

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

537.591

**ПРОИСХОЖДЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ
(прошлое, настоящее, будущее) ****В. Л. Гинзбург*

Международные конференции по космическим лучам уже третье десятилетие проводятся регулярно и, естественно, посвящены в основном работам последнего периода. Поэтому подзаголовок моего доклада («прошлое, настоящее, будущее») выглядит несколько странно, а быть может, и претенциозно. Между тем некоторый экскурс в историю представляется уместным по ряду причин. Во-первых, настоящий доклад поставлен на первом пленарном заседании и, таким образом, предназначен для довольно широкого круга лиц. Во-вторых, и это более существенно, история исследования космических лучей не только любопытна сама по себе, но в какой-то мере может помочь лучше понять процесс развития этой области в настоящее время, а также сделать известный прогноз на будущее. Разумеется, попытка в одном докладе охватить широкий круг вопросов, включая исторические, связана с отказом от освещения ряда важных деталей и даже целых направлений исследования. Однако на конференции представлен весьма обширный конкретный материал, касающийся происхождения космических лучей, и поэтому, как можно надеяться, предлагаемый доклад несколько иного характера также уместен.

1. Космические лучи были открыты В. Гессом в 1912 г. Правда, у Гесса были предшественники, но только ему, в результате ряда полетов на воздушном шаре, удалось убедительно показать следующее: скорость ионизации (количество пар ионов, образующихся в единицу времени) в герметически закрытых сосудах с воздухом при удалении от земной поверхности (примерно выше километра) растет с высотой; так, в наиболее успешном полете, состоявшемся 7 августа 1912 г., была достигнута высота 5 км, где скорость ионизации возрастала уже в несколько раз. Результаты Гесса были подтверждены Кольхерстёром, достигшим (в 1914 г.) высоты 9 км, где скорость ионизации уже на порядок выше, чем у поверхности Земли (даже с учетом радиоактивного фона) **). После этого сомневаться в том, что сверху приходит некоторое проникающее излучение, не приходилось. Однако заключение о внеземном (космическом) происхождении

*) Доклад, подготовленный для 15-й Международной конференции по космическим лучам (Пловдив, Болгария, 13—26 августа 1977 г.). В публикуемый в УФН текст самого доклада внесены лишь весьма незначительные изменения. Доклад сопровождается, однако, дополнениями, в которых нашли отражение некоторые последние данные и результаты, в частности представленные на конференции.

**) Подробнее см. доклад ¹, представленный на конференцию (там же см. список оригинальной литературы).

наблюдаемого излучения, которое сделал Гесс, идет несколько дальше. Для его доказательства еще нужно было исключить возможность того, что наблюдаемое излучение представляет собой γ -излучение радиоактивных веществ, присутствующих в верхних слоях атмосферы. Хотя уже Гесс привел ряд соображений, свидетельствующих против такой возможности (независимость скорости ионизации от времени суток, погоды и др.), исключить ее удалось лишь с большим трудом, после нескольких лет работы, проведенной в период с 1922 по 1928 гг. главным образом группой Р. Милликена, а также группой Л. В. Мысовского. При этом вначале (в 1922—1923 гг.) Милликен чуть не «закрыл» космические лучи, на основе ошибочного вывода о совпадении коэффициента их поглощения с коэффициентом поглощения известных γ -лучей от радиоактивных элементов. В дальнейшем, однако, обе упомянутые группы, а также другие авторы убедительно установили, что космические лучи поглощаются слабее γ -излучения радиоактивных веществ. В общем, лишь примерно к 1927—1928 гг. исчезли всякие сомнения в существовании космических лучей — проникающего излучения внеземного происхождения. Впрочем, Нобелевскую премию по физике «за открытие космического излучения» Гесс получил только в 1936 г., и это, по-видимому, отражало долго существовавшие сомнения, если не в самом факте открытия, то в его значении (по статуту Нобелевских премий они должны присуждаться «за самые последние достижения... а за старые работы только в тех случаях, когда их значение не было выяснено до последнего времени»).

2. Итак, только на доказательство внеземного происхождения космических лучей ушло лет 15. Затем центр тяжести их изучения надолго переместился в область использования космических лучей как природного «источника» частиц с высокой энергией. Как известно, на этом пути была вписана блестящая страница в истории физики. Именно в космических лучах были открыты позитрон (1932 г.) и μ -мезоны (1937 г.), π^\pm -мезоны (1947 г.), K^0 - и K^\pm -мезоны (1947—1948 гг.) и Λ -, Σ^+ - и Θ -гипероны. Создание ускорителей частиц высокой энергии и возрастающие трудности работы с космическими лучами с повышением энергии сильно снизили удельный вес исследований в области физики высоких энергий с помощью космических лучей. Но за порогом энергии, достигнутой на ускорителях (сейчас для протонов эта энергия $E \approx 5 \cdot 10^{11}$ эв *), космические лучи остаются единственным источником частиц со сверхвысокой энергией (достигающей 10^{20} эв). Поэтому, несмотря на все трудности, обусловленные убыванием интенсивности космических лучей с ростом энергии и возможностью в ряде случаев изучать лишь вторичные явления (широкие ливни и т. п.), использование космических лучей в физике высоких энергий продолжается. Но это не моя тема, и позволю себе лишь выразить отрицательное отношение к позиции критиков и скептиков, которые уже лет 20 «хоронят» космические лучи как источник важной физической информации. Разумеется, когда в данной области энергий имеется ускоритель, его и нужно использовать. Несомненно также, что с ростом энергии исследовать космические лучи все труднее и труднее. Но ведь и технические возможности в колоссальной степени возросли и возрастают (достаточно упомянуть о спутниках, в частности, очень

*) В системе центра инерции энергия каждого из двух сталкивающихся протонов $E_c = \sqrt{Mc^2 E/2}$ (здесь M — масса протона и предположено, что $E \gg Mc^2$). Отсюда $E = 2E_c^2/Mc^2$, и, следовательно, использование встречных пучков протонов с энергией $E_c = 5 \cdot 10^{11}$ эв соответствует исследованию в космических лучах протонов с энергией $E \sim 5 \cdot 10^{14}$ эв. Подобные встречные пучки можно будет использовать, однако, лишь в следующем десятилетии.

тяжелых, о гигантских сцинтилляторах и искровых камерах и т. д.). Если же речь идет о гарантии успеха, то ее не было и до открытия в космических лучах позитронов, мезонов и гиперонов. Таким образом, дальнейшее развитие физики высоких энергий в космических лучах представляется полностью оправданным, отрицать наличие здесь заманчивых возможностей кажется просто слепотой.

3. Что касается астрофизического аспекта изучения космических лучей, то он оставался в тени вплоть до 1950—1953 гг. Разумеется, вопрос о происхождении космических лучей был поставлен, но долгое время оставалась неясной даже сама природа первичных космических лучей. Сначала их считали жесткими γ -лучами. После обнаружения широтного геомагнитного эффекта (1927—1936 гг.) стало ясно, что первичные космические лучи, падающие на границу атмосферы, представляют собой заряженные частицы, причем сначала отдавалось предпочтение электронам. Данные о восточно-западной асимметрии (1933 г. и позже) склонили чашу весов в пользу протонов. Роль протонов, как основной компоненты первичных космических лучей, была подкреплена прямыми измерениями на высотных баллонах. Затем (1948 г.) было обнаружено, что в составе первичных космических лучей имеются и ядра ряда элементов. Интенсивность же первичной электронной компоненты измерить в этот период не удалось, хотя указание верхнего предела (порядка 1% всего потока космических лучей) уже представлялось существенным.

Итак, состав первичных космических лучей в самых грубых чертах к 1950 г. был выяснен. Появилось к этому времени и несколько работ, предугадавших потенциальную важность космических лучей для астрофизики. Так, Бааде и Цвикки² еще в 1934 г. связали взрывы сверхновых звезд с образованием нейтронных звезд и генерацией космических лучей. Ферми³ в 1949 г. подошел к космическим лучам как к газу релятивистских частиц, движущихся в межзвездных магнитных полях, и тем самым также в значительной степени предвосхитил дальнейшее изучение проблемы^{*}). Тем не менее роль космических лучей в астрофизике в целом не была оценена ни астрономами, ни физиками вплоть до 50-х годов. В общем, это вполне понятно. К границам земной атмосферы космические лучи, если исключить действие земного магнитного поля, приходят в высокой степени равномерно со всех сторон (солнечных космических лучей мы здесь не касаемся). Поэтому даже детальное знание состава и энергетического спектра космических лучей у Земли подобно сведениям только о спектре всех звезд, вместе взятых. Легко себе представить, в каком несовершенном состоянии находилась бы астрономия в подобных условиях, т. е. если бы мы не видели отдельных звезд.

4. Так или иначе, но, как мне представляется, астрофизика космических лучей, или, как чаще теперь говорят, астрофизика высоких энергий^{**}), родилась только после установления связи между космическими лучами и космическим радиоизлучением. Как известно, космическое радиоизлучение было открыто Янским в 1932 г., но начало энергично изучаться лишь с 1945—1956 гг. (первый, помимо Солнца, дискретный источник космического радиоизлучения — радиогалактика Лебедь А — был обнаружен в 1946 г.). Вначале нетепловое космическое радиоизлучение пытались связать с процессами типа приводящих к спорадическому

^{*}) Как работы^{2, 3}, так и ряд других, посвященных происхождению космических лучей, собраны в сборнике⁴.

^{**}) Поскольку космическими лучами сейчас принято называть только заряженные частицы, астрофизика высоких энергий, к которой относят также рентгеновскую и γ -астрономию, шире астрофизики космических лучей, по крайней мере, при буквальном применении последнего термина.

солнечному радиоизлучению, но происходящими в атмосферах особенно активных звезд (радиозвездная гипотеза). Однако в 1950 г. возникла другая — синхротронная гипотеза и, конкретно, было обращено внимание на эффективность синхротронного механизма генерации космического радиоизлучения⁵⁻⁷. Понадобилось, правда, несколько лет, чтобы практически ни у кого не осталось сомнений в том, что основная часть нетеплового космического радиоизлучения имеет именно синхротронную природу — оно генерируется релятивистскими электронами, движущимися в космических магнитных полях. История соответствующих дискуссий довольно любопытна и даже драматична, но как их участник я не хочу на этом останавливаться, поскольку могу оказаться недостаточно объективным. Да и вообще не хотелось бы, чтобы вопросы истории излишне отвлекали от сути дела.

Итак, только 20—25 лет назад (и через целых 40—45 лет после открытия космических лучей) выяснилось, какую выдающуюся роль космические лучи играют во Вселенной. Именно, стало ясно, что космические лучи — это универсальный феномен: они присутствуют в межзвездном пространстве нашей Галактики, в оболочках сверхновых звезд и в других галактиках, причем их особенно много в радиогалактиках. Это существенно, во-первых, в связи с тем, что излучаемые космическими лучами радиоволны (а также, теперь мы можем это сказать, рентгеновские и γ -лучи) являются источником очень ценной астрономической информации. Во-вторых, плотность энергии космических лучей w_{cl} и их давление $p_{\text{cl}} = w_{\text{cl}}/3$ (имеется в виду газ изотропных релятивистских частиц) оказались весьма значительными — важными или иногда даже определяющими с точки зрения энергетики и динамики оболочек сверхновых, гало галактик, излучающих облаков в радиогалактиках и т. д. (в историческом плане см. ⁸⁻¹⁰ и цитируемую там литературу).

При этом, однако, нужно сделать одну существенную оговорку. Зная интенсивность и спектр синхротронного излучения, мы можем найти интенсивность и плотность энергии $w_{\text{cl},e}$ излучающих релятивистских электронов (т. е. в данном случае электронной, или, точнее, электронно-позитронной компоненты космических лучей), только зная напряженность и ориентацию магнитного поля \mathbf{H} в излучающей области. Далее, чтобы перейти от электронной компоненты к основной протонно-ядерной компоненте космических лучей (или, конкретно, найти w_{cl} , зная $w_{\text{cl},e}$), нужно задать отношение интенсивностей обеих этих компонент. У Земли такое отношение порядка процента ($w_{\text{cl}} = \kappa_r w_{\text{cl},e} \sim 10^2 w_{\text{cl},e} \sim 10^{-12} \text{ эрг/см}^3$). Что касается напряженности поля \mathbf{H} , то на основе предположения о равномерном распределении энергии по «степеням свободы», а также используя ряд других косвенных аргументов, поле обычно считается квазиизотропным, причем $H^2/8\pi = \kappa_H w_{\text{cl}} \sim w_{\text{cl}}$, т. е. полагают $\kappa_H \sim 1$. Таким образом, если пользоваться только радиоданными, то приходится ввести два коэффициента $\kappa_r = w_{\text{cl}}/w_{\text{cl},e}$ и $\kappa_H = H^2/8\pi w_{\text{cl}}$. Предположение, что $\kappa_r \sim 10^2$ и $\kappa_H \sim 1$, разумеется, является частным, но оно довольно разумно для объектов квазистационарного типа, подобных нашей Галактике (речь идет о том, что в Галактике в целом космические лучи живут в среднем достаточно долго, перемешиваются, и, наконец, их интенсивность если и меняется, то медленно). Поэтому оценки энергии космических лучей в галактиках и радиогалактиках, приведенные в последнем случае к значениям, достигающим $W_{\text{cl}} \sim 10^{60} - 10^{61} \text{ эрг} \sim (10^6 - 10^7) M_{\odot} c^2$, представляются обоснованными.

