевает изменения. Поэтому наличие вращения звезд исследовалось как параметр в данной работе.

Для корректного учета распределения звезд в скоплении по массам, используется начальная функция масс (НФМ), т.е. зависимость количества рождающихся звезд с начальной массой m от m, $\chi(m) = dn/dm$, где $\chi(m)dm$ — число звезд в элементе объема с начальной массой между m и $m + dm$. НФМ, как правило, представляется в виде степенной функции:

$$\chi(m) = A \cdot m^{-\gamma} \ . \tag{3.1}$$

Показатель степени начальной функции масс относительно универсален, т.е. применим к различным группам звезд, и определяется как $\gamma \approx 2.3 - 2.7$ – наиболее известные исследования [115] для звезд с массой > 1 $M_\odot$ дают показатель ~ 2.3, совпадающий с Солпитеровским показателем НФМ [116]. Тем не менее, для отдельных молодых скоплений показатель НФМ может варьироваться: так, последние исследования выявили, что, например, в скоплениях Arches [117] и Westerlund 1 [118] показатель НФМ примерно равен 1.8, что соответствует большему количеству массивных звезд. На основании вышесказанного, показатель степени НФМ также являлся параметром модели, варьирующим-

ся в диапазоне $1.8 - 2.6$. Было найдено, что отношение $^{22}Ne/^{20}Ne$ монотонно убывает при увеличении γ, поэтому было достаточно рассчитывать $^{22}Ne/^{20}Ne$ только для граничных значений диапазона.

Когда скопление достигает возраста 5-6 млн. лет, в нем начинаются вспышки сверхновых. Ударная волна остатка сверхновой, движущаяся со скоростью $\sim$ 1500-3000 км $с^{-1}$, скорее всего, будет определять динамику плазменных течений в скоплении, а также эффективно ускорять космические лучи. Состав ускоряемого вещества в этом случае будет смешанным: вещество, наработанное ветрами в скоплении + выброшенный взрывом звездный материал. Изотопный состав вещества, выбрасываемого при вспышках сверхновых, возможно учесть только в рамках модели *Frascati*, т.к. авторы этой модели приводят данные по массам и химическому составу вещества сверхновых. Поэтому основное моделирование в данной работе проводилось именно с использованием данных *Frascati*.

Звезды с начальной массой $\geq 18 - 20\ M_{\odot}$ могут образовать черную дыру в результате коллапса. Детальное понимание механизма этого процесса пока не достигнуто. Считается, что звезды с начальной массой $20 - 40\ M_{\odot}$ (основную роль тут играет масса ядра в конце жизни звезды) образуют черную дыру в результате падения вещества на протонейтронную звезду, что приводит к слабой вспышке сверхновой. Для еще больших масс может произойти прямой коллапс в черную дыру без сверхновой. В работе [119] приводятся необходимые начальные массы $\sim 25 - 40\ M_{\odot}$ для реализации первого сценария, $\geq 40\ M_{\odot}$ для второго. При этом моделирование неполного коллапса для звезды с массой 40 $M_{\odot}$ [120] показало, что эжекта в таком случае состоит в основном из водородной и гелиевой оболочек и небольшого количества C, N, O, т.е. неважна в контексте задачи о количестве изотопов неона. В данной работе начальная масса звезды, выше которой предполагался коллапс в черную дыру и, соответственно, для таких звезд не учитывался вклад сверхновых в изотопное отношение, являлась одним из параметров – M_{BHC}. Его влияние исследовано в промежутке значений от 25 до 40 $M_{\odot}$.

Таким образом, основными параметрами модели являлись:

1. Скорость начального вращения звезд в скоплении – 0, 150 км $с^{-1}$, 300 км $с^{-1}$

2. Показатель степени НФМ в скоплении – $1.8 - 2.6$

3. M_{BHC} – начальная масса звезды, выше которой не происходит вспышки сверхновой – 25 $M_\odot$, 30 $M_\odot$, 40 $M_\odot$.

3.2.2 Расчет ^{22}Ne/^{20}Ne в космических лучах

С использованием интерполяций моделей звездной эволюции были получены значения поверхностной массовой доли изотопов неона $\Sigma_{22}(m, t')$ и $\Sigma_{20}(m, t')$, скорость потери массы звездой $\dot{M}(m, t')$, время жизни звезды t_l. Переменными выступают m — начальная масса звезды и t' — время, прошедшее с момента рождения звезды. Тогда для одиночной звезды с начальной массой m масса изотопа неона i (i=20, 22), выбрасываемая вместе со звездным ветром в единицу времени в момент времени t', равняется:

$$\dot{M}_i(m, t') = \Sigma_i(m, t')\dot{M}(m, t') \ . \tag{3.2}$$

Эти значения были проинтегрированы с НФМ с показателем степени γ по массам от $m_{\min} = 15\ M_\odot$ до $m_{\max} = 120\ M_\odot$ и по времени от 0 до 20 млн. лет. При этом один шаг по времени равнялся $\Delta t = 10^4$ лет, и, согласно гидродинамическим расчетам, веществу хватает этого времени, чтобы уйти из области ускорения в достаточно компактном ($R \sim 1 - 2$ пк) скоплении. Что касается более разреженных скоплений, то «мгновенный» состав усредняется по нескольким временам Δt, что мало изменит картину. Поэтому считалось, что на каждом шаге ускоряется «мгновенный» химический состав скопления, без учета накопления вещества. Ниже будет показано, что наибольшее ^{22}Ne/^{20}Ne в скоплении достигается непосредственно перед началом вспышек сверхновых.

Мгновенное отношение ^{22}Ne/^{20}Ne в скоплении равно:

$$\left(\frac{^{22}\mathrm{Ne}}{^{20}\mathrm{Ne}}\right)_{inst}(t') = \frac{\int\limits_{m_{\min}}^{m_{\max}} \dot{M}_{22}(m, t') \cdot m^{-\gamma} dm}{\int\limits_{m_{\min}}^{m_{\max}} \dot{M}_{20}(m, t') \cdot m^{-\gamma} dm} \ . \tag{3.3}$$

Формула (3.3) учитывает только вещество, выбрасываемое с ветрами массивных звезд. Аналогичная формула с учетом вещества вспышек сверхновых

имеет вид:

$$\left(\frac{^{22}\mathrm{Ne}}{^{20}\mathrm{Ne}}\right)_{inst}(t') = \frac{\int\limits_{m_{\min}}^{m_{\max}} \dot{M}_{22}(m,t')m^{-\gamma}dm + \int\limits_{m_{\min}}^{m_{BHC}} M_{22}^{SN}(m)\delta(t'-t^{SN}(m))m^{-\gamma}dm}{\int\limits_{m_{\min}}^{m_{\max}} \dot{M}_{20}(m,t')m^{-\gamma}dm + \int\limits_{m_{\min}}^{m_{BHC}} M_{20}^{SN}(m)\delta(t'-t^{SN}(m))m^{-\gamma}dm}. \tag{3.4}$$

Здесь, $M_i^{SN}(m)$ масса $i-$го изотопа ($i = 20, 22$) в веществе сверхновой, $t^{SN}(m)$ - время вспышки СН для звезды с начальной массой m. Для того, чтобы найти среднее изотопное отношение неона в КЛ, ускоренных к моменту t жизни скопления, необходимо «мгновенное отношение» усреднить по времени t:

$$\frac{^{22}\mathrm{Ne}}{^{20}\mathrm{Ne}} = \frac{\int\limits_0^t \alpha_{20}\left(\frac{^{22}\mathrm{Ne}}{^{20}\mathrm{Ne}}\right)_{inst}(t')\ dt'}{\int\limits_0^t \alpha_{20}\ dt'}, \tag{3.5}$$

где α_{20} – доля ^{20}Ne в одной «порции» ускоренных КЛ. Такое усреднение является корректным, если на каждом шаге моделирования ускоряется одно и то же количество КЛ, т.е. эффективность ускорения постоянна в течение «активной» жизни скопления – пока в скоплении есть массивные звезды и происходят вспышки сверхновых.

3.2.3 Сравнение моделей звездного нуклеосинтеза

Модели звездного нуклеосинтеза сложны и включают в себя учет многочисленных составляющих, определяющих физику процесса. Так, необходимо закладывать в модели потерю массы, темп ядерных реакций, обогащение химическими элементами, вращение, механизмы переноса и перемешивания вещества и многое другое. Это приводит к неопределенностям в результате работы различных кодов, рассчитывающих звездный нуклеосинтез. Известно, например, что содержание ^{22}Ne в ветрах массивных звезд в моделях [121] 1992 года было сильно завышено. Модели *Geneva* и *Frascati*, используемые в данной работе, воплощают в себе многолетний опыт расчетов звездного нуклеосинтеза, однако, полезно сравнить их между собой именно в контексте поставленной задачи нахождения отношения ^{22}Ne/^{20}Ne. Сравнение в полной мере доступно только для моделей без вращения, т.к. начальное вращение звезд в моделях

Geneva и *Frascati* задается по-разному. При этом модель *Geneva* с вращением надлежит сравнивать скорее с моделью *Frascati* со скоростью 300 км $с^{-1}$, нежели 150 км $с^{-1}$ (см. раздел 3.2.1).

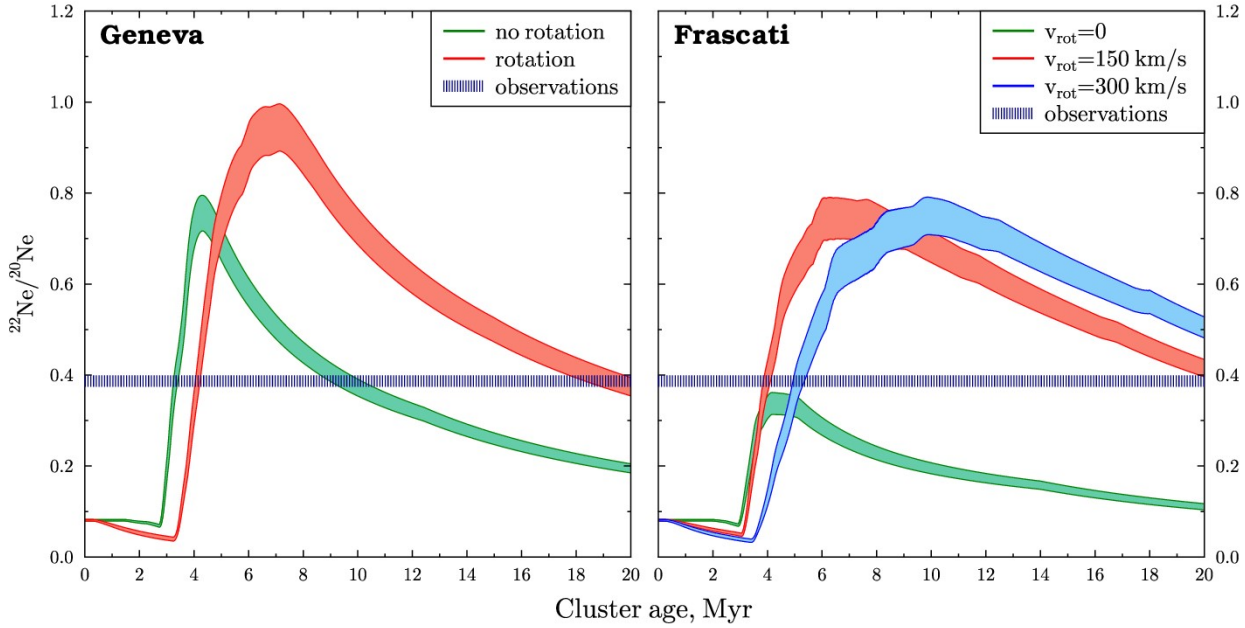

Рисунок 3.1: Зависимость среднего отношения $^{22}Ne/^{20}Ne$ в веществе, ускоренном в массивном звездном скоплении, от возраста скопления для моделей звездной эволюции *Geneva* (слева) и *Frascati* (справа), с учетом различных скоростей вращения звезд и для интервала показателей степени начальной функции масс в скоплении 1.8-2.6 (верхний предел содержания ^{22}Ne соответствует более пологой начальной функции масс). Синей штриховой линией показано наблюдаемое в КЛ отношение $^{22}Ne/^{20}Ne_{obs}$=0.387.