Выяснение, пусть и в грубых чертах, астрономической роли космических лучей и их связи с космическим радиоизлучением принадлежит, несомненно, к числу крупнейших достижений астрономии в нашем веке,

и сейчас астрофизика высоких энергий составляет одну из важнейших областей астрономии. Одним из направлений, относящихся к этой области, является проблема происхождения космических лучей, наблюдаемых у Земли. Подчеркну, что речь идет именно об одном из направлений, причем отнюдь не более значительном по сравнению, скажем, с вопросами генерации и распространения космических лучей в радиогалактиках и квазарах.

Вместе с тем, очевидно, как раз проблема происхождения космических лучей, наблюдаемых у Земли, тесно связана с физикой космических лучей и тематикой настоящей конференции.

5. Решить проблему происхождения первичных космических лучей, наблюдаемых у Земли *), — значит указать источники как протонно-ядерной, так и электронно-позитронной компонент космических лучей. Объяснить нужно также энергетический спектр, состав и высокую степень изотропии всех компонент. Особо стоит вопрос об ускорении космических лучей в их источниках. В основу рассмотрения необходимо, практически, положить какую-то картину или модель (часто говорят и о теориях происхождения космических лучей, но такое словопотребление вряд ли оправдано).

Модели происхождения космических лучей предлагались разные: солнечные, галактические и метagalacticкие — в зависимости от того, где помещались основные источники космических лучей. Здесь нет возможности останавливаться на всех этих моделях, предлагавшихся в различных вариантах (см. ^{4, 10}). Позволю себе сразу перейти к модели, которая казалась наиболее разумной и вероятной еще в 1953 г. (см. обзор ⁸). В этой модели космические лучи образуются в Галактике и квазистационарным образом «захвачены» в ней. Основные источники — сверхновые звезды. Область захвата — квазисферическое гало (радиус $R \sim 10-15$ кпс). Характерное время жизни (время выхода для протонов) $T_{\text{ср}} \sim (1-3) \cdot 10^8$ лет. Поскольку объем системы (области захвата) $V \sim 10^{68}$ см³, а плотность энергии космических лучей $w_{\text{ср}} \sim 10^{-12}$ эрг/см³ (данные у Земли), то полная энергия космических лучей в Галактике $W_{\text{ср}} \sim w_{\text{ср}} V \sim 10^{56}$ эрг, а мощность источников $U_{\text{ср}} \sim W_{\text{ср}}/T_{\text{ср}} \sim (1-3) \cdot 10^{40}$ эрг/сек. Для электронной компоненты $W_{\text{ср}, e} \sim 10^{54}$ эрг и с учетом потерь энергии $U_{\text{ср}, e} \sim 3 \cdot 10^{38} - 3 \cdot 10^{39}$ эрг/сек. Разумеется, все эти оценки грубы и приведены для ориентировки.

Указанная модель и ее параметры представляются мне [наиболее вероятными и в настоящее время. Вместе с тем сейчас, почти через четверть века после ее появления, «галактическая модель с гало» еще не доказана и, более того, встречает возражения. И это, как и предыдущие этапы истории изучения космических лучей, весьма поучительно: для целого ряда проблем и научных направлений 20—30 лет оказываются не таким уж большим сроком. Между тем быстрые успехи в некоторых других направлениях, рост числа физиков и астрономов, а главное соизмеримость с длительностью активной фазы человеческой жизни, побуждают считать, особенно молодых людей, события четвертьвековой давности чуть ли не доисторическими.

*) Ниже речь идет только об этих космических лучах, причем об основной их части, образующейся вне Солнечной системы (мы не будем в дальнейшем повторять эту оговорку). Разумеется, солнечные космические лучи и различные модуляционные эффекты, связанные с распространением космических лучей в межпланетном пространстве, а также в земной магнитосфере и атмосфере, представляют несомненный интерес с разных точек зрения (см. ³⁵ и указанную там литературу), но мы не имеем возможности затронуть здесь и этот круг вопросов.

Итак, проблема происхождения космических лучей не может считаться решенной в том смысле, что еще отсутствует общепринятая модель, описывающая генерацию, распространение и «захват» основной части космических лучей, наблюдаемых у Земли.

Сказанное не означает, конечно, что за последние 25 лет в области астрофизики космических лучей мало сделано. Успехи здесь несомненны. Ограничимся лишь несколькими замечаниями на этот счет (см. обзоры ¹¹⁻¹⁷). Так, в 1961 г. в составе первичных космических лучей были обнаружены электроны и началось определение их спектра. В 1965 г. было открыто реликтовое космическое радиоизлучение (с температурой 2,7 °K). Плотность энергии этого излучения в межгалактическом пространстве настолько велика ($w_{\text{ph}} \approx 4 \cdot 10^{-13} \text{ эрг/см}^3$), что в силу потерь на обратный комптон-эффект релятивистские электроны (с энергией $E \gtrsim 10^{10} \text{ эв}$) не могут прийти в Галактику даже из ближайших радиогалактик. Тем самым доказывается галактическое происхождение по крайней мере основной части электронной компоненты, наблюдаемой у Земли. Большие успехи получены в изучении химического состава космических лучей. Наконец, родилась гамма-астрономия (1968—1972 гг.), развитие которой позволит получить ценную информацию. Особенно подчеркнем возможность (по сути дела единственную известную) определять гамма-астрономическим методом интенсивность основной протонно-ядерной компоненты космических лучей вдали от Земли. Речь идет о том, что соударения протонно-ядерной компоненты с ядрами межзвездной (и вообще космической, например, межгалактической) среды порождают нестабильные частицы, в первую очередь π^0 -мезоны, распадающиеся с испусканием γ -лучей. В результате измерение интенсивности соответствующей части космических γ -лучей дает возможность, если известна плотность среды, определить интенсивность, а значит, и плотность энергии $w_{\text{ср}}$ протонно-ядерной компоненты космических лучей (подробнее см. ¹¹⁻¹⁷). Тем самым для нахождения $w_{\text{ср}}$ уже не нужно вводить коэффициенты κ_r и κ_n .

Все эти достижения привели к прогрессу и в области решения проблемы происхождения космических лучей. Но, как ясно из сказанного, их еще не оказалось достаточно для недвусмысленного и вполне доказательного решения задачи.

Перейдем к обсуждению современного состояния проблемы происхождения космических лучей, сконцентрировав внимание на основном вопросе о выборе отвечающей реальности модели.

6. Альтернативными по отношению к галактическим моделям происхождения космических лучей являются метагалактические модели *). В этих моделях основная часть протонно-ядерной компоненты космических лучей считается приходящей в Галактику из межгалактического пространства. Сопоставление галактических и метагалактических моделей производилось неоднократно (см. ^{10, 11, 14} и указанную там литературу). Последняя известная нам довольно подробная статья, содержащая аргументы в пользу метагалактических моделей, принадлежит Бербиджу ¹⁸. Контраргументы кратко перечислены в работе ¹⁹ и сводятся к энергетическим оценкам, сопоставлению протонно-ядерной и электронной компонент, использованию некоторых данных внегалактической и гамма-астрономии, а также указанию на возможную изоляцию метагалактических

*) Мы не касаемся здесь космических лучей со сверхвысокой энергией, $E \gtrsim 10^{17} \text{ эв}$ (образование основной части космических лучей в Галактике отнюдь еще не исключает возможности того, что частицы со сверхвысокой энергией имеют метагалактическое происхождение).

космических лучей от областей внутри Галактики²⁰. Все эти соображения в своей совокупности, по моему убеждению, позволяют считать метагалактические модели весьма маловероятными. Особенно это относится к универсальной (квазиоднородной) метагалактической модели, в которой космические лучи более или менее равномерно заполняют всю Метагалактику (зависимости от параметра красного смещения z сейчас не касаемся). Кстати, даже в работе¹⁸ эта модель оставлена (если не говорить о протонах с энергией $E \geq 10^{16}$ эв). Из «локальных» метагалактических моделей наибольшее внимание сейчас привлекает модель местного сверхскопления галактик (сверхскопления в Деве), в которой основная часть протонно-ядерной компоненты образуется в указанном сверхскоплении. В таком варианте некоторые из упомянутых возражений не столь убедительны, как в отношении универсальной модели. Таким образом, можно сказать, что «локальная» метагалактическая модель еще достаточно убедительным образом не опровергнута.

Как это сделать? Главное отличие метагалактических моделей от галактических заключается в том, что в последних плотность энергии космических лучей в межгалактическом пространстве $w_{\text{сг}}, M_g \ll w_{\text{сг}}, G \equiv w_{\text{сг}} \sim \sim 10^{-12}$ эрг/см³ (в метагалактических же моделях $w_{\text{сг}}, M_g \approx w_{\text{сг}} \sim \sim 10^{-12}$ эрг/см³ и космические лучи более или менее равномерно заполняют, например, местное сверхскопление, включая Галактику). Итак, для опровержения метагалактических моделей достаточно показать, что вне Галактики, но вблизи нее, $w_{\text{сг}}, M_g \ll w_{\text{сг}}$. Для этой цели, если говорить о непосредственных наблюдениях, подходит лишь гамма-астрономический метод. Конкретно, надежнее всего было бы измерить поток γ -лучей от Магеллановых Облаков²¹. Количество газа в этих облаках известно, и, следовательно, если и в Облаках $w_{\text{сг}}, M_g \approx w_{\text{сг}}, M_g \approx w_{\text{сг}}$, то они должны испускать γ -лучи, поток которых на Земле $F_\gamma (E_\gamma > 100 \text{ Мэв}) \approx \approx 3 \cdot 10^{-7}$ фотонов/см² сек (две трети этого потока приходится на долю Большого Магелланова Облака и одна треть должна исходить из Малого Облака). Если измеренный поток окажется существенно меньше указанного, то, как мне представляется, метагалактические модели будут достаточно строго опровергнуты. Но до осуществления подобных измерений нужно ждать, по-видимому, еще несколько лет. Поэтому естественно привлечь измерения интенсивности галактического γ -излучения как из области антицентра²², так и из других направлений^{17, 23}. В метагалактических моделях плотность $w_{\text{сг}}$ не должна существенно убывать с удалением от галактического центра или галактической плоскости. Но какие-то градиенты все же возможны, нужно также знать нижний предел концентрации газа в соответствующих районах. Поэтому имеющиеся данные^{17, 22, 23}, хотя и свидетельствуют против метагалактических моделей, но вряд ли могут еще считаться доказательными. Вместе с тем ясно, что создание и развитие гамма-астрономического метода, которое вообще нужно считать главным успехом астрофизики космических лучей за последние годы, открывают, наконец, возможность убедительно решить обсуждаемую проблему. Хотя, таким образом, известная неясность сохраняется, в дальнейшем мы будем исходить из того, что космические лучи имеют галактическое происхождение (подчеркнем еще раз, что об области сверхвысоких энергий сейчас нет речи).

7. Остановиться на галактической модели происхождения космических лучей еще недостаточно, чтобы сделать такую модель конкретной. Действительно, галактические модели могут быть весьма различными. Особенно важно отличие между моделями с гало и дисковыми моделями. Как уже упоминалось, в моделях с большим гало космические лучи заполняют квазисферический (или несколько более сжатый эллипсоидальный) объем

с такими характерными размерами R и временем жизни (выхода) $T_{\text{сг}, h}$:

$$R \sim (3-5) \cdot 10^{22} \text{ см}, \quad T_{\text{сг}, h} \sim \frac{R^2}{2D} \sim (1-3) \cdot 10^8 \text{ лет},$$

что отвечает эффективному коэффициенту диффузии D и длине свободного пробега l порядка

$$D \sim \frac{lv}{3} \sim 10^{29} \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}, \quad l \sim 10^{19} \text{ см}.$$

В нижней части гало и особенно в диске значения D естественно считать несколько меньшими. Источники при этом расположены в галактическом диске с полутолщиной $h_s \sim (3-5) \cdot 10^{20} \text{ см}$ и являются в основном сверхновыми (включая пульсары) или находятся в галактическом центре; в последнем случае речь идет о генерации космических лучей при взрывах галактического ядра (модель с гало и источником в центре). Как известно, газ в Галактике концентрируется в диске как раз с указанной полутолщиной $h_g \sim h_s \sim 100-150 \text{ пс} \sim (3-5) \cdot 10^{20} \text{ см}$, причем его средняя концентрация $\bar{n} \sim 1 \text{ см}^{-3}$.

В пользу моделей с гало говорят физические соображения, связанные с динамикой системы, содержащей космические лучи, газ и магнитные поля. Вытекая из такой «системы» (и, конкретно, из галактического диска), космические лучи должны увлекать за собой поле и, возможно, турбулизовать его. В результате область источников должна быть окружена областью, в которой интенсивность космических лучей все еще велика, а переход к межгалактическому пространству происходит только на некотором достаточно значительном расстоянии от области источников. Нечто подобное заведомо и наблюдается, поскольку галактическое радиоизлучение, во всяком случае, занимает область радиодиска с полутолщиной $h_d \sim (1-3) \cdot 10^{21} \text{ см}$, которая явно больше предполагаемой полутолщины диска источников $h_s \sim 3 \cdot 10^{20} \text{ см}$. Далее, мы не знаем оснований, которые мешают дальнейшему «разбуханию» области захвата космических лучей, и более естествен переход к гало с полушириной $h_h \sim R \sim (1-5) \cdot 10^{22} \text{ см}$.

Логически возможно, что области захвата космических лучей (протонно-ядерной компоненты) и электронной компоненты различны. Более вероятно и естественно, однако, что существование «гало космических лучей» обуславливает наличие аналогичного гало для релятивистских электронов (впрочем, в связи с наличием у электронов дополнительных потерь — в основном синхротронных и комптоновских — эффективный размер гало для электронов с достаточно высокой энергией вполне может оказаться значительно меньше размера гало космических лучей). Но электронное гало должно наблюдаться как радиогало. Таким образом, обнаружение радиогало Галактики явилось бы, практически, доказательством существования и гало космических лучей, т. е. в общем подтвердило бы справедливость галактических моделей с гало. К сожалению, вопрос о галактическом радиогало хотя и обсуждается 25 лет, но еще окончательно не решен. Вначале в существовании большого радиогало не было сомнений⁸⁻¹⁰, но в дальнейшем, напротив, наличие радиогало резко отрицалось. Вообще этот вопрос странным образом приобрел какую-то неприятную окраску. Последнее обстоятельство отражено в одной из последних статей Балдуина²⁴, который пишет: «До сих пор при обсуждении я избегал употребления слова «радиогало». Оно порождает антагонизм у астрономов, мирных в других отношениях, и многие вообще отрицали существование радиогало». Можно думать, что раздражение в этом вопросе является отражением чувства бессилия, возникающего

при попытках ответить на, казалось бы, простой вопрос. Трудность же здесь по сути дела в том, что мы находимся внутри гало и не знаем расстояний до различных областей с повышенной радиояркостью, расположенных в радиодиске. Но все же задачу можно решить на основании наблюдений интенсивности радиоизлучения в зависимости от направления (т. е. от галактических координат) для целого ряда частот. При этом очень важно достаточно корректно обрабатывать материал. Если расчеты ведутся на основе какого-то спектра электронной компоненты с концентрацией $N_e(r, E_e)$, то функцию N_e необходимо определять из уравнения, например диффузионного, с учетом потерь. Далее, интенсивность радиоизлучения $I_r(\nu)$ нужно вычислять путем соответствующего интегрирования вдоль луча зрения, а также интегрирования по энергиям электронов E_e . На таком пути в последнее время был сделан вывод²⁵ (см. также^{15, 26}), что наилучшее согласие с наблюдениями достигается при наличии у Галактики радиогало с характерным размером R не меньше 5—12 кпс и с высокой удельной объемной светимостью (излучательной способностью), которая меньше, но того же порядка, как удельная светимость диска. В работе²⁷ был применен другой метод выделения радиогало, но сделано заключение, что гало хотя и существует, но обладает объемной светимостью, раз в 30 меньше, чем для радиодиска. Однако в работе²⁶ тем же методом, что и в²⁷, но с более детальным и точным учетом поведения спектра излучающих электронов, подтвержден прежний вывод²⁵: радиогало Галактики не только велико, но и обладает большой светимостью (на порядок более высокой, чем в работе²⁷).

Длительная история попыток решить вопрос о существовании радиогало заставляет проявлять здесь особую осторожность. Но можно констатировать, что последние результаты^{25, 26} определенно свидетельствуют в пользу наличия у Галактики мощного радиогало. В том же направлении указывают и данные, приведенные в докладе²⁴ (при использовании модели с радиодиском, толщина последнего должна быть, видимо, увеличена до 1,5 кпс вместо прежних 0,75 кпс; см. также²⁶). Наконец, получены вполне убедительные сведения о существовании мощного радиогало у некоторых спиральных галактик, видимых «с ребра». В отношении галактики NGC 4631 соответствующие данные приведены в статье^{28a}. В случае галактики NGC 891 некоторые сведения о радиогало были сообщены в докладе²⁴, затем излагались Р. Сансизи на съезде МАС в Гренобле (август 1976 г.) и, наконец, подробно изложены в работе^{28b}. Полученные для этих галактик результаты иллюстрируются рис. 1—4 (необходимые пояснения см. в подписях к рисункам*). Подчеркнем, что для обеих галактик NGC 4631 и NGC 891 ясно видно возрастание спектрального индекса α (интенсивность $I_r(\nu) = C\nu^{-\alpha}$) при удалении от диска (так, для NGC 4631 в интервале 610—1412 МГц $\alpha = 0,6$ в диске и $\alpha = 1,0$ при удалении от диска; для NGC 891 сказанное ясно из рис. 4). Именно подобного в качественном отношении поведения индекса α и следует ожидать при сопровождающейся потерями диффузии релятивистских электронов из диска к границам гало. Разумеется, наличие больших радиогало у других спиральных галактик не дает непосредственных сведений о радиогало Галактики, но, бесспорно, подкрепляет модель с гало (особенно это справедливо в случае NGC 891, которая по типу и параметрам весьма близка к Галактике).

Таким образом, пусть и с опозданием на два десятилетия, проблема радиогало Галактики кажется близкой к решению. Предварительный же

*) Автор признателен Р. Сансизи за предоставление рис. 1—4, содержащихся в статьях²⁸.

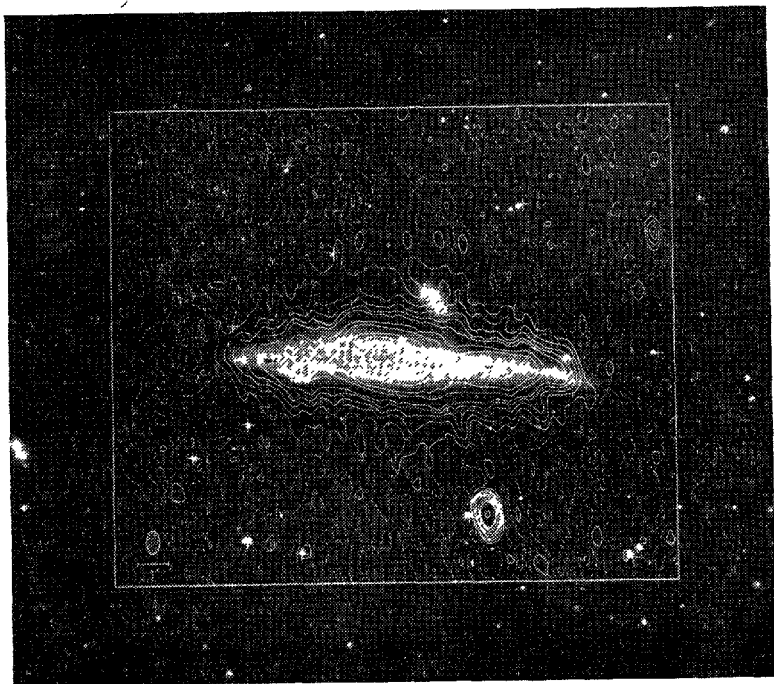


Рис. 1. Радиозофоты (линии равной яркости) галактики NGC 4631 в непрерывном спектре для волн с длиной $\lambda = 21,2$ см (частота $\nu = 1412$ Мгц). Радиозофоты нанесены на изображение галактики в видимом свете. Слева в нижнем углу рисунка указана эффективная угловая ширина диаграммы направленности радиотелескопа.

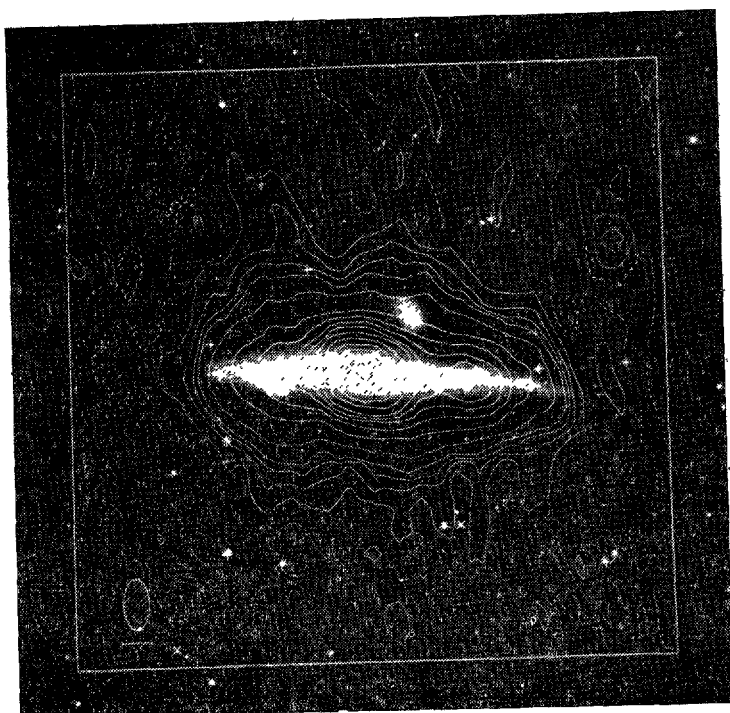


Рис. 2. Радиозофоты галактики NGC 4631 для волн с $\lambda = 49,2$ см (частота $\nu = c/\lambda = 610$ Мгц). Из сопоставления рис. 1 и 2 ясно, что на более длинной волне гало ярче выражено и, конкретно, больше по размерам.

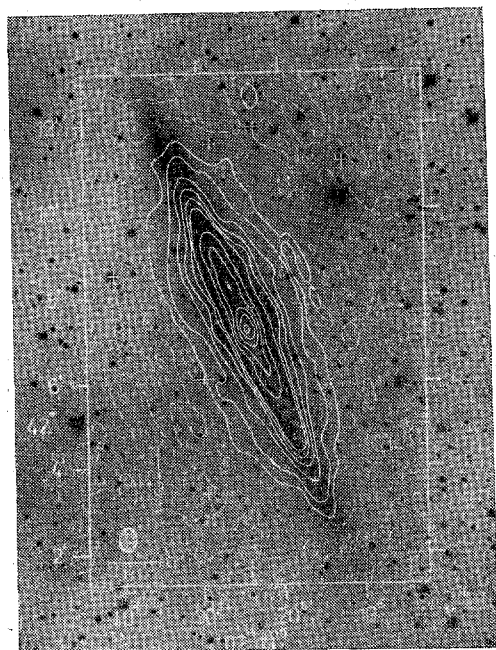


Рис. 3. Радиоизофоты галактики NGC 891 для волн с $\lambda = 21,2$ см. Даже на такой, сравнительно короткой, волне гало явно выражено. Для волн с $\lambda = 49,2$ см гало еще больше, но вполне заметно и на волне с $\lambda = 6$ см, как это ясно из рис. 4.

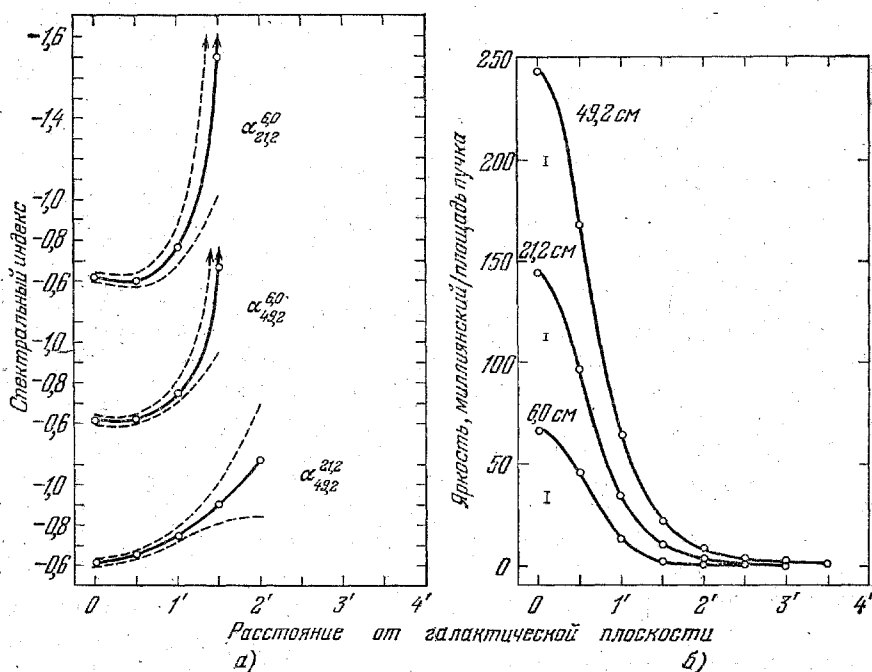


Рис. 4. Галактика NGC 891.