На Рис. 3.1 приведено сравнение средних отношений $^{22}Ne/^{20}Ne$ в КЛ, ускоренных в одном массивном скоплении к моменту времени t. Изучая графики, можно сделать следующие выводы о модельных различиях обогащения ветров массивных звезд ^{22}Ne:

– В целом графики $^{22}Ne/^{20}Ne$ демонстрируют похожее и ожидаемое поведение – низкое отношение на начальных временах (пока ни одна звезда не достигла стадии Вольфа-Райе), потом резкий скачок и постепенный спад, связанный с окончанием жизненного цикла массивных звезд.

– Для случая отсутствия начального вращения звезд модель *Geneva* дает в $\sim$ 2 большее отношение ^{22}Ne/^{20}Ne для любого возраста компактного скопления.

– В случае наличия вращения в модели *Geneva* также получается несколько большее отношение ^{22}Ne/^{20}Ne, но по мере увеличения возраста скопления разница нивелируется.

Модели с вращением более важны в контексте решения неоновой проблемы, т.к. они обеспечивают ощутимо большее количество ^{22}Ne в КЛ. Для этого случая в моделях *Geneva* и *Frascati* достигается определенное согласие. Однако, при малых возрастах скопления все-таки есть небольшие отличия «в пользу» модели *Geneva*, что необходимо держать в уме, например, при рассмотрении гипотезы локального источника неоновой аномалии.

3.2.4 Распределение вещества и эффективность ускорения

Типичная массивная звезда теряет свою массу в основном в течение трех стадий эволюции: стадия главной последовательности, стадия красного сверхгиганта (RSG) и стадия Вольфа-Райе. Длительность этих стадий зависит от начальной массы и наличия вращения. Стадии красного сверхгиганта или Вольфа-Райе опциональны, т.е. звезда может их не проходить, например, звезды без начального вращения с начальной массой $< 20\ M_\odot$ не становятся звездами Вольфа-Райе, а тяжелые звезды с начальной массой $> 40\ M_\odot$, наоборот, могут не проходить через стадию красного сверхгиганта. Вещество, выбрасываемое на разных стадиях эволюции звезды, может ускоряться с разной эффективностью. Стадии главной последовательности и Вольфа-Райе массивных звезд характеризуются быстрыми звездными ветрами со скоростями 1000-3000 км с$^{-1}$. Для красных сверхгигантов характерна огромная потеря массы, но низкие скорости ветра (10-100 км с$^{-1}$) [90].

Для того, чтобы оценить распределение вещества OB/WR/RSG в компактном скоплении, было использовано гидродинамическое моделирование (см. [26]) с помощью кода PLUTO [96]. Было задано модельное распределение звезд, пропорциональное массивному звездному населению компактного скопления Westerlund 1 в настоящий момент (его возраст $\sim$ 5 млн. лет) – 40 O-звезд,

Таблица 3.1: Параметры звездных ветров в гидродинамическом моделировании

Тип	v_∞, км с$^{-1}$	$\dot{M}$, $M_\odot$/год	$\dot{E}$, эрг с$^{-1}$
O	2300	5.35×10^{-6}	9.01×10^{36}
WR	1600	6.50×10^{-5}	5.27×10^{37}
YSG	50	2.30×10^{-4}	1.83×10^{35}
RSG	35	1.75×10^{-4}	6.82×10^{34}

15 WR-звезд, 3 RSG и 2 YSG (желтый сверхгигант). Модельные параметры звездных ветров приведены в Таблице 3.1. В ходе эволюции скопления вещество звезд Вольфа-Райе и остальных звезд было помечено разными метками, что позволило отследить динамику перемещения и накопления вещества, а также однозначно определять массовые и объемные доли вещества ветра каждого типа звезд. Также интересно было изучить влияние размера скопления на распределение вещества, поэтому моделирование было выполнено для скопления радиусом 1 пк и ассоциации радиусом 15 пк.

На Рис. 3.2 показано сечение модельных компактного скопления и разреженной ассоциации в результате расчета с использованием МГД-кода. Цветами показано распределение вещества - красному соответствует вещество ветров звезд Вольфа-Райе (изначально «чистому» веществу ветра WR соответствовала метка «100»), а синему - остальных звезд (метка «1») – в данном расчете для простоты были добавлены только две метки. Промежуточные цвета получаются в результате смешивания вещества. Из рисунков можно видеть, что, несмотря на численное преимущество O-звезд, вещество звезд Вольфа-Райе занимает большую часть объема за счет большой $\dot{M}$ и скорости ветра.

В Таблице 3.2 приведены некоторые количественные выводы из моделирования. Во-первых, это объемная доля вещества звезд Вольфа-Райе, которая особенно велика в компактном скоплении. Во-вторых, это отношение масс вещества звезд WR/O, которое в компактном скоплении достигает ~ 5.37, тогда как в разреженном ~ 4.5. При этом отношение $\dot{M}_{WR}/\dot{M}_O$ с учетом их количества, также равно ~ 4.5, т.е. в разреженной ассоциации в ходе ее эволюции это массовое отношение сохраняется. Из первых двух строк таблицы можно сделать вывод, что в компактном скоплении вещество ветров WR может накапливаться, и, скорее всего, его ускорение на сталкивающихся потоках будет эффективным,

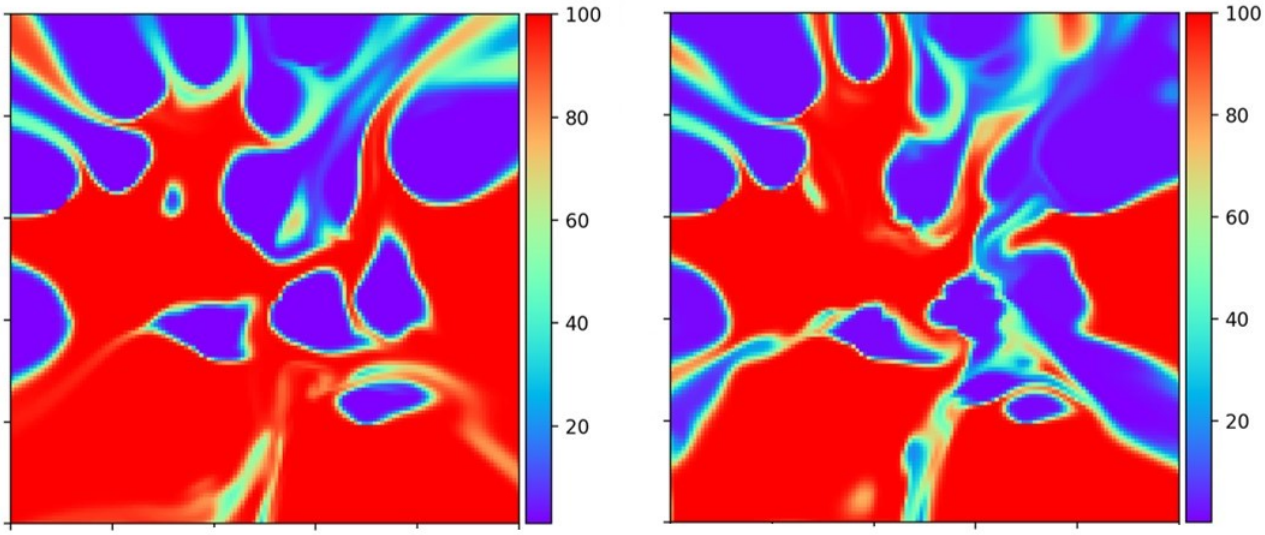

Рисунок 3.2: Распределение вещества звезд Вольфа-Райе (красный цвет) и O/RSG/YSG-звезд (синий цвет) в сечениях компактного скопления (слева – размер расчетной области 2 пк × 2 пк) и OB-ассоциации (справа – размер расчетной области 30 пк × 30 пк). Обозначения: 1 – O/RSG/YSG, 100 – WR, промежуточные значения/промежуточные цвета – смесь вещества ветров разных звезд.

т.к. оно занимает большую часть объема скопления. В разреженной ассоциации такого явного накопления нет.

Накопление вещества WR по массе в компактном скоплении составляет порядка 20%. Чтобы отразить это накопление в расчете (см. формулу (3.4)) на стадии с активными O- и WR-звездами количество выброшенного вещества ветров Вольфа-Райе умножалось на 1.2.

Таблица 3.2: Сравнение характеристик вещества ветров разных звезд в компактном скоплении и OB-ассоциации

Характеристика	$R \simeq 1$ пк	$R \simeq 15$ пк
Отношение масс WR/O	~ 5.37	~ 4.5
Объемная доля WR	78%	69%
Объемная доля RSG+YSG	$\sim 5\%$	$\sim 5\%$
Массовая доля RSG+YSG	$\geq 90\%$	$\geq 90\%$

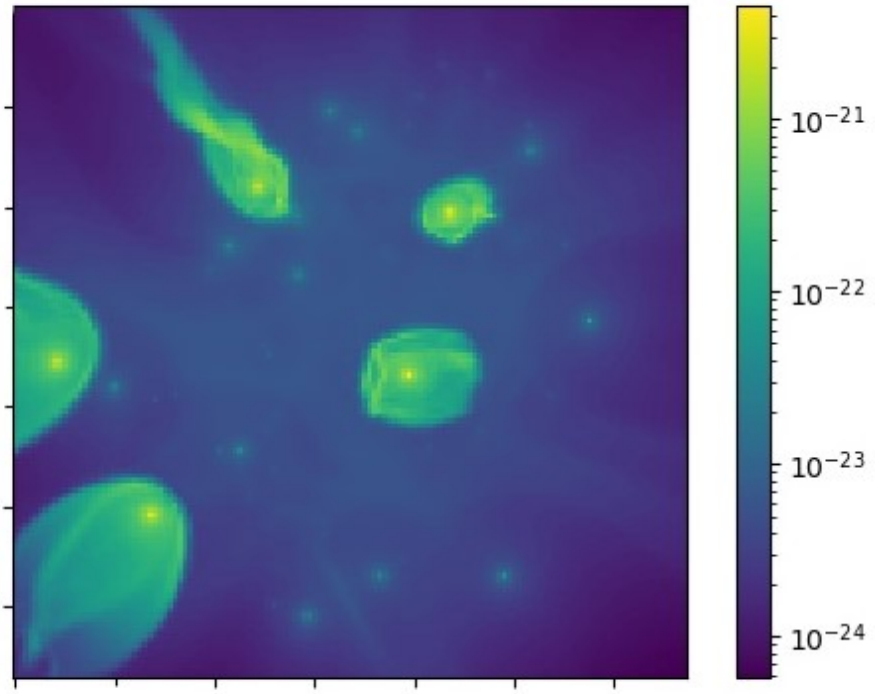

Рисунок 3.3: Плотность скопления радиусом 1 пк (размер расчетной области – 2x2 пк), усредненная по лучу зрения. Области повышенной плотности указывают на положение плотных RSG/YSG оболочек. Форма и размер оболочек определяется совокупностью быстрых и энергичных течений ветров звезд O/WR. Несмотря на высокую скорость потери массы RSG/YSG звездами, их оболочки занимают около 5% всего объема газа.

В двух последних строках таблицы приводятся данные по ветрам RSG/YSG, которые образуют плотные оболочки, движущиеся с относительно низкой скоростью. Тогда как они составляют $\sim 90\%$ всей массы газа скопления, их объемная доля очень низкая – около 5%. При этом оболочки длительное время сохраняют сферическую форму (кроме тех случаев, когда оболочка находится на границе домена и вещество утекает через границу) и их вещество практически не смешивается с веществом ветров остальных звезд (см. Рис. 3.3). Поэтому на ранних стадиях жизни скопления предполагается, что не происходит эффективного ускорения частиц из ветров RSG, т.е. это вещество не учитывается в расчете изотопного отношения неона. Однако, материал плотной оболочки, формируемой красным сверхгигантом может ускориться позднее, после вспышки звезды как сверхновой, совсем не учитывать его нельзя. Поэтому вещество

со стадии RSG с соответствующим $^{22}Ne/^{20}Ne$ прибавляется к общему расчету позднее, в момент вспышки сверхновой. Данные по продолжительности каждой стадии эволюции звезд приведены в работе [114].