На рис. а) отложен спектральный индекс α (при этом, например, $\alpha_{21.2}^{21.2}$ — спектральный индекс в интервале длин волн между 21,2 и 49,2 см). Штриховой линией нанесены значения, еще возможные при достигнутой точности. На рис. б) показана зависимость радиояркости (интенсивности) на волнах 49,2, 21,2 и 6,0 см от расстояния от галактической плоскости в направлении, перпендикулярном этой плоскости. Яркость отложена в единицах миллиджанский (mJy)/площадь пучка (напомним, что единица потока, или янский, отвечает потоку, или точнее, спектральной плотности потока, равной 10^{-26} Вт/м² Гц = 10^{-23} эрг/см² сек · Гц; под площадью пучка, т. е. диаграммы направленности радиотелескопа, понимается отвечающий этой диаграмме телесный угол). Если расстояние до галактики NGC 891 считать равным 14 мпс, то 1' на оси абсцисс отвечает примерно 4 кпс. Таким образом, размеры гало явно превосходят 8 кпс, а если иметь в виду размер, отвечающий половине яркости, то этот размер не менее 4 кпс.

вывод нельзя не сделать в пользу существования у Галактики мощного радиогало, а значит, и большого гало космических лучей.

8. Длительные сомнения и даже отрицание наличия гало породили интерес к дисковым моделям. Более того, появились доводы в пользу оценки возраста космических лучей $T_{\text{cr}} \sim T_{\text{cr},d} \sim (1-3) \cdot 10^6$ лет, основанные на определении количества радиоактивного изотопа ^{10}Be в космических лучах у Земли. Соответствующее заключение основано, однако, на недоразумении, как уже указывалось на прошлой конференции ²⁹ и подробно изложено в статье ¹⁵ и докладе ³⁰, представленном на данную конференцию. Дело в том, что результаты анализа химического состава космических лучей в случае стабильных изотопов мало чувствительны к выбору модели, а основным параметром является пройденная ядрами толщина межзвездного газа x . Слабая зависимость толщи x от параметров модели позволяет при анализе химического состава космических лучей широко использовать однородную (или так называемую leaky box) модель. В этой модели концентрация N_i стабильных вторичных ядер (т. е. ядер, отсутствующих в источниках) определяется уравнением (подробнее см. ¹⁵)

$$N_i \left(\frac{1}{x} + \sigma_i \right) = \sum_j \sigma_{ij} N_j, \quad x = \bar{n} c T_{\text{cr}}^{(\text{hom})},$$

где σ_i — эффективное сечение для трансформации («исчезновения») ядра сорта i , а σ_{ij} — сечения, отвечающие превращению, при соударениях в межзвездном газе, более тяжелых ядер сортов j в ядра сорта i (все ядра считаются релятивистскими, т. е. движущимися со скоростью, близкой к скорости света c); если измерять толщ x в $\text{г} \cdot \text{см}^{-2}$, то для межзвездного газа (средняя плотность $\bar{\rho} \approx 2 \cdot 10^{-24} \bar{n}$)

$$x \approx 2 \cdot 10^{-24} \bar{n} c T_{\text{cr}}^{(\text{hom})}.$$

Из наблюдений следует, что $x \approx 6,5 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ (для чистого водорода это отвечает значению $x \approx 5 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$). Отсюда $T_{\text{cr}}^{(\text{hom})} \approx 3 \cdot 10^6 / \bar{n}$ лет. Если областью «захвата» космических лучей является газовый диск, где $\bar{n} \sim 1 \text{ см}^{-3}$, то $T_{\text{cr}}^{(\text{hom})} \sim T_{\text{cr},d} \sim 3 \cdot 10^6$ лет. Ясно, однако, что концентрация \bar{n} заранее неизвестна. В случае захвата космических лучей в гало (но с прохождением ими также диска) разумно использовать значение $\bar{n} \sim 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ и уже $T_{\text{cr}}^{(\text{hom})} \sim T_{\text{cr},h} \sim 3 \cdot 10^8$ лет.

Для определения времени жизни космических лучей можно воспользоваться измерениями количества радиоактивных изотопов. Если при этом применить однородную модель, то в приведенном выше уравнении для N_i нужно заменить $1/x$ на $(1/x) + (1/\bar{n} c \tau_i)$, где τ_i — среднее время жизни изотопа N_i . Теперь, зная N_i и значение x (из измерений для стабильных изотопов), можно уже найти время $T_{\text{cr}}^{(\text{hom})}$, а тем самым и среднюю концентрацию \bar{n} .

Для ядер ^{10}Be , распадающихся на $^{10}\text{B} + e^-$ со средним временем жизни $\tau_i \equiv \tau = 2,2 \cdot 10^6 \text{ E}/\text{Mc}^2$ лет, были получены оценки $T_{\text{cr}}^{(\text{hom})} \sim 3 \cdot 10^6$ лет. Этот результат и рассматривался как аргумент в пользу дисковых моделей. По последним данным, $T_{\text{cr}}^{(\text{hom})} \approx 2 \cdot 10^7$ лет ³¹ и $T_{\text{cr}}^{(\text{hom})} = 5^{+6}_{-3} \cdot 10^6$ лет ³², что также заметно ниже времени $T_{\text{cr},h} \sim (1-3) \cdot 10^8$ лет, характерного для галактической модели с гало. Но в этой модели время $T_{\text{cr},h} \sim R^2/2D$ есть по смыслу время диффузии от диска (источников) до границ гало. Для стабильных ядер, заполняющих все гало, время $T_{\text{cr},h} \approx T_{\text{cr}}^{(\text{hom})}$, но для радиоактивных ядер это уже, вообще говоря,

неверно. В самом деле, радиоактивные ядра с временем жизни τ заполняют практически все гало, только если $\tau > T_{\text{сг}, h}$. Если же $\tau < h_s^2/2D_s \sim \sim T_{\text{сг}, s}$ — времени выхода из области (диска) источников, то радиоактивные ядра в гало вообще не попадут. Для нерелятивистских ядер ^{10}Be время $\tau = 2,2 \cdot 10^6$ лет, а время $T_{\text{сг}, s} \sim h_s^2/2D_s \sim 2 \cdot 10^5$ лет (при $h_s \sim 100$ пс $\sim \sim 3 \cdot 10^{20}$ см и $D_s \sim 10^{28}$ см² сек⁻¹), т. е. имеют место неравенства

$$T_{\text{сг}, s} \ll \tau \ll T_{\text{сг}, h} \sim (1-3) \cdot 10^8 \text{ лет.}$$

В этом случае ^{15, 29, 30} $T_{\text{сг}}^{(\text{hom})} \sim \sqrt{R^2 \tau / 2D} \sim \sqrt{T_{\text{сг}, h} \tau}$, или $T_{\text{сг}, h} \sim \sim (T_{\text{сг}}^{(\text{hom})})^2 / \tau$. Отсюда при $T_{\text{сг}}^{(\text{hom})} \approx 2 \cdot 10^7$ лет (для нерелятивистских ядер ^{10}Be) время $T_{\text{сг}, h} \sim 2 \cdot 10^8$ лет. Некоторое разумное усложнение модели (введение различных коэффициентов диффузии в диске и в гало и др.) делает связь между условным возрастом $T_{\text{сг}}^{(\text{hom})}$ и временем выхода $T_{\text{сг}, h}$ зависящей уже от ряда параметров. Поэтому даже время $T_{\text{сг}}^{(\text{hom})} \sim \sim 3 \cdot 10^6$ лет вполне совместимо с временем $T_{\text{сг}, h} \sim (1-3) \cdot 10^8$ лет (см. ³⁰). Итак, имеющиеся данные о количестве ядер ^{10}Be в космических лучах ни в коей мере не противоречат модели с гало.

Уточнение данных о нерелятивистских ядрах ^{10}Be , переход к релятивистским ядрам ^{10}Be (для них время τ в E/Mc^2 раз больше), а также к другим радиоактивным ядрам, позволит, по крайней мере в принципе, оценивать параметры используемых моделей (размеры, коэффициенты диффузии в разных областях и т. п.). Разумеется, при этом нужно иметь также достаточно точные данные и для стабильных ядер.

Химический состав космических лучей изучается уже 30 лет. И тот факт, что в этой области многое еще недостаточно ясно (и, конкретно, точность измерений и пересчетов недостаточно велика), является следствием как сложности задачи, так и отсутствия достаточно точных данных о сечениях фрагментации для целого ряда ядерных реакций. С другой стороны, прогресс совершенно несомненен, и, например, только в последние годы были получены данные об изменениях химического состава с энергией, а также некоторые сведения о количестве ^{10}Be , очень тяжелых ядер и т. д. (см. ¹¹⁻¹⁵). Можно думать, что в недалеком будущем данные о химическом и изотропном составе космических лучей станут настолько обширными и точными, что позволят усложнить используемые модели и выбирать между ними.

При этом, правда, очень трудно освободиться от предположения, что Солнечная система находится примерно в таком же положении в отношении химического состава космических лучей, как и другие области в диске. Между тем нет гарантии, что состав космических лучей у Земли в значительной мере не определяется каким-то локальным источником или, вообще, космические лучи в Галактике не слишком хорошо перемешаны (такая возможность существенна и при обсуждении вопроса об анизотропии космических лучей). Но это уже другая проблема. Здесь мы хотим особенно подчеркнуть лишь тот факт, что имеющиеся данные о химическом составе космических лучей, во всяком случае, не противоречат галактическим моделям с гало.

Что же касается дисковой модели с $T_{\text{сг}, d} \sim 3 \cdot 10^6$ лет и захватом космических лучей в газовом диске с $h_s \sim (3-5) \cdot 10^{20}$ см, то она прямо противоречит радиоданным. Действительно, если по вопросу о размерах радиогало можно спорить, то совершенно общепризнано, что сам размер радиоизлучающей области в Галактике значительно толще газового диска. Так, если вводить радиодиск, то, как упоминалось, его полутолщина $h_d \sim 3 \cdot 10^{21}$ см. Трудно сомневаться в том, что космические лучи (протоны и ядра) занимают еще большую область, а это значит, что средняя

концентрация газа в области захвата $\bar{n} \lesssim 0,1$. Отсюда $T_{\text{сг}}^{(\text{hom})} \gtrsim (1-3) \times 10^7$ лет. Итак, если уже говорить о «дисковой модели», то речь может идти только о диске с $h_d \gtrsim 3 \cdot 10^{21}$ см, в то время как для квазисферического гало характерный размер, в направлении, перпендикулярном галактической плоскости, $h_h \sim R \sim (3-5) \cdot 10^{22}$ см.

Здесь позволю себе напомнить, что на одной из конференций (кажется, на Международной конференции по космическим лучам в Москве, 1959 г.) я предложил считать равенство $1-10$ одним из основных законов астрофизики космических лучей. И действительно об этом «законе» нельзя забывать, когда речь идет о некоторых оценках по порядку величины с использованием ряда упрощающих предположений, столь часто встречающихся в астрофизике. В частности, при введении понятия о радиодиске считают, например, что его объемная светимость постоянна в области толщиной $2h_d$. В моделях радиогало иногда также используется предположение о постоянстве излучательной способности или концентрации излучающих электронов и т. д. В действительности концентрация космических лучей и тем более их электронной компоненты (при данной энергии электронов) как-то убывает (с удалением от галактической плоскости); то же можно, вероятно, сказать о напряженности магнитного поля. В подобных условиях, до более точного определения понятий и сравнения количественных данных, спор о том, имеется ли достаточно толстый радиодиск или радиогало, является спором о словах. Реальное же противопоставление имеет место, в частности, между временем жизни космических лучей в Галактике $T_{\text{сг}, h} \sim (1-3) \cdot 10^8$ лет (гало или толстый диск) и временем $T_{\text{сг}, d} \sim (1-3) \cdot 10^6$ лет (газовый диск). Как было сказано, модель с таким тонким диском противоречит радиоданным, не говоря уже о физических соображениях. Промежуточную модель с диском с $h_d \sim 3 \cdot 10^{21}$ см и $T_{\text{сг}} \sim (1-3) \cdot 10^7$ лет уже труднее отвергнуть. Однако, даже если не опираться на результаты расчетов ^{25, 26}, свидетельствующих в пользу квазисферического гало, увеличение размеров и времени жизни в «диске» (по сравнению со значениями $h_d \sim 3 \cdot 10^{21}$ см и $T_{\text{сг}} \sim (1-3) \cdot 10^7$ лет) представляется естественным при учете весьма вероятного спадения интенсивности космических лучей и напряженности магнитного поля с удалением от галактической плоскости (именно так, видимо, и обстоит дело в случае других галактик ^{24, 28} *).

Таким образом, в известной мере повторяя заключение, сделанное выше в конце раздела 7, можно сказать, что модель с гало практически уже доказана, хотя параметры гало космических лучей и радиогало еще подлежат уточнению.

9. Радиоастрономические наблюдения свидетельствуют о том, что сверхновые звезды не только могут, но и фактически генерируют релятивистские электроны, причем с большой полной энергией, достигающей $W_{\text{сн}, e} \sim (1-3) \cdot 10^{48}$ эрг на вспышку; это отвечает мощности $U_{\text{сн}, e} \sim W_{\text{сн}, e} / T_{\text{сн}} \sim 10^{39}$ эрг/сек, где $T_{\text{сн}} \sim 30$ лет $\sim 10^9$ сек — среднее время между вспышками сверхновых в Галактике. Приведенные цифры — сугубо ориентировочные, но должны напомнить тот неоднократно отмечавшийся факт, что сверхновые способны обеспечить необходимую мощность генерации электронной компоненты космических лучей. То же можно сказать и обо всех космических лучах, если считать, что они ускоряются раз в 30 эффективнее электронов. Из энергетических соображений последнее вполне возможно (энерговыведение при вспышках сверхновых достигает,

*) Падение напряженности поля, особенно если оно сопровождается понижением плотности энергии космических лучей, вовсе не должно столь катастрофически сказываться на эффективности их удержания в системе, как это считается в работе ²⁷.

видимо, значений $W_{\text{sn}} \gtrsim 10^{51} \text{ эрг}$, откуда средняя мощность космических лучей $U_{\text{sn, cr}} \leq W_{\text{sn}}/T_{\text{sn}} \gtrsim 10^{42} \text{ эрг/сек}$). Вместе с тем, несомненно, из непосредственных наблюдений среднюю мощность сверхновых, как источников космических лучей, мы определить еще не можем. Тем самым предположение о том, что именно сверхновые являются основными источниками космических лучей в Галактике, остается недоказанным *). В его пользу, помимо сказанного, свидетельствует открытие пульсаров, присутствующих по крайней мере в части оболочек сверхновых и генерирующих релятивистские частицы длительное время. Кроме того, сопоставление сверхновых с другими активными звездами — новыми, магнитными звездами и т. п., явно говорит в пользу эффективности сверхновых как источников космических лучей, во всяком случае, при энергиях больше 10^9 — 10^{11} эв (т. е. для основной части космических лучей). Единственная альтернатива, которая кажется реальной для Галактики в целом, — ускорение космических лучей при вспышках галактического ядра. О ядре, к сожалению, имеется еще недостаточно данных, но последний более или менее мощный взрыв в ядре произошел, видимо, примерно 10^7 лет назад. Это обстоятельство весьма важно — за время 10^7 лет релятивистские электроны с энергией больше 10^9 — 10^{10} эв (оценка зависит от характера распространения частиц) из-за потерь не могли бы дойти от галактического центра до Земли³³. Поэтому взрывы галактического ядра не могут быть основным источником всех космических лучей (включая электроны), наблюдаемых у Земли. Однако представляется возможным, что источниками электронной компоненты являются в основном сверхновые (включая пульсары), а большая часть протонно-ядерной компоненты генерируется при взрывах галактического ядра. Такой вариант, развиваемый Птускиным и Хазаном³⁴, представляет несомненный интерес и может проверяться рядом способов (по зависимости времени жизни космических лучей T_{cr} от энергии, по распределению ядер в космических лучах по длине их пути в межзвездной среде и т. д.). Нужно вместе с тем подчеркнуть, что, в то время как галактическое ядро является еще чисто гипотетическим эффективным источником космических лучей, сверхновые звезды и пульсары заведомо могут считаться такими источниками.

10. Подводя некоторые итоги, можно отметить, что развитие астрофизики высоких энергий (видимо, это типично для науки вообще) происходит весьма неравномерным образом. С одной стороны, за последнюю четверть века получены блестящие и важнейшие результаты: упомянем о выяснении рода космических лучей во Вселенной, рождении рентгеновской и гамма-астрономии, не говоря уже о целом ряде более конкретных открытий и достижений. С другой стороны, того же четвертьвекового периода оказалось недостаточно для получения вполне убедительного ответа на некоторые основные и, казалось бы, довольно простые вопросы, о параметрах радиогало Галактики и среднем возрасте космических лучей в ней, о метагалактических космических лучах, о роли различных источников космических лучей и др. Обращение к истории изучения космических лучей, насчитывающей по меньшей мере 65 лет (считая с работ Гесса), позволяет не слишком удивляться подобной ситуации. Впрочем,

*) Гамма-астрономический метод способен пролить некоторый свет на этот вопрос. К сожалению, имеющиеся данные¹⁷ о повышенном γ -излучении из областей, близких к молодым пульсарам (и оболочкам сверхновых) в Крабе и Веле еще не позволяют выделить долю излучения, испускаемого в результате соударений космических лучей в газе (основная часть γ -лучей генерируется, видимо, в магнитосфере пульсаров). Заметим также, что возможное различие энергетических спектров протонно-ядерной и электронной компонент, генерируемых в оболочках сверхновых, не может служить возражением против того, что в оболочках ускоряются обе эти компоненты (см. ³⁷).

о том же свидетельствует история развития ряда других областей физики и астрофизики.

Все это я подчеркиваю в связи с тем, в частности, что в свое время ожидал более быстрого прогресса в области решения проблемы происхождения космических лучей. Поэтому в последние десять лет, когда приходилось касаться вопросов происхождения космических лучей, возникало даже какое-то чувство неловкости — сколько же можно говорить об одних и тех же вещах (радиогало, возраст космических лучей и т. п.). В настоящем докладе речь тоже шла об этих вопросах, но уже явно на основе существенно нового материала. Думаю, что теперь уже можно утверждать, что мы действительно близки к решению проблемы происхождения космических лучей «в первом приближении». Одновременно, уже поставлен и начал изучаться целый ряд вопросов, относящихся, если угодно, ко «второму приближению». Сюда относятся происхождение космических лучей со сверхвысокой энергией, измерения анизотропии, изучение позитронной компоненты, плазменные и магнитогидродинамические эффекты в космических лучах и вопрос о механизмах ускорения космических лучей, не говоря уже о дальнейших исследованиях, касающихся химического и изотопного состава космических лучей, их энергетического спектра, спектра электронной компоненты, а также радиоастрономических, рентгеновских и гамма-астрономических наблюдений.

Когда делают прогнозы, то в качестве рубежа сейчас чаще всего выбирают 2000 г. Разумеется, здесь сказывается какая-то «магия чисел» — достаточно сказать, что XXI век начинается не в 2000 г., а 1 января 2001 г. В отношении же космических лучей особенно естественной вехой служит 2012 г. — столетие со времени их открытия. От этих рубежей нас отделяют соответственно 23 и 35 лет. Как уже упоминалось, такой период психологически кажется очень большим, особенно людям молодым. В свете же сказанного ранее ясно, что 20—30 лет для развития астрофизики и физики это не такой большой срок, если учесть множество возникающих задач и исключительные трудности, стоящие на пути решения некоторых из них. Те вопросы и задачи в области астрофизики высоких энергий, которые начали изучаться или только поставлены, уже сами по себе достаточно важны, интересны, а часто и увлекательны. Поэтому, даже если до конца века в обсуждаемой области и не будут сделаны какие-то совсем неожиданные важные открытия (нельзя же все время их ожидать), перспективы развития астрофизики высоких энергий на ближайшие десятилетия рисуются в самом радужном свете.

ДОПОЛНЕНИЯ

Изучение космических лучей, а также космического рентгеновского и гамма-излучения занимает видное место в современной физике и астрофизике. Для того, чтобы масштаб работы был более ясен, в дополнении 1 кратко освещается содержание Трудов 15-й Международной конференции по космическим лучам. В остальных дополнениях 2—6 будет приведен ряд данных и сделаны замечания, касающихся происхождения космических лучей и, вообще, круга вопросов, которым посвящен публикуемый доклад автора.

1. О 15-й Международной конференции по космическим лучам (Пловдив, Болгария, август 1977 г.)

Подобные конференции проводятся уже 30 лет (они созываются раз в два года), собирают сотни участников и являются довольно продолжительными. Так, на 15-й конференции присутствовало около 350 человек, конференция длилась две недели и на нее было представлено более 800 докладов, а также состоялись 9 так называемых приглашенных лекций (invited lectures; доклад автора был одной из них) и 21 раппортерский доклад.

В начале конференции ее участники получили 9 томов материалов³⁸, содержащих краткое изложение докладов или их тезисы. Полный объем этих 9 томов равен примерно 3500 стр. В дальнейшем будет опубликовано еще 3 тома, в которых должны быть помещены доклады, поступившие с запазданием, тексты приглашенных лекций и раппортерских докладов, а также справочный материал (оглавление, адреса участников и т. п.).

Томы 1 и 2 содержат доклады (их около 220) *) о происхождении космических лучей и родственных вопросах (секция OG). В томах 3 и 4 помещены доклады о модуляции и геофизических эффектах (MG, 180 докладов), том 5 посвящен частицам от Солнца (SP, 65 докладов), том 6 содержит доклады о мюонах и нейтрино (MN, 75 докладов), том 7 — доклады о высоких энергиях в ядерно-физическом аспекте (HE, 135 докладов), том 8 — доклады о широких атмосферных ливнях (EA, 130 докладов) и, наконец, том 9 составлен из методических работ (T, 60 докладов). Разумеется, строго разделить тематику невозможно, и содержание работы ряда секций фактически перекрывалось. Круг вопросов, которые были отнесены к секции OG (происхождение космических лучей) и отражены в томах 1 и 2, ясен уже из названия разделов, в которые сгруппированы доклады.

1. Диффузные космические и галактические γ -лучи.
2. Источники γ -лучей.
3. Рентгеновская астрономия.
4. Всплески γ -лучей.
5. Ядерный состав космических лучей.
6. Изотопный состав космических лучей.
7. Электроны и позитроны.
8. Происхождение и перенос космических лучей.
9. Источники космических лучей.
10. Взаимодействия в космических лучах.
11. Следствия, вытекающие из состава космических лучей.
12. Звездные вариации космических лучей.
13. Распространение космических лучей.
14. Космические лучи сверхвысоких энергий.
15. Состав космических лучей с малой энергией.
16. Разное.

Как уже подчеркивалось, часть докладов, отнесенных к другим секциям (особенно к секциям MG и SP), тесно связана с указанными темами, которые в ряде случаев также довольно условны, да и звучат недостаточно ясно. Нам не представляется, однако, уместным входить здесь в большие подробности — задача настоящего дополнения состоит лишь в том, чтобы в общих чертах охарактеризовать размах и направления исследований, ведущихся в настоящее время. При этом пограничные области, такие как рентгеновская и гамма-астрономия, были представлены на конференции далеко не полно. Особенно это относится к рентгеновской астрономии, которая бурно развивается и в основном уже отделилась от физики и астрофизики космических лучей. Гамма-астрономия еще весьма близка к астрофизике космических лучей, но также начала быстро расширяться в различных направлениях и в какой-то мере обособливается. В частности, уже несколько лет созываются симпозиумы, посвященные специально гамма-астрономии^{16, 17, 39}. Последний из них³⁹ состоялся в мае 1977 г. в связи с получением ряда новых результатов на европейском гамма-спутнике COSB; труды этого симпозиума составляют около 400 стр., а его результаты были частично освещены в раппортерском докладе⁴⁰ наряду с материалами обсуждаемой здесь конференции по космическим лучам. Гамма-астрономии посвящено нижеследующее дополнение 2.

На следующей — 16-й Международной конференции по космическим лучам (она должна состояться в Киото, Япония, в августе 1979 г.) тематика, вероятно, не претерпит существенных изменений.

2. Некоторые гамма-астрономические результаты

Гамма-астрономия является на сегодняшний день самой молодой ветвью астрономии — ей всего около 10 лет (имеются в виду направления, в которых уже получены положительные экспериментальные результаты; как известно, в области нейтринной астрономии и астрономии гравитационных волн пока известны лишь верхние пределы для соответствующих потоков). Тем не менее даже размах уже ведущихся наблюдений, не говоря о различных проектах и теоретических исследованиях, впечатляет. Наблюдается γ -излучение из области галактического диска (в основном в диапазоне энергий $E_\gamma > 35 \text{ Мэв}$ и вплоть до $1\text{--}2 \text{ Гэв}$), открыто более десятка дискретных галактических γ -источников, проводятся измерения изотропного (в основном, вероятно, метагалактического) γ -фона; особо нужно отметить наземные наблюдения (по черенковскому

*) Везде приводятся округленные цифры.

свечению в атмосфере) γ -лучей с энергией $E_\gamma > 5 \cdot 10^{11}$ эв от некоторых дискретных источников. Можно отметить также изучение γ -лучей от Солнца и космических γ -лучей ядерного происхождения ($E_\gamma \lesssim 10$ Мэв).