Нужно подчеркнуть, что в конечном счете весь выброшенный в первые $\sim$ 20 млн. лет материал участвует в процессе ускорения. Однако, ввиду малых размеров области ускорения и быстрого ухода частиц, мгновенный изотопный состав ускоренных КЛ в скоплении достаточно сильно влияет на средний состав КЛ. В особенности это может быть важным в случае существования вблизи Солнечной системы одного или нескольких источников с высоким отношением $^{22}Ne/^{20}Ne$, влияющих на локальный химический состав КЛ.

3.3 Результаты

3.3.1 Результаты с учетом и без учета вспышек сверхновых

На Рис. 3.4 представлены результаты расчетов – среднее отношение $^{22}Ne/^{20}Ne$ в веществе, ускоренном в массивном звездном скоплении в зависимости от его возраста для модели *Frascati*. Тогда как слева вспышки сверхновых никак не учтены, и посчитано только вещество ветров массивных звезд (без RSG стадии), справа учтены вспышки сверхновых в предположении, что выше M_{BHC}=25 $M_\odot$ происходит прямой коллапс в черную дыру. Из графиков видно, что ветры вращающихся массивных звезд способны нарабатывать вещество в $\sim 2-4$ раза более обогащенное ^{22}Ne, чем наблюдается в космических лучах, тогда как вспышки сверхновых несколько уменьшают это значение. Вращение играет большую роль, т.к. чем выше начальная скорость вращения звезд, тем медленнее происходит ее эволюция и тем больше времени она проводит на обильных с точки зрения содержания ^{22}Ne стадиях. Варьирование показателя степени НФМ в рассматриваемом интервале (1.8-2.6) дает различие в $^{22}Ne/^{20}Ne$ около 10 %.

На Рис. 3.5 показана зависимость $^{22}Ne/^{20}Ne$ от параметра M_{BHC} – начальной массы звезды, выше которой не происходит вспышки сверхновой. Чем выше M_{BHC}, т.е. чем более массивные звезды взрываются, тем раньше в скоплении начинаются вспышки сверхновых и тем быстрее в итоге «портится» изотопное отношение $^{22}Ne/^{20}Ne$.

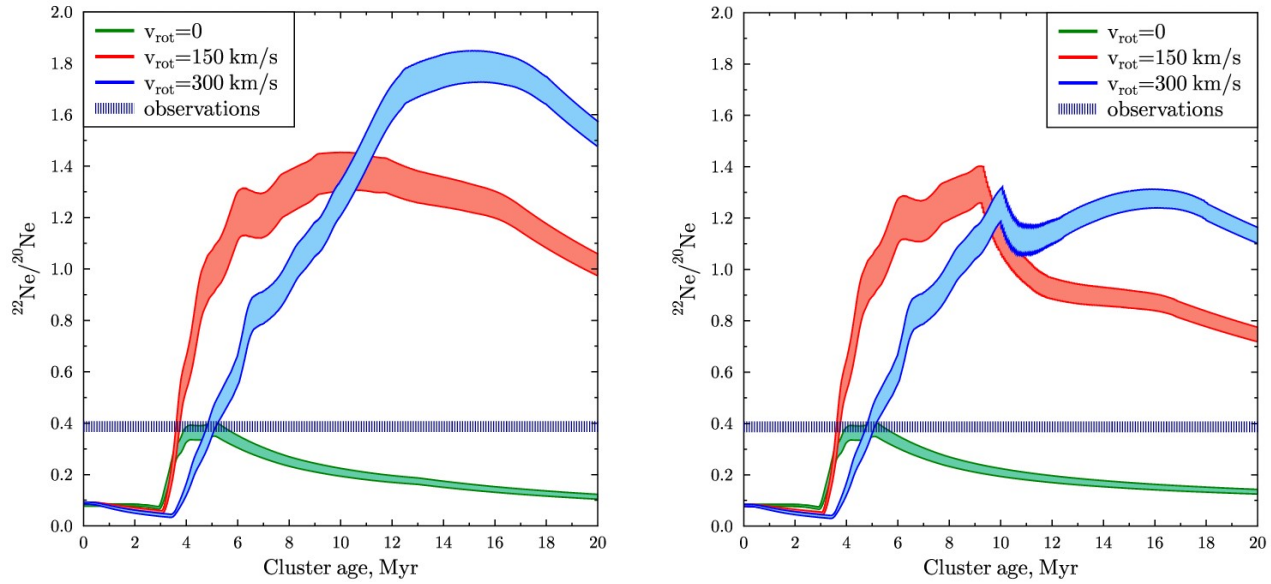

Рисунок 3.4: Отношение ^{22}Ne/^{20}Ne в веществе, ускоренном в массивном звездном скоплении в зависимости от его возраста с учетом различных скоростей вращения звезд и для интервала показателей степени начальной функции масс в скоплении 1.8-2.6 (верхний предел содержания ^{22}Ne соответствует более пологой начальной функции масс). Синей штриховой линией показано наблюдаемое в КЛ отношение ^{22}Ne/^{20}Ne$_{obs}$=0.387. *Слева:* Вспышки сверхновых не учитываются. *Справа:* Есть учет вспышек сверхновых, M_{BHC}= 25 $M_\odot$.

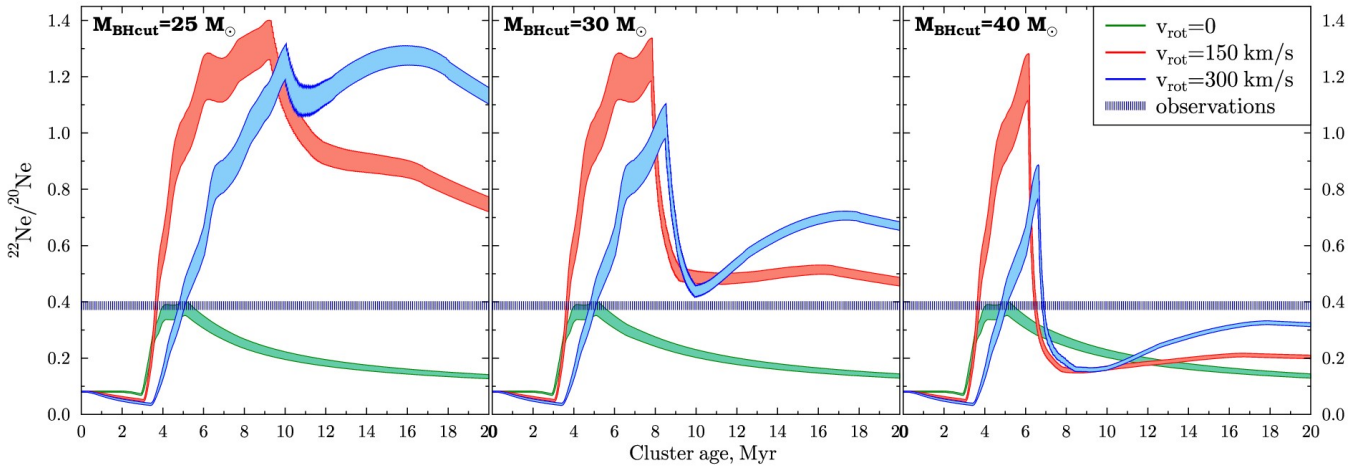

Рисунок 3.5: Сравнение отношения ^{22}Ne/^{20}Ne в веществе, ускоренном в массивном звездном скоплении в зависимости от его возраста для различных M_{BHC}.

3.3.2 Усреднение по возрасту КЛ

Время удержания космических лучей в Галактике, по различным оценкам, составляет около 15 млн. лет [122, 55]. Для того, чтобы получить изотопное отношение неона в КЛ, ускоренных в молодых звездных скоплениях в Галактике, учитывая различный возраст и стадию эволюции каждого из скоплений, необходимо было усреднить ^{22}Ne/^{20}Ne по времени удержания КЛ, в предположении, что скопления распределены равномерно по возрастам от 0 до 20 млн. лет (скопления старше можно не учитывать, т.к. в отсутствие массивных звезд в скоплении не будет постоянного ускорения вещества). Поэтому было смоделировано случайное распределение скоплений по возрастам и посчитан их усредненный вклад в ^{22}Ne/^{20}Ne, который они внесли в течение времени жизни КЛ в Галактике.

$$\left(^{22}\mathrm{Ne}/^{20}\mathrm{Ne}\right)_{gal} = \left[\sum_{1}^{N_{cl}} \frac{\int_{0}^{t_{CR}} \alpha_{20} \left(\frac{^{22}\mathrm{Ne}}{^{20}\mathrm{Ne}}\right)_{inst}(t)\, dt}{\int_{0}^{t_{CR}} \alpha_{20}\, dt}\right] / N_{cl}. \tag{3.6}$$

Здесь, $\left(^{22}\mathrm{Ne}/^{20}\mathrm{Ne}\right)_{inst}$ – это мгновенное изотопное отношение неона в скоплении, N_{cl} - примерное число молодых компактных скоплений и OB-ассоциаций в Галактике ~ 1000 (хотя для усреднения это число не столь важно). Если время удержания КЛ – 15 млн. лет – больше, чем возраст скопления, то t_{CR} фактически равно возрасту скопления и можно использовать найденные в предыдущих разделах значения (Рис. 3.5). Если возраст скопления превышает время удержания, то $t_{CR} = 15$ млн. лет и в усреднение идут только те КЛ, которые были ускорены позже, чем t_{CR} лет назад.

На Рис. 3.6 приведены усредненные изотопные отношения ^{22}Ne/^{20}Ne в КЛ, ускоренных в галактических молодых звездных скоплениях. Для M_{BHC}=25 $M_\odot$ и даже 30 $M_\odot$, при наличии вращения достигаются значения ^{22}Ne/^{20}Ne, значительно превышающие наблюдаемые. Наибольшее усредненное отношение ^{22}Ne/^{20}Ne достигается при $v_{rot} = 150$ км с$^{-1}$, $\gamma_{IMF} = 1.8$, M_{BHC}=25 $M_\odot$ и превышает наблюдаемое в КЛ более, чем в 2 раза.

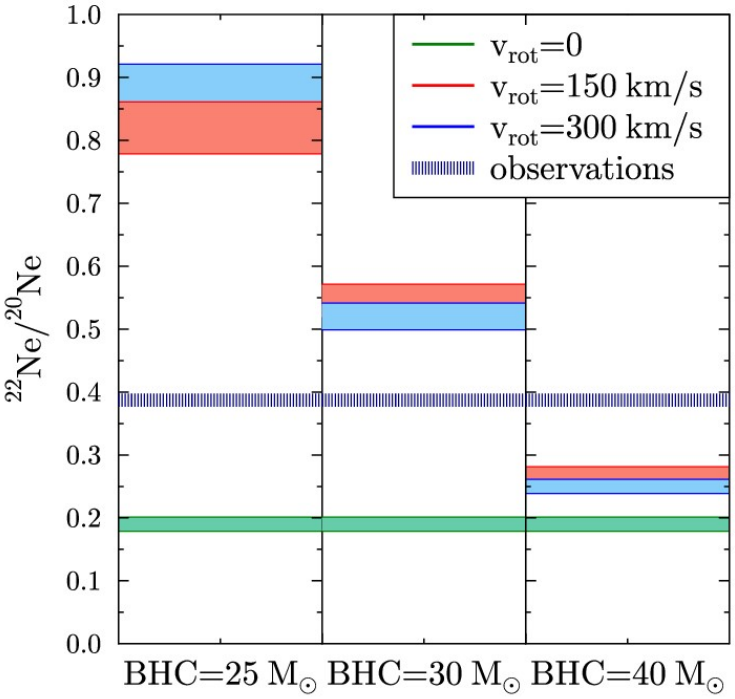

Рисунок 3.6: Изотопное отношение ^{22}Ne/^{20}Ne в космических лучах, ускоренных в галактических молодых скоплениях, усредненное по возрастам скоплений.

3.4 Энергетика источников

Космические лучи, скорее всего, ускоряются в многочисленных источниках в Галактике. Помимо компактных скоплений и OB-ассоциаций такими источниками являются ударные волны изолированных сверхновых. Необходимо оценить мощность ветров массивных звезд и сверхновых, которые ускоряют КЛ в предлагаемых источниках неоновой аномалии – звездных скоплениях. Моделирование [90], основанное как на наблюдениях, так и на теоретических моделях, показывает, что общая мощность ветров массивных звезд в Галактике составляет $\simeq 1.1 \times 10^{41}$ эрг с$^{-1}$. Какая доля этой энергии приходится на члены молодых звездных скоплений? Анализ принадлежности массивных звезд Галактики к компактным скоплениям и OB-ассоциациям был выполнен в работах [8, 123]. Был использован каталог наблюдаемых звезд Вольфа-Райе на основе данных Gaia DR2, который насчитывает 663 звезды [8], и Галактический каталог O-звезд [123], который состоит из 611 звезд. Помимо принадлежности к компактным скоплениям или OB-ассоциациям, накоторые звезды могут принадлежать к т.н. затемненным областям звездообразования, т.е. областям, видимым в ин-

Таблица 3.3: Принадлежность массивных звезд к звездным скоплениям в Галактике на основе наблюдательных данных [8], [123]

Доля звезд	O	WR
Компактные скопления	42%	22.3%
OB-ассоциации	30%	2.9%
Другие обл. звездообразования	15%	15.7%
Одиночные	13%	59%

фракрасном, но не оптическом диапазоне, пространственно совпадающим с положением звезды. Было решено не учитывать последнюю категорию звезд, т.к. сама их принадлежность к областям звездообразования ставится под вопрос авторами исследований. Данные по долям массивных звезд, являющихся членами звездных скоплений, приведены в Таблице 3.3. Исходя из этих цифр, мощность ветров массивных звезд в компактных скоплениях и OB-ассоциациях можно оценить как $\simeq 6.3 \times 10^{40}$ эрг c^{-1}.

Помимо общей мощности ветров массивных звезд в скоплении, необходимо оценить энергетический вклад сверхновых, взрывающихся в скоплении, в ускорение космических лучей. Для этого, как было предложено в [24], был использован код Starburst99 [124], позволяющий построить модельную популяцию звезд на основе одной из моделей звездного нуклеосинтеза и оценить ее энергетические характеристики. Параметры запуска кода Starburst99 были следующие: модель – *Geneva* с вращением (наиболее новая из доступных), масса скопления – 10^4 $M_\odot$, начальная функция масс – такая, как была найдена в работе [115], для массивных звезд соответствующая степенному закону с показателем 2.3. На Рис. 3.7 представлены графики кинетической мощности и выброшенной энергии в одном скоплении в зависимости от времени. Можно видеть, что на начальном этапе энергетически доминируют мощные ветры, на конечном – вспышки сверхновых. В контексте задачи тут интересны усредненные значения энергетики ветров и сверхновых на рассматриваемом промежутке времени, т.е. в первые 20 млн. лет жизни скопления. Они приведены в Таблице 3.4 для различных M_{BHC}.

Наибольшее отношение $^{22}\mathrm{Ne}/^{20}\mathrm{Ne}$ достигается при $v_{rot} = 300$ км c^{-1}, $\gamma_{IMF} = 1.8$, M_{BHC}=25 $\mathrm{M}_\odot$. В этом случае, чтобы обеспечить необходимое наблюдаемое

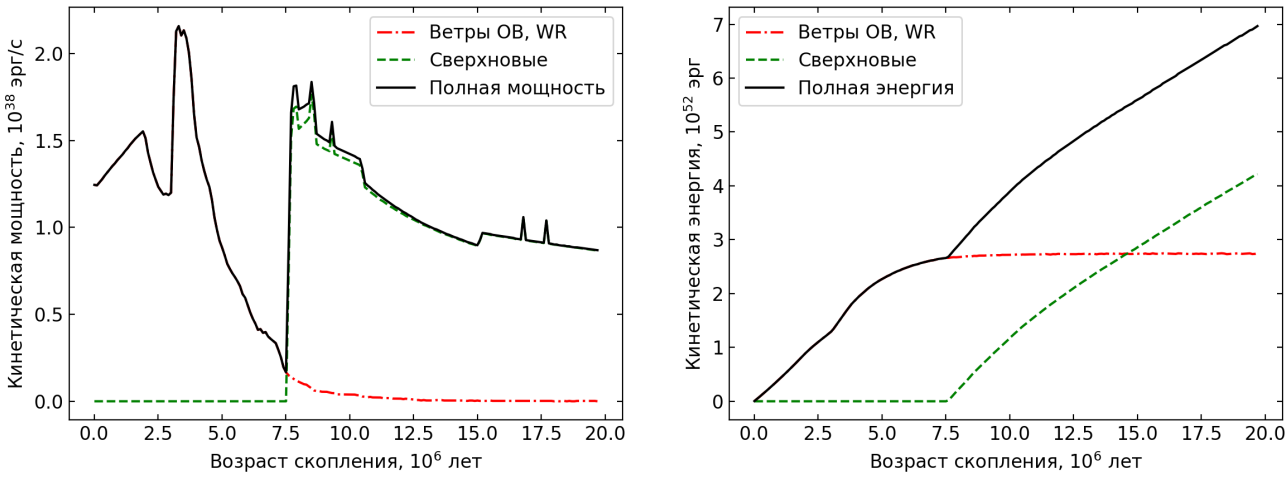

Рисунок 3.7: Мгновенная кинетическая мощность (слева) и полная выделенная кинетическая энергия (справа) в звездном скоплении по результатам моделирования Starburst99 для запуска, описанного в 3.4, и M_{BHC} =30 $M_\odot$. Показаны вклады ветров массивных звезд и сверхновых.

Таблица 3.4: Усредненное по возрасту 20 млн. лет отношение полной кинетической мощности сверхновых+ветров к совокупной мощности ветров в звездном скоплении

M_{BHC}	$E_{wind+SN}/E_{wind}$
25 $M_\odot$	2.4
30 $M_\odot$	2.6
40 $M_\odot$	2.8

отношение $^{22}Ne/^{20}Ne$ в КЛ, минимум $\sim$ 37% галактических КЛ должны ускоряться в молодых скоплениях массивных звезд. Исходя из оценок для мощности сверхновых, приведенных в Таблице 3.4, полная мощность ветров+сверхновых в галактических скоплениях равна $\sim 1.5 \times 10^{41}$ эрг $с^{-1}$. Эффективность ускорения космических лучей ударными волнами общепринято считается равной порядка 10%. Тогда мощность КЛ, ускоренных в скоплениях, будет $\sim 1.5 \times 10^{40}$ эрг $с^{-1}$ и, принимая это за 37%, можно получить полную мощность КЛ в рамках предложенной модели – $\sim 4 \times 10^{40}$ эрг $с^{-1}$. Из наблюдений эта величина оценивается как $(6-8) \times 10^{40}$ эрг $с^{-1}$, т.е. в $\sim$ 1.5-2 раза больше, чем получено в модели. Этому может быть несколько объяснений:

– Оценка мощности галактических ветров массивных звезд может быть занижена. В более ранних работах [125] приводятся оценки на количество звезд классов O, B, WR как $\sim 2 \times 10^5$ в радиусе ~ 8 кпк от центра Галактики, что вкупе с их мощностью $\simeq 10^{36}$ эрг $с^{-1}$ дает $\geq 2 \times 10^{41}$ эрг $с^{-1}$. Расчет опирался на сведения о текущей мощности звездных скоплений. Если несколько млн. лет назад, например, имела место вспышка звездообразования, мощность источников ^{22}Ne могла быть выше.

– Оценка содержания ^{22}Ne в ветрах массивных звезд также может быть занижена. К примеру, в модели *Geneva*, которая не использована для расчета ^{22}Ne/^{20}Ne в работе, в 2 раза более высокое содержание ^{22}Ne в моделях без вращения, а также мгновенное содержание ^{22}Ne на временах жизни скопления ~ 8 млн. лет.

– Эффективность ускорения космических лучей на сталкивающихся потоках в компактных скоплениях и OB-ассоциациях может превышать распространенное значение 10%. Например, в работе [12] показано, что в сверхкавернах эффективность конверсии механической энергии в энергию ускоренных КЛ может достигать 30%.

– Вышеописанная модель является однородной, т.е. предполагает одинаковое обогащение ^{22}Ne в космических лучах в Галактике. Это, вообще говоря, не обязательно так. Аномалия изотопного отношения ^{22}Ne/^{20}Ne может быть обусловлена вкладом локальных источников – близлежащих компактных скоплений или ассоциаций. Этот случай качественно рассмотрен в следующем разделе.

3.5 Локальные источники

Наиболее массивные и мощные галактические звездные скопления (Westerlund 1, 2, Cygnus OB2) находятся на расстоянии более 1 кпк от Солнечной системы. Тем не менее, и в радиусе ~ 500 пк от Солнца известно некоторое количество звездных ассоциаций. Теоретически, неоновая аномалия может иметь один или несколько близких источников. Наиболее хорошо изученные

Таблица 3.5: Близкие к Солнцу молодые OB-ассоциации и скопления

Ассоциации	Расстояние, пк	Возраст, млн. лет	Масса, $M_\odot$
Sco-Cen	140	10-15	~ 4000
Orion OB1	370	2–8	4000-13500
Vela OB2	411	10-30	~ 2000
Скопления			
Orion Nebula Cluster	~ 400	<1	~ 1000
Westerhout 40	440	1–2	200-300

из близлежащих звездных скоплений приведены в Таблице 3.5. Тогда как компактные скопления из выборки слишком молоды, чтобы вносить вклад в повышенное содержание ^{22}Ne, OB-ассоциации имеют удачный возраст, с учетом времени распространения КЛ от источника. Так, ассоциация Скорпиона-Центавра (Sco-Cen) содержит ~ 150 B-звезд, а в прошлом, предположительно, содержала также ~ 13 O-звезд; в ассоциации Orion OB1, по оценкам, 30-100 массивных ($> 8\ M_\odot$) звезд; ассоциация же Vela OB2 менее богата массивными звездами, но содержит ближайшую к нам известную звезду Вольфа-Райе в двойной системе γ^2 Velorum [126].

Пусть мощность ускорения космических лучей в этих источниках L_{CR}, а среднее расстояние до них ~ 250 пк. Можно, опираясь на наблюдательные данные о спектре космических лучей на энергиях ~ 100 МэВ (т.к. данные о ^{22}Ne/^{20}Ne доступны в диапазоне 84 $\leq$E/M$\leq$ 273 МэВ/нуклон), оценить необходимую L_{CR} и, соответственно, механическую светимость L для ближайших источников. Как и в предыдущих разделах, $L_{CR} \simeq 0.1L$. Энергетический спектр ускорения частиц на двух ударных волнах в области низких энергий является степенным: $f(p) \propto p^{-\alpha}$, где p – импульс частицы, а $\alpha \simeq 4-5$ (из моделей ускорения, см. Рис. 1.3, 2.2). Для оценки можно взять значение $\alpha = 4.2$. Тогда

$$L_{CR} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{dL}{dE} dE \propto \int_{p_{min}}^{p_{max}} 4\pi p^2 f(p) T(p) dp, \tag{3.7}$$

где dL/dE – мощность КЛ на единицу энергии, $T(p)$ – кинетическая энергия частиц. Как было показано выше, наибольшее обогащение ^{22}Ne происходит до вспышек сверхновых. В этом случае можно взять диапазон энергий

Таблица 3.6: Необходимая энергетика близких источников для различных моделей диффузии. Коэффициенты диффузии взяты из работы [127].