Здесь мы ни в какой мере не можем, однако, останавливаться на гамма-астрономии в целом^{16, 17, 39, 40} и коснемся лишь нескольких моментов, особенно существенных для проблемы происхождения космических лучей. В этом плане внимание привлекают раньше всего γ -лучи с интенсивностью I_{γ, π^0} , образующиеся при распаде π^0 -мезонов*) и генерируемые протонно-ядерной компонентой космических лучей. Как уже подчеркивалось в докладе, на наблюдениях этих γ -лучей основан практически единственный непосредственный метод определения интенсивности I_{π^0} космических лучей (протонов и ядер) вдали от Земли. Разумеется, всегда было ясно, что в наблюдаемую интенсивность γ -лучей I_γ могут вносить вклад также тормозное и обратное комптоновское излучение, генерируемое релятивистскими электронами; возможен также вклад дискретных источников, в частности пульсаров. Казалось, однако, что при наблюдениях в области энергий $E_\gamma > 35-50$ Мэв и хотя бы при грубом определении спектра (например, зная интенсивности $I_\gamma(E_\gamma > 100$ Мэв) и $I_\gamma(E_\gamma > 50$ Мэв)) можно^{16, 17} достаточно надежно выделить интенсивность I_{γ, π^0} . Новыми¹ являются результаты полученные на спутнике COSB (см. ³⁸, OG-1, и ^{39, 40}), свидетельствующие о том, что наблюдаемый спектр в области галактического диска отличается от спектра, характерного для распада π^0 -мезонов (в этом спектре сравнительно мало представлены энергии $E_\gamma < 30$ Мэв). Если считать, что речь идет о сумме излучения от распада π^0 -мезонов и тормозного излучения, то роль последнего должна быть значительно выше, чем предполагалось ранее. Роль обратного комптоновского излучения в области диска относительно весьма мала, но возможный вклад дискретных источников является той третьей компонентой, с которой нужно считаться.

Вклад от дискретных источников можно надеяться выделить при улучшении углового разрешения и отделении переменной компоненты (в первую очередь от пульсаров). Установление же вклада от тормозного излучения возможно, видимо, лишь в результате более точных определений спектра, особенно при $E_\gamma > 100$ Мэв. Здесь уместно заметить следующее.

Тормозные фотоны с энергией E_γ образуются в основном электронами с энергией $E_e \sim E_\gamma$ (при этом, конечно, электронный спектр считается падающим с энергией). Но даже при $E_e \lesssim 1$ Гэв, не говоря уже об области $E_e \lesssim 100$ Мэв, спектр электронов вблизи Солнечной системы известен весьма плохо, и здесь, по-видимому, трудно надеяться на получение надежных данных. Кроме того, в удаленных областях как форма спектра, так и значение интенсивности электронов с энергией $E_e < 1$ Гэв вполне могут оказаться другими, чем вблизи Солнца. Достаточно сказать, что как раз в области сравнительно малых энергий электроны могут, в принципе, эффективно ускоряться не только при взрывах или в оболочках сверхновых, но и другими звездами (новыми, вспыхивающими, магнитными и т. п.). С другой стороны, область энергий электронов $E_e < 1$ Гэв нельзя, практически контролировать и по радиоданным. Действительно, характерная частота ν_m , на которой излучает электрон с энергией E_e , движущийся в магнитном поле с перпендикулярной лучу зрения составляющей H_\perp , равна

$$\nu_m = 4,6 \cdot 10^{-6} H_\perp E_e^2, \text{ (эв)} \quad (1)$$

Отсюда при $H_\perp = 2 \cdot 10^{-6}$ эс и $E_e = 10^9$ эв частота $\nu_m \sim 10$ МГц. На меньших частотах радиоастрономические наблюдения почти не проводятся, да и вряд ли возможно выделение синхротронной компоненты в области диска.

В общем, если спектральные данные COSB надежны, то уверенное выделение интенсивности I_{γ, π^0} , а тем самым и получение сведений о протонно-ядерной компоненте космических лучей в области галактического диска, требует достаточно точных спектральных измерений интенсивности $I_\gamma(E_\gamma)$ при $E_\gamma \gtrsim 0,5-1$ Гэв. Видимо, это возможно лишь для следующего поколения γ -телескопов. Но при этом, в силу достаточной надежности, достигнутой при вычислении энергетической зависимости в спектре $I_{\gamma, \pi^0}(E_\gamma)$, будет определена и разность $I_\gamma(E_\gamma) - I_{\gamma, \pi^0}(E_\gamma)$ при $E_\gamma < 0,5$ Гэв. В результате, после отделения вклада от дискретных источников (вероятно, это вполне возможно), будут получены сведения также об электронной компоненте космических лучей вдали от Земли для энергий $E_e < 1$ Гэв. Важность подобных сведений трудно переоценить.

При удалении от галактической плоскости (скажем, при наблюдениях для направлений с галактической широтой $b > 10^\circ$) вклад дисковой компоненты резко снижается и в принципе можно надеяться зарегистрировать γ -излучение, исходящее из

*) Фактически учитывается также распад Σ^0 -гиперона, но этот канал играет второстепенную роль.

гало. В этом случае нужно, вообще говоря, учитывать γ -лучи от распада π^0 -мезонов *) и обратное комптоновское излучение электронов. Как известно, при условии

$$E_e \ll \frac{1}{4} \left(\frac{mc^2}{\varepsilon_{ph}} \right) mc^2 \approx \frac{6 \cdot 10^{10}}{\varepsilon_{ph, (эв)}} (эв) \quad (2)$$

(здесь ε_{ph} — энергия фотонов, на которых рассеиваются электроны с энергией E_e , $\varepsilon_{ph, (эв)}$ — энергия фотонов в эв) рассеяние можно считать классическим, а средняя энергия образующихся γ -фотонов

$$E_\gamma = (4/3) \bar{\varepsilon}_{ph} (E_e/mc^2)^2, \quad (3)$$

где $\bar{\varepsilon}_{ph}$ — средняя энергия изотропно распределенных по направлениям фотонов. Даже для света звезд, когда $\bar{\varepsilon}_{ph} \sim 1$ эв, условие (2) выполнено для большей (по интенсивности) части электронного спектра; для реликтовых фотонов с $\bar{\varepsilon}_{ph} \lesssim 10^{-3}$ эв это и подавно верно. Пользуясь поэтому формулой (3), видим, что при рассеянии на свете звезд основная часть γ -излучения приходится на энергию $E_\gamma \lesssim 100$ Мэв (полагаем $E_e \lesssim 5 \cdot 10^9$ эв); в случае рассеяния на реликтовых фотонах речь идет об энергиях $E_\gamma \lesssim 0,1$ Мэв, относящихся уже к рентгеновскому диапазону **). Из опубликованных расчетов ^{41, 42} следует, что обратное комптоновское γ -излучение гало Галактики может оказаться заметным. Более или менее надежное определение соответствующей интенсивности возможно, однако, только при использовании радиоастрономических данных и, конкретно, найденной из этих данных плотности релятивистских электронов $N_e(E_e)$ в гало (см. ¹⁵). Если соответствующая интенсивность γ -лучей $I_\gamma(E_\gamma)$, обязанная обратному комптоновскому рассеянию, окажется достаточно значительной, то можно надеяться отделить γ -излучение гало от изотропного метагалактического фона по его анизотропии (зависимости от галактических координат l и b), а также по спектру. При этом останутся, конечно, также вопросы об учете дисковой составляющей, дискретных источников и, наконец, уже упомянутого возможного вклада γ -лучей от распада π^0 -мезонов.

Подчеркнем, что даже имеющиеся данные о галактическом γ -излучении весьма существенны для проблемы происхождения космических лучей. Действительно, они, во всяком случае, дают верхний предел для интенсивности $I_{\gamma, \text{ло}}(E_\gamma > 100 \text{ Мэв})$. Отсюда нельзя еще сделать далеко идущих выводов о сильной неоднородности в распределении плотности космических лучей (протонов и ядер) в диске, особенно в направлении на галактический центр. Более убедительным представляется, однако, вывод о падении плотности космических лучей в направлении на антицентр. Тем самым находит, по-видимому, подтверждение заключение ⁴³ об уменьшении плотности энергии $w_{\text{сг}}$ при удалении от центральной области Галактики, а значит, и о несправедливости метагалактических моделей происхождения космических лучей (см. текст докладов ^{21, 22}).

Таким образом, гамма-астрономии уже внесла вклад в решение проблемы происхождения космических лучей, но обещает еще значительно больше различных данных.

*) Поскольку гало космических лучей больше радиогало, а плотность газа в гало плохо известна (вероятно, $\bar{n} \lesssim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$), заранее пренебрегать этой компонентой нет оснований.

**) Измерение интенсивности рентгеновских лучей, образующихся при обратном комптоновском рассеянии на реликтовом излучении, позволяет определить концентрацию генерирующих релятивистских электронов (температура реликтового излучения считается, конечно, известной, т. е. для близких в космологическом отношении источников равной $2,7^\circ \text{К}$). Если рассматриваемый источник (или его область), а точнее, те же релятивистские электроны в источнике испускают также синхротронное радиоизлучение, то, комбинируя радио- и рентгеновские данные, можно в принципе найти также напряженность магнитного поля в источнике (например, в предположении, что это поле в среднем изотропно по направлениям и, следовательно, в среднем $H_\perp^2 = (2/3) H^2$, где H_\perp — составляющая поля H , перпендикулярная лучу зрения). Такой метод уже увенчался успехом ⁶⁵ в случае ближайшей к нам (расстояние $R = 5 \text{ Мпс}$) радиогалактики Центавр А (Сеп А). При этом среднее значение поля оказалось равным $H \approx 7 \cdot 10^{-7}$ э. Плотность энергии $H^2/8\pi$ такого поля примерно равна энергии всех космических лучей в источнике, если считать, что в их составе протонов столько же, сколько электронов (другими словами, если $w_{\text{сг}} = 2w_{\text{сг}, e}$ или $\kappa_r = 2$, то $w_{\text{сг}} \approx H^2/8\pi$, т. е. $\kappa_H \sim 1$). Между тем, как мы знаем, для космических лучей у Земли $\kappa_r \sim 10^2$. С другой стороны, сведения о спектре радиоизлучения указывают на то, что в Сеп А электроны ускоряются в самых радиооблаках ⁶⁶, а не в звездной галактике. Поэтому опираться на аналогию с нашей Галактикой при оценке параметра κ_r нет особых оснований. Заметим также, что оценка κ_r изменится при учете возможной сильной неоднородности магнитного поля в излучающей области.

Помимо перспектив, ясных из сказанного ранее, отметим возможность определения количества космических лучей в оболочках сверхновых и вблизи них. Имеющиеся данные^{17, 29} позволяют установить лишь верхний предел полной энергии космических лучей, образовавшихся при вспышке сверхновой (и сохранившихся в оболочке и вблизи нее). Для оболочки в Парусах (Vela) этот предел отвечает, по-видимому, значению не меньше 10^{50} эрг. Между тем необходимая мощность генерации космических лучей в Галактике $U_{cr} \sim 3 \cdot 10^{40}$ эрг/сек, при появлении сверхновых в среднем раз в $T_{sn} = 30$ лет*), требует генерации в среднем на сверхновую космических лучей с энергией $W_{sn} = U_{cr} T_{sn} \sim 3 \cdot 10^{49}$ эрг. По характеру оценки это значение может оказаться завышенным; кроме того, речь идет о среднем значении. Поэтому обнаружение в той или иной оболочке космических лучей с полной энергией больше примерно 10^{49} эрг явится подтверждением гипотезы об эффективности сверхновых как источников не только электронной, но и протонно-ядерной компоненты космических лучей. Если же в отдельной оболочке энергия космических лучей меньше, скажем, 10^{49} эрг, то это вообще почти ничего не доказывает. Как сказано, в настоящее время даже таких данных еще нет, а тем самым нет и никаких гамма-астрономических аргументов против выбора сверхновых в качестве основных источников космических лучей в Галактике.

3. Проблема гало и выбора модели происхождения космических лучей

В дополнение к докладу можно указать, что наблюдения⁴⁵ галактики NGC 4631 на волнах 6,25 и 11 см только подтверждают картину, установленную в работе^{28а} для более длинных волн (см. рис. 1 и 2). Для Галактики расчеты⁴⁶, проведенные на основе диффузионной модели с гало, при их сопоставлении с радиоастрономическими данными, находясь в общем в согласии с результатами^{25, 26} (см. также¹⁵), свидетельствуют о наличии достаточно мощного и протяженного радиогало (так, согласно⁴⁶, на частоте 17,5 Мгц полутолщина радиогало, отвечающая падению интенсивности в два раза, равна 3 кпс; это соответствует значению полутолщины гало до его условной границы $h_h \sim 6$ кпс). В общем сомневаться в существовании радиогало уже, видимо, никак невозможно.