Модель	D, см^2 с$^{-1}$	L, эрг с$^{-1}$
Простая модель	1×10^{29}	4.7×10^{39}
Модель с переускорением	4×10^{27}	1.9×10^{38}

ускоренных частиц от $E_{min} \simeq 10^8$ эВ до $E_{max} \simeq 10^{10}$ эВ. В работе [127] приведено значение наблюдаемого аппаратом *Voyager 1* потока КЛ на 100 МэВ $\simeq 2.8 \times 10^4$ [м^2· с·стер· ГэВ]$^{-1}$, и там же обсуждаются коэффициенты диффузии на основании моделей GALPROP. Для модели, включающей в себя переускорение низкоэнергичных КЛ в межзвездной среде, авторы приводят коэффициент диффузии $D \simeq 4 \times 10^{27}$ см^2 с$^{-1}$, тогда как в более простой модели для того чтобы удовлетворить наблюдениям B/C коэффициент диффузии должен расти с уменьшением энергии для энергий менее $\sim$ 3-4 ГэВ, на 100 МэВ достигая значения $D \simeq 10^{29}$ см^2 с$^{-1}$. dL/dE можно найти, используя решение стационарного уравнения диффузии:

$$\frac{dN_\oplus}{dE} = \frac{1}{E_1} \frac{dL/dE}{4\pi Dr} \frac{v}{4\pi}, \tag{3.8}$$

где $dN_\oplus/dE$ – поток Галактических КЛ в Солнечной системе, r – среднее расстояние до источника (250 пк), v — скорость частиц, $E_1 = 100$ МэВ.

Принимая, что, как и прежде, минимум 37% наблюдаемого потока КЛ должно обеспечиваться звездными скоплениями, из формул (3.7), (3.8) можно оценить необходимую механическую светимость совокупности близких источников. Эти оценки приведены в Таблице 3.6. Можно видеть, что для большего коэффициента диффузии $\sim 10^{29}$ см^2 с$^{-1}$ требуется механическая светимость источников в радиусе 400-500 пк (среднее расстояние 250 пк) порядка 4.7×10^{39} эрг с$^{-1}$, что, скорее всего, не может выполняться – среди близких звездных скоплений и ассоциаций нет массивных и сверхмощных, как, например, Westerlund 1 или Cygnus OB2. Однако, для меньшего коэффициента диффузии достигается более разумное значение механической светимости – 1.9×10^{38} эрг с$^{-1}$. Из глобального исследования звездных скоплений в Галактике (MWSC) инструментами PPMXL и 2MASS [128] следует, что в радиусе 500 пк находится 86 скоплений разных возрастов, тогда как в каталоге Alma/Gaia-DR2 массивных OB-звезд

[129] приводятся данные о 1337 OB-звездах в том же радиусе. Учитывая, что мощность ветров таких звезд достигает 10^{36} эрг $с^{-1}$, общая механическая светимость 1.9×10^{38} эрг $с^{-1}$ для массивных звезд в скоплениях и OB-ассоциациях – достижимая величина.

Если рассчитывать необходимую механическую светимость для конкретных OB-ассоциаций в модели одного источника, то для Sco-Cen получим $\sim 1 \times 10^{38}$ эрг $с^{-1}$. Однако, возраст подгруппы Верхнего Скорпиона ассоциации Sco-Cen оценивается как 10 млн. лет, тогда как диффузионное время на расстоянии 140 пк $<$ 1 млн. лет. Для такого возраста скопления изотопное отношение $^{22}Ne/^{20}Ne$ может достигать $\sim$ 1.2 (см. Рис. 3.5). Тогда достаточно, чтобы в ассоциации ускорялось 28% КЛ, что уменьшает необходимую механическую светимость до $\sim 6.5 \times 10^{37}$ эрг $с^{-1}$. Для Orion OB1 и Vela OB2, вследствие их относительной удаленности, необходима механическая светимость $\geq 10^{38}$ эрг $с^{-1}$. На основании наблюдаемых популяций массивных звезд в этих ассоциациях такая мощность маловероятна.

Таким образом, нельзя исключать, что обогащение ^{22}Ne — это не повсеместное явление в Галактике, и источниками неоновой аномалии являются близкие к Солнечной системе звездные скопления. Возможным кандидатом в такие скопления является OB-ассоциация Скорпиона-Центавра.

3.6 Заключение к главе

В данной главе развита модель обогащения ^{22}Ne космических лучей, ускоренных на многочисленных ударных волнах от взаимодействующих ветров O-, B-звезд и звезд Вольфа-Райе в молодых массивных звездных скоплениях.

В главе получены следующие результаты:

1. Рассчитаны мгновенное и усредненное отношения $^{22}Ne/^{20}Ne$ в звездном скоплении на временном промежутке 0-20 млн. лет. Найдено, что результаты, полученные на основе моделей звездного нуклеосинтеза *Geneva* и *Frascati*, находятся в удовлетворительном согласии. Исследовано влияние параметров: начальной скорости вращения звезды, начальной функции масс звезд в скоплении.

2. Рассчитано отношение $^{22}Ne/^{20}Ne$ с учетом вещества, выброшенного при вспышках сверхновых. Исследован параметр – начальная масса звезды, выше которой она коллапсирует в черную дыру, не выбрасывая тяжелых элементов вследствие вспышки сверхновой. Найдено усредненное по времени жизни ГКЛ ожидаемое изотопное отношение $^{22}Ne/^{20}Ne$ в космических лучах от массивных скоплений. Найдены параметры, при которых достигается наибольшее содержание ^{22}Ne.

3. Рассмотрены на качественном уровне стадии жизни звезды, на которых происходит эффективное ускорение частиц, а также распределение вещества различных звезд в компактном скоплении и разреженной ассоциации.

4. Рассчитан энергетический баланс для космических лучей, ускоренных в звездных скоплениях, показано, что мощность предлагаемых источников незначительно меньше необходимой для ускорения обогащенной ^{22}Ne части космических лучей. Этому предложено несколько объяснений.

5. Рассмотрена модель локальных источников неоновой аномалии, получены оценки на необходимую кинетическую мощность близлежащих скоплений.

Заключение

В диссертации получен ряд результатов, подтверждающих то, что скопления молодых массивных звезд в Галактике являются важными источниками космических лучей и нетеплового излучения.

1. Выполнено моделирование амплитуды анизотропии и потоков космических лучей, ускоренных в галактических молодых компактных скоплениях массивных звезд. Для этого разработана модель распространения частиц, учитывающая геометрию галактики, межзвездную магнитную турбулентность и распределение источников КЛ. Рассчитаны диффузионные коэффициенты частиц в галактическом турбулентном поле. Найдены доли КЛ, которые могут быть ускорены в компактных скоплениях $\sim 33\%$ для 100-ПэВных и $\sim 16\%$ для 300-ПэВных частиц. Также найдена необходимая эффективность ускорения КЛ в предлагаемых источниках – она должна быть минимум 7.5 %.

2. Выполнено моделирование излома в некоторых наблюдаемых спектрах гамма-излучения звездных скоплений. Найдены формы спектра космических лучей в звездных скоплениях в двух случаях: в случае сильных, но редких ударных фронтов, и в случае часто расположенных вторичных слабых ударных волн. На примере гамма-источников Кокон Лебедя и Westerlund 2 показана применимость модели к спектрам излучения ассоциаций звезд и найдены необходимые параметры для того, чтобы модельный расчет удовлетворял наблюдениям. Показано, что энергетически предлагаемый механизм может обеспечить наблюдаемую интенсивность гамма-излучения Кокона Лебедя и Westerlund 2. Также выполнено моделирование гамма- и нейтринного излучения галактик с повышенным звездообразованием. Показано, что в рамках моделей с жестким спектром КЛ, ускоренных в компактных скоплениях, эти объекты могут обеспечить все диффузное нейтринное излучение, наблюдаемое IceCube.

3. Построена модель обогащения ^{22}Ne космических лучей, ускоренных на многочисленных ударных волнах от взаимодействующих ветров O-, B-звезд и звезд Вольфа-Райе в молодых массивных звездных скоплениях. Найдено усредненное по времени жизни ГКЛ ожидаемое изотопное отношение ^{22}Ne/^{20}Ne в космических лучах от массивных скоплений и параметры, при которых достигается наибольшее содержание ^{22}Ne. Рассчитан энергетический баланс для космических лучей, ускоренных в звездных скоплениях, а также рассмотрена модель локальных источников неоновой аномалии, получены оценки на необходимую механическую светимость близлежащих скоплений.

Благодарности

Я благодарна, в первую очередь, моему научному руководителю А. М. Быкову за его внимательное руководство, знания и опыт, а также за неизменное терпение и доброжелательность. Я благодарна всем моим соавторам за их вклад в наши совместные работы. Выражаю благодарность коллективам лаборатории астрофизики высоких энергий и сектора теоретической астрофизики за теплую и вдохновляющую рабочую атмосферу. В особенности я благодарна С. М. Осипову, В. И. Романскому и А. Е. Петрову за ценные дискуссии, моральную поддержку и полезные замечания к диссертационной работе. Кроме того, хочу поблагодарить П. С. Штернина и Д. Г. Яковлева за помощь в подготовке к защите и комментарии по тексту диссертации.

Я очень признательна моим родителям и друзьям за их поддержку и заботу.

Результаты, приведённые в первой главе диссертации, были получены при поддержке гранта РНФ 16-12-10225; приведённые во второй главе — при поддержке гранта РНФ 21-72-20020; приведённые в третьей главе — при поддержке гранта РФФИ 20-32-90156.

Литература

1. Krumholz M. R., McKee C. F., Bland-Hawthorn J. Star Clusters Across Cosmic Time // ARA&A. — 2019. — Vol. 57. — P. 227–303.

2. Bykov A. M. Nonthermal particles and photons in starburst regions and superbubbles // A&AR. — 2014. — Vol. 22. — P. 77.

3. Lingenfelter R. E. Cosmic rays from supernova remnants and superbubbles // Advances in Space Research. — 2018. — Vol. 62, no. 10. — P. 2750–2763.

4. Березинский В. С., Буланов С. В., Догель В. А. и др. Астрофизика Космических Лучей, М.Наука. — 1990.

5. Amato E. The origin of galactic cosmic rays // International Journal of Modern Physics D. — 2014. — Vol. 23, no. 7. — P. 1430013.

6. Dogiel V. A. Origin of cosmic rays // Highlights of Astronomy. — 2015. — Vol. 16. — P. 594–595.

7. Lagage P. O., Cesarsky C. J. The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks // A&A. — 1983. — Vol. 125. — P. 249–257.

8. Rate G., Crowther P.A., Parker R. J. Unlocking Galactic Wolf-Rayet stars with Gaia DR2 - II. Cluster and association membership // MNRAS. — 2020. — Vol. 495, no. 1. — P. 1209–1226.

9. Montmerle T. On gamma-ray sources, supernova remnants, OB associations, and the origin of cosmic rays. // ApJ. — 1979. — Vol. 231. — P. 95–110.

10. Bykov A. M., Fleishman G. D. On non-thermal particle generation in superbubbles. // MNRAS. — 1992. — Mar. — Vol. 255. — P. 269–275.

11. Higdon J. C., Lingenfelter R. E. The superbubble origin for galactic cosmic rays // Advances in Space Research. — 2006. — Vol. 37, no. 10. — P. 1913–1917.

12. Bykov A. M. Particle Acceleration and Nonthermal Phenomena in Superbubbles // Space Science Reviews. — 2001. — Vol. 99. — P. 317–326.

13. Tatischeff V., Gabici S. Particle Acceleration by Supernova Shocks and Spallogenic Nucleosynthesis of Light Elements // Annual Review of Nuclear and Particle Science. — 2018. — Vol. 68, no. 1. — P. 377–404.

14. Higdon J. C., Lingenfelter R. E. The Superbubble Origin of ^{22}Ne in Cosmic Rays // ApJ. — 2003. — Vol. 590. — P. 822–832.

15. Tatischeff V., Raymond J. C., Duprat J. et al. The origin of Galactic cosmic rays as revealed by their composition // MNRAS. — 2021. — Vol. 508, no. 1. — P. 1321–1345.

16. Bykov A. M., Ellison D. C., Gladilin P. E., Osipov S. M. Ultrahard spectra of PeV neutrinos from supernovae in compact star clusters // MNRAS. — 2015. — Vol. 453. — P. 113–121.

17. Lemoine M., Waxman E. Anisotropy vs chemical composition at ultra-high energies // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2009. — Vol. 2009, no. 11. — P. 009.

18. Knödlseder J. Cygnus OB2 - a young globular cluster in the Milky Way // Astronomy & Astrophysics. — 2000. — Vol. 360. — P. 539–548.

19. Aharonian F., Yang R., de Oña Wilhelmi E. Massive stars as major factories of Galactic cosmic rays // Nature Astronomy. — 2019. — Vol. 3. — P. 561–567.

20. Klepach E. G., Ptuskin V. S., Zirakashvili V. N. Cosmic ray acceleration by multiple spherical shocks // Astropart. Phys.. — 2000. — Vol. 13. — P. 161–172.

21. Bykov A. M., Gladilin P. E., Osipov S. M. Non-linear model of particle acceleration at colliding shock flows // MNRAS. — 2013. — Vol. 429. — P. 2755–2762.

22. Vieu T., Gabici S., Tatischeff V. Particle acceleration at colliding shock waves // MNRAS. — 2020. — Vol. 494, no. 3. — P. 3166–3176.

23. Chevalier R. A., Clegg A. W. Wind from a starburst galaxy nucleus // Nature. — 1985. — Vol. 317. — P. 44.

24. Gupta S., Nath B. B., Sharma P., Eichler D. Realistic modelling of wind and supernovae shocks in star clusters: addressing ^{22}Ne/^{20}Ne and other problems in Galactic cosmic rays // MNRAS. — 2020. — Vol. 493, no. 3. — P. 3159–3177.

25. Morlino G., Blasi P., Peretti E., Cristofari P. Particle acceleration in winds of star clusters // MNRAS. — 2021. — Vol. 504, no. 4. — P. 6096–6105.

26. Badmaev D. V., Bykov A. M., Kalyashova M. E. Inside the core of a young massive star cluster: 3D MHD simulations // MNRAS. — 2022. — Vol. 517, no. 2. — P. 2818–2830.

27. Parizot E., Marcowith A., van der Swaluw E. et al. Superbubbles and energetic particles in the Galaxy. I. Collective effects of particle acceleration // A&A. — 2004. — Vol. 424. — P. 747–760.

28. Cao Z., Aharonian F. A., An Q. et al. Ultrahigh-energy photons up to 1.4 petaelectronvolts from 12 γ-ray Galactic sources // Nature. — 2021. — Vol. 594, no. 7861. — P. 33–36.

29. Abramowski A., Acero F., Aharonian F. et al. Discovery of extended VHE γ-ray emission from the vicinity of the young massive stellar cluster Westerlund 1 // A&A. — 2012. — Vol. 537. — P. A114.

30. Yang R., de Oña Wilhelmi E., Aharonian F. Diffuse γ-ray emission in the vicinity of young star cluster Westerlund 2 // A&A. — 2018. — Vol. 611. — P. A77.

31. Mestre E., de Oña Wilhelmi E., Torres D. F. et al. Probing the hadronic nature of the gamma-ray emission associated with Westerlund 2 // MNRAS. — 2021. — Vol. 505, no. 2. — P. 2731–2740.

32. Sun X., Yang R., Wang X. Diffuse γ-ray emission from the vicinity of young massive star cluster RSGC 1 // MNRAS. — 2020. — Vol. 494, no. 3. — P. 3405–3412.

33. Saha L., Domínguez A., Tibaldo L. et al. Morphological and Spectral Study of 4FGL J1115.1-6118 in the Region of the Young Massive Stellar Cluster NGC 3603 // ApJ. — 2020. — Vol. 897, no. 2. — P. 131.

34. Ackermann M., Ajello M., Allafort A. et al. A Cocoon of Freshly Accelerated Cosmic Rays Detected by Fermi in the Cygnus Superbubble // Science. — 2011. — Vol. 334. — P. 1103–.

35. Abeysekara A. U., Albert A., Alfaro R. et al. HAWC observations of the acceleration of very-high-energy cosmic rays in the Cygnus Cocoon // Nature Astronomy. — 2021. — Vol. 5. — P. 465–471.

36. H. E. S. S. Collaboration, Abramowski A., Aharonian F. et al. The exceptionally powerful TeV γ-ray emitters in the Large Magellanic Cloud // Science. — 2015. — Vol. 347, no. 6220. — P. 406–412.

37. Condon J. J. Radio emission from normal galaxies. // ARA&A. — 1992. — Vol. 30. — P. 575–611.

38. Acero F., Aharonian F., Akhperjanian A. G. et al. Detection of Gamma Rays from a Starburst Galaxy // Science. — 2009. — Vol. 326, no. 5956. — P. 1080.

39. Ackermann M., Ajello M., Allafort A. et al. GeV Observations of Star-forming Galaxies with the Fermi Large Area Telescope // ApJ. — 2012. — Vol. 755, no. 2. — P. 164.

40. H.E.S.S. Collaboration, Abdalla H., Aharonian F. et al. The starburst galaxy NGC 253 revisited by H.E.S.S. and Fermi-LAT // A&A. — 2018. — Sep. — Vol. 617. — P. A73.

41. Taboada I. A View of the Universe with the IceCube and ANTARES Neutrino Telescopes // XXVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics. — 2018. — P. 35.

42. Haack C., Wiebusch C. A measurement of the diffuse astrophysical muon neutrino flux using eight years of IceCube data. // Proceedings of 35th International Cosmic Ray Conference — PoS(ICRC2017). — Vol. 301. — 2017. — P. 1005.

43. Loeb A., Waxman E. The cumulative background of high energy neutrinos from starburst galaxies // J. Cosmol. Astropart. Phys.. — 2006. — Vol. 5. — P. 003.

44. Aartsen M. G., Ackermann M., Adams J. et al. Search for Sources of Astrophysical Neutrinos Using Seven Years of IceCube Cascade Events // ApJ. — 2019. — Nov. — Vol. 886, no. 1. — P. 12.

45. de Angelis A., Tatischeff V., Grenier I. A. et al. Science with e-ASTROGAM. A space mission for MeV-GeV gamma-ray astrophysics // Journal of High Energy Astrophysics. — 2018. — Aug. — Vol. 19. — P. 1–106.

46. Dzhappuev D. D., Afashokov Yu. Z., Dzaparova I. M. et al. Observation of photons above 300 TeV associated with a high-energy neutrino from the Cygnus region // ApJL. — 2021. — Vol. 916, no. 2. — P. L22.

47. Bykov A. M., Petrov A. E., Kalyashova M. E., Troitsky S. V. PeV photon and neutrino flares from galactic gamma-ray binaries // ApJL. — 2021. — Vol. 921, no. 1. — P. L10.

48. Portegies Zwart S. F., McMillan S. L. W., Gieles M. Young Massive Star Clusters // ARA&A. — 2010. — Vol. 48. — P. 431–493.

49. Adamo A., Kruijssen J. M. D., Bastian N. et al. Probing the role of the galactic environment in the formation of stellar clusters, using M83 as a test bench // MNRAS. — 2015. — Vol. 452. — P. 246–260.

50. Reina-Campos M., Kruijssen J. M. D. A unified model for the maximum mass scales of molecular clouds, stellar clusters and high-redshift clumps // MNRAS. — 2017. — Vol. 469. — P. 1282–1298.

51. Eichler D., Usov V. Particle acceleration and nonthermal radio emission in binaries of early-type stars // ApJ. — 1993. — Vol. 402. — P. 271–279.

52. Dougherty S. M., Williams P. M. Non-thermal emission in Wolf-Rayet stars: are massive companions required? // MNRAS. — 2000. — Vol. 319, no. 4. — P. 1005–1010.

53. Rauw G. Non-Thermal Emission from Early-Type Binaries // Cosmic Gamma-Ray Sources / Ed. by K. S. Cheng, Gustavo E. Romero. — Vol. 304 of Astrophysics and Space Science Library. — 2004. — P. 105.

54. Baring M. G., Ellison D. C., Reynolds S. P. et al. Radio to Gamma-Ray Emission from Shell-Type Supernova Remnants: Predictions from Nonlinear Shock Acceleration Models // ApJ. — 1999. — Vol. 513. — P. 311–338.

55. Strong A. W., Moskalenko I. V., Ptuskin V. S. Cosmic-Ray Propagation and Interactions in the Galaxy // Annual Review of Nuclear and Particle Science. — 2007. — Vol. 57, no. 1. — P. 285–327.

56. Helder E. A., Vink J., Bykov A. M. et al. Observational Signatures of Particle Acceleration in Supernova Remnants // Space Sci. Rev.. — 2012. — Vol. 173. — P. 369–431.

57. Bell A. R. Cosmic ray origins in supernova blast waves // MNRAS. — 2015. — Vol. 447. — P. 2224–2234.

58. Funk S. Ground- and Space-Based Gamma-Ray Astronomy // Annual Review of Nuclear and Particle Science. — 2015. — Vol. 65. — P. 245–277.

59. Hillas A. M. Can diffusive shock acceleration in supernova remnants account for high-energy galactic cosmic rays? // Journal of Physics G Nuclear Physics. — 2005. — Vol. 31. — P. 95–+.

60. Budnik R., Katz B., MacFadyen A., Waxman E. Cosmic Rays from Transrelativistic Supernovae // ApJ. — 2008. — Vol. 673. — P. 928–933.

61. Chakraborti S., Ray A. Baryon Loaded Relativistic Blast Waves in Supernovae // ApJ. — 2011. — Vol. 729. — P. 57.

62. Ptuskin V., Zirakashvili V., Seo E.-S. Spectrum of Galactic Cosmic Rays Accelerated in Supernova Remnants // ApJ. — 2010. — Vol. 718. — P. 31–36.

63. Kumar R., Eichler D. The isotropy problem of sub-ankle ultra high energy cosmic rays // ApJ. — 2014. — jan. — Vol. 781, no. 1. — P. 47.

64. Bykov A. M., Ellison D. C., Gladilin P. E., Osipov S. M. Supernovae in compact star clusters as sources of high-energy cosmic rays and neutrinos // Advances in Space Research. — 2018. — Vol. 62. — P. 2764–2772.

65. Aab A., Abreu P., Aglietta M. et al. Cosmic-Ray Anisotropies in Right Ascension Measured by the Pierre Auger Observatory // ApJ. — 2020. — Vol. 891, no. 2. — P. 142.

66. Dogiel V. A., Ivlev A. V., Chernyshov D. O., Ko C. M. Formation of the Cosmic-Ray Halo: Galactic Spectrum of Primary Cosmic Rays // ApJ. — 2020. — Vol. 903, no. 2. — P. 135.

67. Farber R., Ruszkowski M., Yang H. Y. K., Zweibel E. G. Impact of Cosmic-Ray Transport on Galactic Winds // ApJ. — 2018. — Vol. 856, no. 2. — P. 112.

68. Minter A. H., Spangler S. R. Observation of Turbulent Fluctuations in the Interstellar Plasma Density and Magnetic Field on Spatial Scales of 0.01 to 100 Parsecs // ApJ. — 1996. — Vol. 458. — P. 194.

69. Han J. L., Ferriere K., Manchester R. N. The Spatial Energy Spectrum of Magnetic Fields in Our Galaxy // ApJ. — 2004. — Vol. 610, no. 2. — P. 820–826.

70. Giacalone J., Jokipii J. R. Charged-particle motion in multidimensional magnetic-field turbulence // ApJL. — 1994. — Vol. 430. — P. L137–L140.

71. Pshirkov M. S., Tinyakov P. G., Kronberg P. P., Newton-McGee K. J. Deriving the Global Structure of the Galactic Magnetic Field from Faraday Rotation Measures of Extragalactic Sources // ApJ. — 2011. — Vol. 738. — P. 192.

72. Jansson R., Farrar G. R. A New Model of the Galactic Magnetic Field // ApJ. — 2012. — Vol. 757. — P. 14.

73. Evoli C. The Cosmic-Ray Energy Spectrum. — 2018. — URL: https://doi.org/10.5281/zenodo.2360277.

74. Ohm S. Starburst galaxies as seen by gamma-ray telescopes // Comptes Rendus Physique. — 2016. — Vol. 17. — P. 585–593.

75. Aharonian F., Akhperjanian A., Beilicke M. et al. An unidentified TeV source in the vicinity of Cygnus OB2 // Astronomy & Astrophysics. — 2002. — Vol. 393. — P. L37–L40.