Какую роль при решении вопроса о гало играют измерения количества радиоактивного изотопа ^{10}Be ? В связи с многочисленными и при этом иногда неправильными замечаниями на этот счет, повторяющимися в литературе, дополним несколько сказанное по этому поводу в тексте доклада. По последним данным⁴⁷ обработка результатов измерений количества ^{10}Be на основе однородной модели приводят к значениям $T_{cr}^{(hom)} = 1,7 \cdot 10^7$ лет и средней концентрации газа $\bar{n} = 0,2 \text{ см}^{-3}$. Такой концентрации отвечает область (диск) с полутолщиной $h_{10\text{Be}} \sim 1000 \text{ пс} \sim 3 \cdot 10^{21} \text{ см}$. Тем самым действительно доказывается, что ядра ^{10}Be находятся не только в газовом диске, но и в области, на порядок более толстой. Однако отсюда ни в коей мере не следует, что стабильные ядра также занимают такую область, а не значительно большую, которая и называется гало космических лучей. Можно надеяться, что это обстоятельство достаточно подробно разъяснено в^{15, 29, 30}. Приведенные значения $T_{cr}^{(hom)}$ и $h_{10\text{Be}}$ позволяют, при использовании диффузионного приближения, сделать вывод о том, что соответствующий коэффициент диффузии D , определяемый из соотношения $h_{10\text{Be}} \sim \sqrt{2 D T_{cr}^{(hom)}}$, составляет $D \sim 10^{28} \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}$. Такая оценка для области вблизи галактической плоскости вполне разумна и не противоречит оценке $D \sim 10^{29}$ для гало в целом.

Как уже приходилось неоднократно подчеркивать (см., в частности,¹⁰), диффузионная картина и соответственно использование уравнения диффузии в применении к распространению космических лучей в галактиках (и, вообще, в космических условиях) является в лучшем случае известным приближением. Можно надеяться, что такое приближение достаточно хорошо для Галактики «в большом», т. е. для значительных областей и достаточно длинных интервалов времени. Большие размеры в пространстве и во времени существенны здесь потому, что в таких условиях имеются основания считать космические лучи «перемешанными», а их распределение в пространстве — сглаженным. При этом коэффициент диффузии D должен рассматриваться в качестве свободного параметра, который подбирается из сравнения с наблюдениями. Следующим шагом является учет зависимости D от координат (в простейшем случае выбираются разные значения D в газовом диске и в гало), а возможно, и от направления (D_{\parallel} — для диффузии вдоль диска, D_{\perp} — при диффузии из диска в гало).

Если базироваться на диффузионных моделях, то нужно в рамках одной и той же модели стремиться определить максимальное число величин. В принципе сопоставлению расчетов с наблюдениями подлежат радиоастрономические данные, сведения об

*) По последним данным⁴⁴ среднее время между вспышками сверхновых в Галактике равно $T_{sn} = 11 \pm 4$ лет.

интенсивности $I_e(E_e)$ электронной компоненты и о химическом и изотопном составе космических лучей, а в будущем также результаты измерений интенсивности позитронной компоненты $I_{e^+}(E_e)$ и данные гамма-астрономии (в настоящее время соответствующие сведения, видимо, накладывают на выбор модели лишь весьма слабые ограничения). Очень ценным было бы также измерение интенсивности антипротонов, но неясно, насколько это реально в ближайшие годы.

Многое в отношении области и условий применимости диффузионного приближения можно, вероятно, почерпнуть из исследований, посвященных распространению космических лучей в Солнечной системе⁴⁸. За пределами диффузионного приближения лежит модель сложной (compound) диффузии. Здесь, однако, нет еще ясности в отношении законности исходных представлений, а также нелегко выявить отличие от обычного диффузионного приближения⁴⁹. Другая возможность — учет наряду с диффузией также и конвекции⁵⁰. В простейшем случае одномерного распространения в области вне источников, уравнение диффузии для протонов и ядер (при постоянстве D) имеет вид

$$D \frac{d^2 N}{dz^2} = 0. \quad (4)$$

В тех же условиях, но при наличии также конвекции с постоянной скоростью V , концентрация частиц N определяется уравнением

$$D \frac{d^2 N}{dz^2} - V \frac{dN}{dz} = 0. \quad (5)$$

Решение уравнения (4) имеет вид $N = Az + B$, а из уравнения (5) концентрация

$$N = A'e^{(V/D)z} + B' = A' + A'' \frac{V}{D}z + \frac{A'}{2} \left(\frac{V}{D}z \right)^2 + \dots + B'.$$

Отсюда ясно, что для области (гало) с размером h роль конвекции определяется членом

$$\frac{A'}{2} \left(\frac{Vz}{D} \right)^2 \leq \frac{A'}{2} \left(\frac{Vh}{D} \right)^2,$$

который нужно сравнивать, скажем, с суммой $A' + A'(Vh/D)$, которая при $Vh/D < 1$ по крайней мере в четыре раза больше конвективного члена. В общем, как ясно и из общих соображений, конвекция существенно изменяет картину лишь при $Vh/D > 1$, а практически, вероятно, лишь при условии $Vh/D \gg 1$. Значения скорости «галактического ветра» V не могут быть очень большими — иначе Галактика потеряла бы слишком большую массу и т. д. Если, в согласии с работой⁵⁰, принять оценку $V \sim 3 \cdot 10^6$ см/сек, то при $D \sim 10^{29}$ см²/сек и $h \sim 3 \cdot 10^{23}$ см параметр $Vh/D \sim 1$. В таких условиях для большей части гало (при $z < h$) конвекция не будет играть роли, область же вблизи условной «границы» гало вообще нуждается в дополнительном исследовании. В общем, возражать против учета конвекции пока нет особых оснований, но и настаивать на его важности также заведомо преждевременно. Продвинуться в этом вопросе вперед, вероятно, можно будет только после уточнения значений скорости V из независимых астрономических данных.

При решении диффузионного уравнения часто базируются на одномерных моделях, в которых учитывается лишь диффузия в направлении, перпендикулярном к галактической плоскости^{15, 50}. Совершенно очевидно, что это не всегда возможно. В частности, если существует значительное возрастание концентрации космических лучей в кольцеобразной области вокруг галактического центра с радиусом около 5 кпс^{16, 17}, то гамма-астрономические наблюдения следует уже в первом приближении обрабатывать по крайней мере на основе двумерной модели. Так это и делается в работе⁵¹. При этом из сравнения с наблюдениями сделан вывод, что характерный размер гало $h < 5$ кпс. Даже такой результат не кажется нам еще противоречащим моделям с гало. Главное же, заметное возрастание концентрации космических лучей (протонов и ядер с $E > 1$ Гэв/нуклон) представляется недоказанным, особенно в свете данных³⁹. Вообще, гамма-астрономические данные еще недостаточно точны и надежны для того, чтобы делать количественные выводы, касающиеся размеров гало.

В связи с обсуждением галактических моделей, описывающих распространение космических лучей, сделаем еще одно общее замечание. При выборе такой модели мы опирались в основном на картину «в большом», наблюдаемую в радиотелескоп. На космические лучи, исследуемые у Земли, эти результаты можно перенести только при дополнительных предположениях, а именно при наличии достаточно хорошего перемешивания и усреднения космических лучей в Галактике. В пользу такого предположения свидетельствуют плавность радиоизотоп (см., в частности, рис. 1—3), различные теоретические аргументы, а также высокая степень изотропии космических лучей. В самом деле, если бы в Солнечную систему космические лучи поступали лишь

из небольшой области или даже вдоль одной длинной «силовой трубки» магнитного поля, то естественно было бы ожидать значительной анизотропии. При наличии же перемешивания высокая степень изотропии космических лучей (при $E < 10^{15} - 10^{17}$ эв) вполне закономерна (см., например, ^{10, 15} *). Поэтому представляется весьма вероятным, что диффузионная галактическая модель с гало вполне пригодна не только при анализе радиоастрономических данных, но и в применении к расчетам характеристик всех компонент первичных космических лучей у Земли. Последнее все же не доказано, что находит отражение в обсуждении различных других моделей. Упомянем здесь о «закрытой» ⁵² и «полузакрытой» ⁵³ галактических моделях. Обе эти модели, как и однородную (leaky box) модель, мы считаем непоследовательными (или, во всяком случае, незавершенными) в связи с учетом требований, вытекающих из радиоастрономических наблюдений. Но, поскольку в ^{52, 53} делаются определенные предсказания, касающиеся первичных космических лучей у Земли, проверка этих предсказаний может быть только полезна. Однако даже согласие расчетов с экспериментом само по себе еще не докажет справедливости соответствующих моделей, поскольку те же выводы могут оказаться вытекающими и из диффузионных галактических моделей с гало, подобно тому, как это имеет место в случае однородной модели (см. ¹⁵).

Для прогресса исследований в области происхождения космических лучей и всей астрофизики высоких энергий весьма важно по возможности сузить класс возможных моделей. Мнение автора на этот счет ясно из всего вышеизложенного.

4. Об ускорении космических лучей в оболочках сверхновых звезд

Сверхновые, как источники космических лучей, привлекли к себе внимание ² из энергетических соображений и, во всяком случае, до появления астрономических данных, свидетельствующих в пользу генерации в сверхновых частиц высокой энергии. Обнаружение синхротронного радиоизлучения от оболочек сверхновых доказало, что подобная генерация и на самом деле происходит ⁸⁻¹⁰. Однако оставались, и в значительной мере остаются до сих пор, открытыми вопросы о механизмах генерации, а также об удельном весе сверхновых при генерации различных частиц, входящих в состав космических лучей во всем диапазоне энергий.

Ускорение частиц в сверхновых может происходить по крайней мере тремя путями, можно сказать, по трем каналам. Во-первых, при наличии в оболочке турбулентных движений (а они наблюдаются в оболочках) оказывается весьма эффективным ⁵⁴ статистический механизм ускорения Ферми (ускорение Ферми второго порядка) ³. Во-вторых, ускорение может происходить в ударной волне при самом взрыве сверхновой ⁵⁵. Наконец, в-третьих, после открытия в 1967—1968 гг. пульсаров стала обсуждаться возможность ускорения частиц вблизи пульсара или под влиянием его низкочастотного излучения. Современное состояние вопроса об ускорении в сверхновых освещено в докладе ⁵⁶, и здесь хотелось бы сделать в этой связи лишь несколько замечаний.

Спектр космических лучей является степенным ($I_{\text{ст}}(E) = KE^{-\gamma}$) с постоянным показателем $\gamma \approx 2,7$ в огромном интервале энергий от 10^{10} до 10^{15} эв. Трудно поверить в то, что подобный результат является случайным, и естественно полагать, что указанная форма спектра либо отражает какие-то общие особенности механизма ускорения, либо свидетельствует о наличии доминирующего источника (например, находящегося в галактическом центре); впрочем, если речь идет об источниках одного сорта (например, сверхновых II типа), то постоянство γ также легче объяснить, чем при предположении о действии самых различных источников. Хотя поставленная проблема давно обсуждается ^{10, 37, 56}, она, в общем, остается нерешенной и действительно принципиальной.

Мы не можем сказать того же в связи с обсуждением вопроса об адиабатических потерях энергии, могущих иметь место при расширении оболочек сверхновых. В литературе можно встретить утверждения о том, что адиабатические потери, заведомо существующие, заставляют заметно повысить энергетические требования к взрывам сверхновых и т. п. Между тем адиабатические потери в оболочках, эквивалентные Ферми-ускорению (замедлению) первого порядка, рассматривались уже весьма давно ⁵⁷ и, главное, могут быть преодолены на целом ряде путей. В простейшем варианте, обсуждавшемся в работе ⁵⁷, изменение энергии частицы в результате статистического ускорения и расширения определяется уравнением

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{\Delta E}{\tau} = \beta E \sim \left(u^2 - \frac{avVl}{r} \right) \frac{v}{lc^2} E, \quad (6)$$

* Характер магнитного поля вблизи Солнечной системы должен с этой точки зрения сказываться лишь на направлении, в котором интенсивность космических лучей максимальна.

где $\tau = l/v$ — время между соударениями частицы (ее скорость равна v) с рассеивающими (отражающими) облаками или филаментами (среднее расстояние между ними есть l), u и V — скорости соответственно хаотических и регулярных движений облаков, r — радиус оболочки и a — коэффициент порядка единицы. Уже из (6) ясно, что статистическое ускорение (для него $\beta = \beta_1 \sim u^2 v / lc^2$) вполне может превосходить адиабатическое замедление (при наличии только этого замедления $\beta = \beta_1 \sim -v^2 V / c^2 r$). В более сложных моделях имеется еще больше параметров и надежное выяснение знака β , т. е. темпов ускорения или замедления, весьма затруднительно: убедительно это можно сделать, только используя конкретные сведения для данной оболочки. Как подчеркивалось еще в работе⁵⁷, условия в оболочке Кассиопея А (Cas A) особенно благоприятны для ускорения даже в нашу эпоху (не говоря уже о более ранних стадиях). Современные данные и оценки⁵⁸ подтверждают этот вывод, причем и с учетом наблюдаемого падения потока радиоизлучения от оболочки. К сожалению, последний вывод в докладе⁵⁶ лишь упоминается (соответствующая работа еще не опубликована). Вместе с тем, уже из общих соображений ясно, что падение потока радиоизлучения возможно в принципе и в условиях продолжающегося ускорения электронов, не говоря уже о протонах и ядрах. К тому же в Cas A наблюдался⁵⁸ временный рост потока радиоизлучения, т. е. его монотонное падение вовсе не имеет места. Адиабатические потери могут быть не существенны также в моделях, рассмотренных в докладах^{59, 60}.