76. Abdo A. A., Allen B., Berley D. et al. Discovery of TeV Gamma-Ray Emission from the Cygnus Region of the Galaxy // ApJL. — 2007. — Vol. 658, no. 1. — P. L33–L36.

77. Bartoli B., Bernardini P., Bi X. J. et al. Identification of the TeV Gamma-Ray Source ARGO J2031+4157 with the Cygnus Cocoon // ApJ. — 2014. — Vol. 790, no. 2. — P. 152.

78. Abeysekara A. U., Archer A., Aune T. et al. A Very High Energy γ-Ray Survey toward the Cygnus Region of the Galaxy // ApJ. — 2018. — Vol. 861, no. 2. — P. 134.

79. Hona B., Fleischhack H., Huentemeyer P. Testing the Limits of Particle Acceleration in Cygnus OB2 with HAWC // Proceedings of 36th International Cosmic Ray Conference — PoS(ICRC2019). — Vol. 358. — 2019. — P. 699.

80. Sun X., Yang R., Liang Y. et al. Diffuse γ-ray emission toward the massive star-forming region, W40 // A&A. — 2020. — Vol. 639. — P. A80.

81. Ackermann M., Ajello M., Baldini L. et al. Search for Extended Sources in the Galactic Plane Using Six Years of Fermi-Large Area Telescope Pass 8 Data above 10 GeV // ApJ. — 2017. — Vol. 843, no. 2. — P. 139.

82. H. E. S. S. Collaboration, Abramowski A., Acero F. et al. Revisiting the Westerlund 2 field with the HESS telescope array // Astronomy & Astrophysics. — 2011. — Vol. 525. — P. A46.

83. Быков А. М., Топтыгин И. Н. Кинетика частиц в сильно турбулентной плазме (Методы перенормировок и самосогласованного поля) // Усп. физ. наук. — 1993. — Т. 163, № 11. — С. 19–56.

84. Wright N. J., Drew J. E., Mohr-Smith M. The massive star population of Cygnus OB2 // MNRAS. — 2015. — Vol. 449. — P. 741–760.

85. Топтыгин И. Н. Космические лучи в межпланетных магнитных полях, М.:Наука. — 1983.

86. Bykov A. M., Toptygin I. N. Effect of Shocks on Interstellar Turbulence and Cosmic-Ray Dynamics // Astrophysics and Space Science. — 1987. — Vol. 138, no. 2. — P. 341–354.

87. Norman C. A., Ferrara A. The Turbulent Interstellar Medium: Generalizing to a Scale-dependent Phase Continuum // ApJ. — 1996. — Vol. 467. — P. 280–306.

88. Kelner S. R., Aharonian F. A., Bugayov V. V. Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime // Physical Review D. — 2006. — Vol. 74, no. 3. — P. 034018.

89. Kafexhiu Ervin, Aharonian Felix, Taylor Andrew M., Vila Gabriela S. Parametrization of gamma-ray production cross sections for p p interactions in a broad proton energy range from the kinematic threshold to PeV energies // Phys. Rev. D. — 2014. — Vol. 90, no. 12. — P. 123014.

90. Seo J., Kang H., Ryu D. The Contribution of Stellar Winds to Cosmic Ray Production // Journal of Korean Astronomical Society. — 2018. — Vol. 51, no. 2. — P. 37–48.

91. McKee C. F., Ostriker J. P. A theory of the interstellar medium: three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate. // ApJ. — 1977. — Vol. 218. — P. 148–169.

92. Churazov E. M., Khabibullin I. I., Bykov A. M. et al. SRG/eROSITA discovery of a large circular SNR candidate G116.6-26.1: SN Ia explosion probing the gas of the Milky Way halo? // MNRAS. — 2021. — Vol. 507, no. 1. — P. 971–982.

93. Foreman-Mackey D., Hogg D. W., Lang D., Goodman Jonathan. emcee: The MCMC Hammer // Publications of the Astronomical Society of the Pacific. — 2013. — Vol. 125, no. 925. — P. 306.

94. Abeysekara A. U., Albert A., Alfaro R. et al. A search for spectral hardening in HAWC sources above 56 TeV // Proceedings of Science. — 2021. — Vol. ICRC2021. — P. 811.

95. Vargas Álvarez C. A., Kobulnicky H. A., Bradley D. R. et al. The Distance to the Massive Galactic Cluster Westerlund 2 from a Spectroscopic and HST Photometric Study // AJ. — 2013. — Vol. 145, no. 5. — P. 125.

96. Mignone A., Bodo G., Massaglia S. et al. PLUTO: A Numerical Code for Computational Astrophysics // ApJS. — 2007. — Vol. 170, no. 1. — P. 228–242.

97. Guevel D., Beardmore A., Page K. et al. Limits on Leptonic TeV Emission from the Cygnus Cocoon with Swift-XRT // arXiv e-prints. — 2022. — P. arXiv:2211.07617.

98. Kruijssen J. M. Diederik. On the fraction of star formation occurring in bound stellar clusters // MNRAS. — 2012. — Nov. — Vol. 426, no. 4. — P. 3008–3040.

99. Tamborra I., Ando S., Murase K. Star-forming galaxies as the origin of diffuse high-energy backgrounds: gamma-ray and neutrino connections, and implications for starburst history // J. Cosmol. Astropart. Phys.. — 2014. — Vol. 2014, no. 9. — P. 043–043.

100. Ackermann M., Ajello M., Albert A. et al. The Spectrum of Isotropic Diffuse Gamma-Ray Emission between 100 MeV and 820 GeV // ApJ. — 2015. — Vol. 799, no. 1. — P. 86.

101. Waxman E. The origin of IceCube's neutrinos: Cosmic ray accelerators embedded in star forming calorimeters // arXiv e-prints. — 2015. — P. arXiv:1511.00815.

102. Peretti E., Blasi P., Aharonian F., Morlino G. Cosmic ray transport and radiative processes in nuclei of starburst galaxies // MNRAS. — 2019. — Vol. 487, no. 1. — P. 168–180.

103. Peretti E., Blasi P., Aharonian F. et al. Contribution of starburst nuclei to the diffuse gamma-ray and neutrino flux // MNRAS. — 2020. — Vol. 493, no. 4. — P. 5880–5891.

104. IceCube Collaboration, Abbasi R., Ackermann M. et al. Evidence for neutrino emission from the nearby active galaxy NGC 1068 // Science. — 2022. — Vol. 378, no. 6619. — P. 538–543.

105. Garcia-Munoz M., Simpson J. A., Wefel J. P. The isotopes of neon in the galactic cosmic rays // ApJL. — 1979. — Vol. 232. — P. L95–L99.

106. Wiedenbeck M. E., Greiner D. E. Isotopic anomalies in the galactic cosmic-ray source // Physical Review Letters. — 1981. — Vol. 46. — P. 682–685.

107. Lukasiak A., Ferrando P., McDonald F. B., Webber W. R. Cosmic-ray isotopic composition of C, N, O, Ne, Mg, SI nuclei in the energy range 50-200 MeV per nucleon measured by the Voyager spacecraft during the solar minimum period // ApJ. — 1994. — Vol. 426. — P. 366–372.

108. Binns W. R., Wiedenbeck M. E., Arnould M. et al. Cosmic-Ray Neon, Wolf-Rayet Stars, and the Superbubble Origin of Galactic Cosmic Rays // ApJ. — 2005. — Vol. 634. — P. 351–364.

109. Lodders K. Solar System Abundances and Condensation Temperatures of the Elements // ApJ. — 2003. — Vol. 591. — P. 1220–1247.

110. Casse M., Paul J. A. On the stellar origin of the Ne-22 excess in cosmic rays // ApJ. — 1982. — Vol. 258. — P. 860–863.

111. Maeder A., Meynet G. Isotopic anomalies in cosmic rays and the metallicity gradient in the Galaxy // A&A. — 1993. — Vol. 278. — P. 406–414.

112. Prantzos N. On the origin and composition of Galactic cosmic rays // A&A. — 2012. — Vol. 538. — P. A80.

113. Ekström S., Georgy C., Eggenberger P. et al. Grids of stellar models with rotation. I. Models from 0.8 to 120 M at solar metallicity (Z = 0.014) // A&A. — 2012. — Vol. 537. — P. A146.

114. Limongi M., Chieffi A. Presupernova Evolution and Explosive Nucleosynthesis of Rotating Massive Stars in the Metallicity Range -3 $\leq$ [Fe/H] $\leq$ 0 // ApJS. — 2018. — Jul. — Vol. 237, no. 1. — P. 13.

115. Kroupa P., Boily C. M. On the mass function of star clusters // MNRAS. — 2002. — Vol. 336. — P. 1188–1194.

116. Salpeter E. E. The Luminosity Function and Stellar Evolution. // ApJ. — 1955. — Vol. 121. — P. 161.

117. Hosek Jr. M. W., Lu J. R., Anderson J. et al. The Unusual Initial Mass Function of the Arches Cluster // ApJ. — 2019. — Vol. 870. — P. 44.

118. Lim B., Chun M.-Y., Sung H. et al. The Starburst Cluster Westerlund 1: The Initial Mass Function and Mass Segregation // AJ. — 2013. — Vol. 145. — P. 46.

119. Heger A., Fryer C. L., Woosley S. E. et al. How Massive Single Stars End Their Life // ApJ. — 2003. — Vol. 591, no. 1. — P. 288–300.

120. Chan C., Müller B., Heger A. et al. Black Hole Formation and Fallback during the Supernova Explosion of a 40 M $_{\odot}$ Star // ApJL. — 2018. — Vol. 852, no. 1. — P. L19.

121. Schaller G., Schaerer D., Meynet G., Maeder A. New grids of stellar models from 0.8 to 120 solar masses at Z = 0.020 and Z = 0.001 // A&AS. — 1992. — Vol. 96. — P. 269–331.

122. Yanasak N. E., Wiedenbeck M. E., Mewaldt R. A. et al. Measurement of the Secondary Radionuclides ^{10}Be, ^{26}Al, ^{36}Cl, ^{54}Mn, and ^{14}C and Implications for the Galactic Cosmic-Ray Age // ApJ. — 2001. — Vol. 563, no. 2. — P. 768–792.

123. Maíz Apellániz J., Sota A., Morrell N. I. et al. First whole-sky results from the Galactic O-Star Spectroscopic Survey // Massive Stars: From alpha to Omega. — 2013. — P. 198.

124. Leitherer C., Schaerer D., Goldader J. D. et al. Starburst99: Synthesis Models for Galaxies with Active Star Formation // ApJS. — 1999. — Vol. 123, no. 1. — P. 3–40.

125. Reed B. C. New Estimates of the Solar-Neighborhood Massive Star Birthrate and the Galactic Supernova Rate // AJ. — 2005. — Vol. 130, no. 4. — P. 1652–1657.

126. Wright N. J. OB Associations and their origins // New A Rev.. — 2020. — Vol. 90. — P. 101549.

127. Cummings A. C., Stone E. C., Heikkila B. C. et al. Galactic Cosmic Rays in the Local Interstellar Medium: Voyager 1 Observations and Model Results // ApJ. — 2016. — Vol. 831, no. 1. — P. 18.

128. Kharchenko N. V., Piskunov A. E., Schilbach E. et al. Global survey of star clusters in the Milky Way. II. The catalogue of basic parameters // A&A. — 2013. — Vol. 558. — P. A53.

129. Pantaleoni González M., Maíz Apellániz J., Barbá R. H., Reed B. C. The Alma catalogue of OB stars - II. A cross-match with Gaia DR2 and an updated map of the solar neighbourhood // MNRAS. — 2021. — Vol. 504, no. 2. — P. 2968–2982.

130. Gruppioni C., Calura F., Pozzi F. et al. Star formation in Herschel's Monsters versus semi-analytic models // MNRAS. — 2015. — Vol. 451, no. 4. — P. 3419–3426.

131. Madau P., Dickinson M. Cosmic Star-Formation History // ARA&A. — 2014. — Vol. 52. — P. 415–486.

Приложения

Приложение 1. Расчет потоков гамма-излучения и нейтрино от протон-протонного взаимодействия

Основной канал образования гамма-квантов за счет протон-протонного взаимодействия — π_0-мезоны:

$$p + p \to \pi_0 \to 2\gamma \tag{A1}$$

Для расчета спектра гамма-излучения за счет адронных процессов, необходимо сначала установить сечение $p - p$ взаимодействия. Было использовано соотношение из работы [89], представляющее собой параметризацию экспериментальных данных, полученных на ускорителях:

$$\sigma_{\text{pp}} = \left[30.7 - 0.96 \ln\left(\frac{T_p}{T_p^{th}}\right) + 0.18 \ln^2\left(\frac{T_p}{T_p^{th}}\right)\right] \times \left[1 - \left(\frac{T_p^{th}}{T_p}\right)^{1.9}\right]^3 \text{ мбарн.} \tag{A2}$$

Здесь T_p — кинетическая энергия протона в лабораторной системе отсчета, $T_p^{th} = 2m_\pi c + m_\pi^2 c/2m_p \simeq 0.2797$ ГэВ — пороговая кинетическая энергия, выше которой возможна реакция с образованием пионов. m_p и m_π — это массы протона и π_0-мезона, соответственно.

В работе [88] получены аппроксимационные формулы для спектров гамма-квантов, электронов и нейтрино, образующихся в результате $p-p$ столкновений. Энергетический спектр гамма-излучения может быть представлен в следующем виде:

$$F_\gamma(x, E_p) = B_\gamma \frac{\ln(x)}{x} \left(\frac{1 - x^{\beta_\gamma}}{1 + k_\gamma x^{\beta_\gamma}(1 - x^{\beta_\gamma})}\right)^4 \times \left[\frac{1}{\ln(x)} - \frac{4\beta_\gamma x^{\beta_\gamma}}{1 - x^{\beta_\gamma}} - \frac{4k_\gamma \beta_\gamma x_\gamma^{\beta}(1 - 2x^{\beta_\gamma})}{1 + k_\gamma x^{\beta_\gamma}(1 - x^{\beta_\gamma})}\right], \tag{A3}$$

где $x = E_\gamma/E_p$, где E_γ – энергия гамма-кванта, E_p – энергия ускоренного протона. Функция $F_\gamma(x, E_p)$ отражает количество фотонов в интервале $(x, x + dx)$ на

одно столкновение. Параметры B_γ, β_γ и k_γ зависят только от энергии протона, их аппроксимации в диапазоне энергий 0.1 ТэВ$\leq E_p \leq 10^5$ ТэВ имеют вид:

$$B_\gamma = 1.30 + 0.14\ L + 0.011\ L^2, \tag{A4}$$

$$\beta_\gamma = \frac{1}{1.79 + 0.11\ L + 0.008\ L^2}, \tag{A5}$$

$$k_\gamma = \frac{1}{0.801 + 0.049\ L + 0.014\ L^2}, \tag{A6}$$

где $L = \ln(E_p/1\ \text{ТэВ})$.

Пусть $dN_p = J_p(E_p)dE_p$ — число протонов в единице объема в энергетическом диапазоне $(E_p, E_p + dE_p)$ (единицы измерения $J_p(E_p)$ — см$^{-3}$ ТэВ$^{-1}$). Тогда число рождающихся гамма-квантов в единице объема в единицу времени в интервале энергий $(E_\gamma, E_\gamma + dE_\gamma)$ будет равно:

$$\Phi_\gamma(E_\gamma) = cn_H \int\limits_{E_\gamma}^{\infty} \sigma_{pp}(E_p) J_p(E_p) F_\gamma\left(\frac{E_\gamma}{E_p}, E_p\right) \frac{dE_p}{E_p}, \tag{A7}$$

где n_H — концентрация частиц среды, $\sigma_{\text{pp}}(E_p)$ — сечение $p-p$ взаимодействия, заданное формулой (A2).

Для энергий протонов выше 100 ГэВ модель [88] дает одинаковые результаты с полученной позднее параметризацией [89]. Вышеописанные модели хорошо (с точностью более 10%) воспроизводят экспериментальные данные и численное моделирование $p-p$ взаимодействия, поэтому могут быть использованы для моделирования спектров гамма-излучения ТэВ-ных энергий.

Поток нейтрино представляется формулой, аналогичной формуле (A7). Энергетический спектр мюонных нейтрино может быть представлен в виде $F_{\nu_\mu} = F_{\nu_\mu^{(1)}} + F_{\nu_\mu^{(2)}}$. Первое слагаемое представляет собой продукт прямого распада пионов и аппроксимируется как:

$$F_{\nu_\mu^{(1)}}(x, E_p) = B_1 \frac{\ln(y)}{y} \left(\frac{1 - y^{\beta_1}}{1 + k_1 y^{\beta_1}(1 - y^{\beta_1})}\right)^4 \times \left[\frac{1}{\ln(y)} - \frac{4\beta_1 y^{\beta_1}}{1 - y^{\beta_1}} - \frac{4k_1\beta_1 y^{\beta_1}(1 - 2y^{\beta_1})}{1 + k_1 y^{\beta_1}(1 - y^{\beta_1})}\right], \tag{A8}$$

где $x = E_{\nu_\mu}/E_p$, $y = x/0.427$,

$$B_1 = 1.75 + 0.204\ L + 0.010\ L^2, \tag{A9}$$

$$\beta_1 = \frac{1}{1.67 + 0.111\ L + 0.0038\ L^2}, \tag{A10}$$

$$k_1 = 1.07 - 0.086\ L + 0.002\ L^2. \tag{A11}$$

Второе слагаемое $F_{\nu_\mu^{(2)}}$ получается в результате распада вторичных мюонов. Его спектр, как и спектр электронных нейтрино аппроксимируется как:

$$F_{\nu_\mu^{(2)}}(x, E_p) = B_2 \frac{(1 + k_2(\ln x)^2)^3}{x(1 + 0.3/x^{\beta_2})}(-\ln(x))^5, \tag{A12}$$

где $x = E_{\nu_\mu}/E_p$, $y = x/0.427$,

$$B_2 = \frac{1}{69.5 + 2.65\ L + 0.3\ L^2}, \tag{A13}$$

$$\beta_2 = \frac{1}{(0.201 + 0.062\ L + 0.00042\ L^2)^{1/4}}, \tag{A14}$$

$$k_2 = \frac{0.279 + 0.141\ L + 0.0172\ L^2}{0.3 + (2.3 + L)^2}. \tag{A15}$$

Приложение 2. Расчет гамма- и нейтринного излучения от совокупности галактик со вспышкой звездообразования

Нормировка гамма-излучения галактики M82. Упрощенно функцию распределения КЛ $f(p)$ с учетом транспорта частиц в источнике можно представить как:

$$Q(p) = \frac{f(p)}{\tau_{\rm loss}(p)} + \frac{f(p)}{\tau_{\rm adv}(p)} + \frac{f(p)}{\tau_{\rm diff}(p)} = \frac{f(p)}{\tau(p)}, \tag{A16}$$

где $\tau(p) = [\tau_{\rm loss}^{-1}(p) + \tau_{\rm adv}^{-1}(p) + \tau_{\rm diff}^{-1}(p)]^{-1}$ – среднее время, которое частица с импульсом p проводит внутри источника, складывающееся из времен адвекции, диффузии, и потери энергии частицы (подробнее см. [102]). $Q(p)$ – инжекция частиц на единицу объема, равная

$$Q(p) = R_{\rm SN} N(p)/V, \tag{A17}$$

и нормированная на энергию сверхновых

$$\int_0^\infty 4\pi p^2 T(p) N(p) dp = \xi_{\rm CR} E_{\rm SN}. \tag{A18}$$

Здесь V – объем источника, $R_{\rm SN}$ – темп вспышек сверхновых в источнике (СН/год), $\xi_{\rm CR}$ – эффективность ускорения частиц, принимаемая за 10%,

$E_{\rm SN} = 10^{51}$ эрг. Спектр инжекции протонов $N(p)$ в двухкомпонентной модели имеет вид:

$$N(p) = (1 - \alpha\Gamma) \left(\frac{p}{m_p c}\right)^{-\beta} e^{-p/p_{max}} + \alpha\Gamma\ N_2(p), \qquad \text{(A19)}$$

где Γ – доля звёзд, находящихся в связанных скоплениях, α – доля энергии вспышек СН в скоплениях, которая идет на ускорение частиц на сходящихся УВ. Для M82 степень $\beta \simeq 4.2$, p_{max} для ускорения на изолированных ОСН был выбран как 100 ТэВ. $N_2(p)$ – жесткая компонента спектра, изображенная на Рис. 1.3. Параметр $R_{\rm SN}$, тесно связанный с темпом звездообразования, в работе [102] находится из нормировки на наблюдаемое гамма-излучение M82 и в однокомпонентной модели со степенным спектром равен ~ 0.06 СН/год. В двухкомпонентной модели это значение должно быть больше в $\sim 1/(1-\alpha\Gamma)$ раз, так как жесткий спектр $N_2(p)$ вносит очень малый вклад в низкоэнергичное (до ТэВ) гамма-излучение и оно должно практически полностью обеспечиваться мягкой компонентой $N_1(p)$. В итоге для M82 $R_{\rm SN} \approx 0.07$ СН/год.

Доля массивных звёзд в компактных скоплениях Γ.

В Таблице 1 приведены использованные в работе значения параметра Γ в зависимости от значений темпа звездообразования для галактик по данным из работы [49].

Таблица 1. Соотношение параметра Γ и темпа звездообразования в галактике.

Σ, $M_\odot$/год/кпк^2	Γ
< 0.073	0.1
$0.073 - 0.66$	0.2
$0.66 - 2.9$	0.3
$2.9 - 7.1$	0.4
$7.1 - 18.5$	0.5
$18.5 - 36$	0.6
$36 - 65$	0.7
$65 - 95$	0.8
> 95	0.9

Распределение галактик по темпу звездообразования в зависимости от красного смещения. На основе подхода [130] и данных [131] в работе [103] приведен фит для распределения галактик по темпу звездообразования в зависимости от красного смещения:

$$\Phi(\psi)d\log\psi = \tilde{\Phi}\left(\frac{\psi}{\tilde{\psi}}\right)^{1-\tilde{\alpha}} \exp\left[-\frac{1}{2\tilde{\sigma}^2}\log^2\left(1+\frac{\psi}{\tilde{\psi}}\right)\right] d\log\psi, \tag{A20}$$

где ψ – темп звездообразования в галактике $[M_\odot/\text{год}]$, $\tilde{\Phi}, \tilde{\psi}, \tilde{\alpha}$ и $\tilde{\sigma}$ – параметры, зависящие от красного смещения. Они приведены в работе [103].

Сложение потоков от всех источников. Интегральный поток гамма- и нейтринного излучения от источников-галактик с повышенным звездообразованием равен

$$\Phi_{\gamma,\nu}(E) = \frac{1}{4\pi}\int d\Omega \int_0^{4.2} dz \frac{dV_C(z)}{dz\ d\Omega} \times \int_{\psi^*} d\log\psi\ \Phi_{\text{SFR}}(\psi, z)\ [1+z]^2\ f_{\gamma,\nu}(E[1+z], \psi). \tag{A21}$$

Здесь $dV_C = cD_C^2(z)/[\sqrt{\Omega_M(1+z)^2+\Omega_\Lambda}H_0]dzd\Omega$ – сопутствующий элемент объема, dz – интервал красных смещений, $d\Omega$ – телесный угол, где $D_C(z) = D_L(z)/(1+z)$, D_L – расстояние до галактики-прототипа M82 – 3.9 Мпк. В расчете были использованы $H_0 = 67.74$ км/с/Мпк, $\Omega_M = 0.31, \Omega_\Lambda = 0.69$. Плотность потока излучения от галактики линейно приближается как:

$$f_{\gamma,\nu}^{\text{SBN}}(E, \psi) = \left(\frac{\psi}{\psi_{\text{M82}}}\right) f_{\gamma,\nu}^{\text{M82}}(E). \tag{A22}$$

Минимальный темп звездообразования для источников, учитывающихся в расчете – ψ^* – определяется из условия удержания КЛ в источнике (см. [103]) и равен

$$\psi^* \approx 0.9\left[\frac{R}{0.25\text{ кпк}}\right]^2 M_\odot/\text{год}. \tag{A23}$$