В общем, против предположения о доминирующей роли сверхновых как источников космических лучей нет никаких веских возражений, но говорить о доказательстве также нельзя. В этой связи отметим интересное замечание⁶¹ о необходимости учета дискретности источников космических лучей при вычислениях спектра электронов с достаточно высокой энергией; в результате может быть получено известное ограничение на количество активных источников космических лучей. Будут ли сверхновые удовлетворять соответствующему требованию, заранее, конечно, неясно.

5. Космические лучи со сверхвысокой энергией

Космические лучи со сверхвысокой энергией (сокращенно КЛВЭ; несколько условно принимают, что энергия КЛВЭ $E > 10^{17}$ эв) могут оказаться не так уж тесно связанными с основной частью космических лучей, наблюдаемых у Земли. Конкретно, не исключено, что речь идет об особой внегалактической компоненте. Так или иначе, изучение КЛВЭ составляет особую проблему. Современное ее состояние освещено в докладе⁶².

Считать галактическими КЛВЭ можно лишь в предположении о существовании протяженного гало с регулярным магнитным полем (точнее, с полем, обладающим регулярной составляющей). Кроме того, космические лучи с $E > (1-3) \cdot 10^{19}$ эв не могут быть протонами, а должны состоять из ядер со средним или большим атомным номером. Должна также наблюдаться определенная анизотропия. Если же КЛВЭ имеют внегалактическую природу, то источниками должны быть сверхновые или ядра сейфертовских галактик, находящиеся в местном сверхскоплении галактик (Local Supercluster). Возможна, конечно, и промежуточная ситуация, когда частицы с $10^{17} < E \leq 10^{19}$ эв образуются в Галактике, а при $E \gtrsim 10^{19}$ эв — вне ее. Подробнее излагать содержание доклада⁶¹ здесь нет оснований — нам хотелось лишь подчеркнуть выделенность вопроса о КЛВЭ. Это относится не только к происхождению КЛВЭ и их характеристикам, но и тому факту, что в обозримом будущем нет надежды получить такие частицы (или им эквивалентные при переходе в систему центра инерции) в лабораторных условиях.

6. Заключительные замечания

Несмотря на то, что эти дополнения по объему приближаются к самому докладу, нам удалось осветить лишь небольшую часть материала, обсуждавшегося на 15-й Международной конференции по космическим лучам. В частности, мы не касались довольно многочисленных новых данных о химическом и изотопном составе космических лучей, а также о спектре электронной компоненты*). Тем не менее, как можно надеяться, изложенный выше материал позволит читателям составить известное представление о состоянии проблемы происхождения космических лучей. Достаточно ясны также и задачи дальнейших исследований. Что же касается реальных перспектив их успешного решения, то нужно иметь в виду следующее. Хотя высотные баллоны все еще успешно применяются и будут применяться, в широком плане будущее при изучении первичных космических лучей, а также космического γ -излучения принадлежит спутни-

*) Удобнее всего, вероятно, познакомиться с результатами по соответствующим раппортерским докладам³⁸. Подчеркнем, что текстом этих докладов автор еще не располагает.

кам, причем нередко лишь весьма тяжелым. Планирование и осуществление таких экспериментов занимает многие годы. Немало времени нужно и для получения данных, а также их обработки. Поэтому лишь лет через десять можно надеяться в полной мере использовать материал, который будет получен для ряда планируемых сегодня экспериментов с использованием спутниковой аппаратуры следующего поколения. В результате, как можно думать, только «астрофизика высоких энергий 1990 г.» будет располагать довольно полными сведениями о всех компонентах космических лучей с энергией до 10^{12} — 10^{14} эв или до 10^{12} — 10^{13} эв/нуклон. Возникнут, конечно, и новые частные задачи, будут изучаться космические лучи со сверхвысокой энергией и т. д. Но в целом известный консерватизм тематики, если можно так выразиться, на ближайшее десятилетие представляется закономерным и понятным. Принципиально новое направление, рождение которого можно предвидеть, это нейтринная астрономия (разумеется, ведущиеся сейчас наблюдения потока солнечных нейтрино имеют выдающееся значение, но под рождением нейтринной астрономии мы понимаем получение положительных результатов — сведений о потоках нейтрино, а не только об их верхних пределах). Создание нейтринной станции АН СССР, осуществление проекта ДЮМАНД и некоторых других проектов позволит регистрировать космические нейтрино различного происхождения, в частности исходящие из оболочек сверхновых звезд^{63, 64}. Как в этом вопросе, так и в ряде других нейтринная астрономия непосредственно связана с проблемой происхождения космических лучей.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. I. V. D o r m a n, in: Proc. of 15th Intern. Conference on Cosmic Rays, 1977, OG-202 *).
2. W. B a a d e, F. Z w i c k y, Nat. Acad. Sci. USA 20, 259 (1934); Phys. Rev. 46, 76 (1934).
3. E. F e r m i, Phys. Rev. 75, 1169 (1949).
4. Selected Papers on Cosmic Ray Origin Theories, Ed. S. Rosen, N.Y., Dover Publ., 1969.
5. H. A l f v e n, N. H e r l o f s o n, Phys. Rev. 78, 616 (1950).
6. K. O. K i e p e r h e u e r, *ibid.* 79, 738.
7. В. Л. Г и н з б у р г, ДАН СССР 76, 377 (1951).
8. В. Л. Г и н з б у р г, УФН 51, 343 (1953); Fortschr. Phys. 1, 659 (1954); см. также Nuovo Cimento Suppl. 3, 38 (1956); Progr. Elem. Part. and Cosmic Ray Phys. 4, 339 (1958).
9. И. С. Ш к л о в с к и й, Космическое радиоизлучение, М., Гостехиздат 1956; Cosmic Radio Waves, Harvard, Univ. Press, 1960.
10. В. Л. Г и н з б у р г, С. И. С ы р о в а т с к и й, Происхождение космических лучей, М., Изд-во АН СССР, 1963; Origin of Cosmic Rays, Lond., Pergamon Press, 1964.
11. Phil. Trans. Roy. Soc. A277, 317 (1975).
12. С. Х а й а к а в а, Физика космических лучей, ч. 2, М., «Мир», 1974.
13. R. R. D a n i e l, S. A. S t e p h e n s, Space Sci. Rev. 17, 45 (1975).
14. A. W. H i l l i a s, Phys. Rept. (Phys. Lett. C) 20, 59 (1975).
15. В. Л. Г и н з б у р г, В. С. П т у с к и н, УФН 117, 585 (1975) (Sov. Phys.-Uspekhi 18, 931 (1976)); Rev. Mod. Phys. 48, 161, 675 (1976).
16. Gamma-ray Astrophysics, Ed. F. W. Stecker and J. T. Trombka NASA, Washington, 1973.
17. The Structure and Content of the Galaxy and Galactic Gamma-rays. Proc. of the Conference at Greenbelt., USA, 1976.
18. G. R. B u r b i d g e, Phil. Trans. Roy. Soc. A277, 481 (1975).
19. V. L. G i n z b u r g, *ibid.*, p. 463.
20. E. N. P a r k e r, Astrophys. and Space Sci. 24, 279 (1973); см. также сборник 17, p. 320.
21. V. L. G i n z b u r g, Nature (Phys. Sci.) 239, 8 (1972).
22. D. D o d d s, A. W. S t r o n g, A. V. W o l f e n d a l e, Mon. Not. RAS 171, 569 (1975).
23. F. W. S t e c k e r, Astrophys. J. 212, 60 (1977).
24. J. E. B a l d w i n, цит. в ¹⁷ сборник, p. 206.

*) Ссылки типа OG-202 означают, что речь идет о докладе OG-202 в трудах XV Международной конференции по космическим лучам (см. ссылку³⁸), причем посвященные происхождению космических лучей (OG) доклады составляют содержание томов 1 и 2 этих трудов.

25. а) S. V. Bulanov, V. A. Dogel, S. I. Syrovatskii, Косм. исслед. (Cosmic Studies) 13, 787 (1975); б) Proc. of 14th Intern. Conference on Cosmic Rays, v. 2, Munich, 1975, p. 100.
26. S. V. Bulanov, V. A. Dogel, S. I. Syrovatskii, Astrophys. and Space Sci. 44, 267 (1976).
27. A. Webster, Mon. Not. RAS 171, 243 (1975).
28. а) R. D. Ekers, R. Sancisi, Astronomy and Astrophys. 54, 973 (1977). б) R. J. Allen, J. E. Baldwin, R. Sancisi, ibid. 1977.
29. V. L. Ginzburg, V. S. Ptuskin, цит. в ³⁸ сборник.
30. V. L. Prisher, V. S. Ptuskin, Ya. M. Khazan, цит. в ³⁸ сборнике v. 2, 695, OG-180.
31. M. Garcia-Munoz, G. M. Mason, J. A. Simpson, Astrophys. J. (Lett.) 201, L141, L145 (1975).
32. P. A. Hagen, A. J. Fisher, J. F. Ormes, Astrophys. J. 212, 262 (1977).
33. V. L. Ginzburg, S. I. Syrovatskii, in: Proc. of 10th Intern. Conference on Cosmic Rays, pt. A, Calgary, Canada, 1967, p. 48; см. также: V. L. Ginzburg, The Origin of Cosmic Rays, N.Y., Gordon and Breach, 1969.
34. V. S. Ptuskin, Ya. M. Khazan, цит. в ³⁸ сборник, OG-115.
35. L. I. Dorman, Cosmic Rays, Amsterdam, North-Holland, 1974; Л. И. Дорман, Экспериментальные и теоретические основы астрофизики и космических лучей, М., «Наука», 1975.
36. G. D. Badwar, S. A. Stephens, Astrophys. J. 212, 494 (1977).
37. V. L. Ginzburg, S. I. Syrovatskii, Astrophys. and Space Sci. 4, 442 (1968).

ЛИТЕРАТУРА К ДОПОЛНЕНИЯМ

38. 15th International on Cosmic Rays Conference. Conference papers, Plovdiv, Bulgaria, August 13—26, 1977; ниже цитируется как ³⁸, причем индекс OG указывает на соответствующий доклад в томах 1 и 2, а индекс IRP — на приглашенный или раппортерский доклад (вероятно, эти доклады составят содержание т. 11).
39. Proc. 12th ESLAB Symposium on Astronomy (Recent Advances in Gamma-ray Astronomy), Frascati, Italy, 1977.
40. K. Pinkau, Cosmic Gamma-rays, цит. в ³⁸ сборник, IRP.
41. D. M. Worrall, A. W. Strong, Astronomy and Astrophys. 57, 229 (1977).
42. R. Schlickeiser, K. O. Thielheim, Astrophys. and Space Sci. 47, 415 (1977).
43. A. W. Strong, A. W. Wolfendale, K. Bennett, R. D. Wills, цит. в ³⁹ сборник, p. 167.
44. G. A. Tammann, in: Eighth Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, 1977.
45. R. Wielebinski, A. von Kapherr, Astronomy and Astrophys. 59, L17 (1977).
46. A. W. Strong, Mon. Not. RAS 181, 311 (1977).
47. M. Garcia-Munoz, G. M. Mason, J. A. Simpson, Astrophys. J. 217, 859 (1977); см. также ³⁸, OG-83.
48. J. J. Quenby, Modulation Theory, цит. в ³⁸ сборник, IRP.
49. V. S. Ptuskin, ibid., OG-179.
50. A. J. Owens, J. R. Jokipii, Astrophys. J. 215, 677, 685 (1977).
51. F. W. Stecker, F. C. Jones, ibid. 217, 843 (1977); цит. в ³⁸ сборник, OG-171.
52. B. Peters, N. J. Westergaard, Astrophys. and Space Sci. 48, 21 (1977); см. также ³⁸, OG-110.
53. M. M. Shapiro, R. Silberberg, ibid., OG-169.
54. В. Л. Гинзбург, ДАН СССР 92, 727 (1953); см. также ⁴.
55. S. A. Colgate, M. H. Johnson, Phys. Rev. Lett. 5, 235 (1960).
56. R. A. Chevalier, Cosmic-ray Acceleration in Supernova Remnants, цит. в ³⁸ сборник, IRP.
57. В. Л. Гинзбург, С. Б. Пикельнер, И. С. Шкловский, Астрон. ж. 32, 503 (1955); 33, 447 (1956).
58. А. П. Барабанов, В. П. Иванов, К. С. Станкевич, В. А. Торхов, Письма Астрон. ж. 3, 302, 349 (1977).
59. P. L. Read, Mon. Not. RAS 178, 259; 181; 63 (1977). A. R. Bell, ibid. 179, 573.
60. V. S. Berezhinsky, O. F. Prilutsky, цит. в ³⁸ сборник, OG-127.
61. S. J. Schwartz, J. Skilling, ibid., OG-124, OG-125.
62. R. Cowshik, M. A. Lee, ibid., OG-123.
63. V. S. Berezhinsky, The Origin of Ultra High Energy Cosmic Rays, ibid., IRP.
64. В. С. Березинский, Г. Т. Зацепин, УФН 122, 3 (1977).
65. M. M. Shapiro, R. Silberberg, цит. в ³⁸ сборник, OG-124, OG-122.
66. B. A. Cooke, A. Lawrence, G. C. Perola, Mon. Not. RAS (1978).