

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

НОЯБРЬ, 1973

ВЫПУСК 4

НЕКОТОРЫЕ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ АСПЕКТЫ ТЕОРИИ ДОЗВЕЗДНЫХ ТЕЛ

Ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН

Поступила 3 августа 1973

Высказывается предположение, что распад дозвездного вещества, ответственного, согласно В. А. Амбарцумяну, за наблюдаемые проявления активности галактических ядер, может сопровождаться превращением элементарных частиц, в частности распадом π^0 мезонов на γ -кванты. Обсуждаются наблюдательные аспекты этой гипотезы. Показано, что образовавшиеся γ -кванты могут быть причиной наблюдаемого в ядрах сейфертовских галактик инфракрасного излучения. Оценивается ожидаемый поток γ -квантов.

После открытия В. А. Амбарцумяном явления активности ядер галактик им были выдвинуты и обоснованы новые представления о природе этой активности [1]. Согласно этим представлениям, в ядрах галактик содержится плотное вещество в форме, которая неизвестна современной физике, способное к взрывному выделению огромной энергии, что проявляется в радиоизлучении радиогалактик и квазаров, в ультрафиолетовом нетепловом излучении в эмиссии в линиях водорода и в запрещенных линиях, в выбросах из ядер целых галактик или же сравнительно небольших масс. В последующие годы предпринимались попытки связать дозвездное вещество с некоторыми конкретными физическими явлениями, например, отождествить его с задержавшимися в космологическом расширении частями фридмановского мира, или же с областями, в которых происходит рождение барионов. Следует признать, однако, что все эти модели весьма далеки еще от объяснения всего комплекса явлений, связанных, согласно теории В. А. Амбарцумяна, с дозвездным веществом. Надо думать, что вопрос о существовании и свойствах дозвездного вещества скорее всего будет решен астрономическими наблюдениями.

В этом отношении наиболее интересными объектами представляются обнаруженные в последние годы компактные источники видимого, инфракрасного и радиоизлучений. Здесь ситуация складывается таким образом, что чем меньше область генерации излучения, тем меньше остается возможностей объяснить это излучение известными в настоящее время механизмами. С другой стороны, согласно В. А. Амбарцумяну, характерным свойством дозвездного вещества является способность к освобождению большого количества энергии в исключительно малом объеме. В какой форме освобождается эта энергия — неизвестно. Однако, если принять точку зрения В. А. Амбарцумяна, что дозвездное вещество ответственно за генерацию релятивистских частиц в радиогалактиках и квазарах, то естественно предположить, что релятивистские частицы образуются непосредственно при распаде дозвездного вещества. Такое предположение приводит к представлению о том, что при распаде дозвездного вещества могут иметь место превращения элементарных частиц и что в этих процессах кроме частиц высоких энергий могут появляться также γ -кванты, например, при распаде π^0 -мезонов. Конечно, такие соображения носят слишком общий характер, поэтому предположение о появлении γ -квантов при распаде дозвездного вещества является не более, чем рабочей гипотезой, которая, однако, может оказаться полезной для выяснения вопроса о существовании и свойствах дозвездного вещества.

Итак, предположим, что при распаде дозвездного вещества образовались γ -кванты с энергией ~ 70 Мэв, что соответствует распаду π^0 -мезонов. Поглощение таких γ -квантов определяется в основном процессом образования электронно-позитронных пар. Вероятность этого процесса выражается следующим образом [2]:

$$p_1 \approx 1 - \exp[-10^{-26} r n], \quad (1)$$

где r — расстояние, n — плотность атомов водорода или протонов.

С помощью (1) нетрудно убедиться, что поглощение γ -квантов в межзвездной или межгалактической среде незначительно. Однако вокруг дозвездных тел могут существовать плотные газовые оболочки, способные к эффективному поглощению γ -квантов. Попытаемся сопоставить с этими оболочками газовые конденсации, наблюдаемые в ядрах галактик [3]. Наблюдаются, в частности, конденсации, для которых из наблюдений определяется величина $n^2 r^3$, оказывающаяся порядка 10^{65} см^{-3} . Кроме этого, из наблюдений спектров этих конденсаций известно, что в них $n > 10^7 \text{ см}^{-3}$. С другой стороны, из того факта, что в этих конденсациях наблюдаются эмиссионные линии водорода, можно сделать вывод, что их оптическая толща в непрерыв-

ном спектре $\tau < 1$. Принимая для коэффициента поглощения, согласно [4], выражение

$$\alpha_\nu = 4.1 \cdot 10^{-23} \frac{n^2}{T^{7/2} \left(\frac{h\nu}{kT} \right)^2} \text{ см}^{-1} \quad (2)$$

и полагая $T = 10^4$ °К, получим следующее условие:

$$n^2 r \lesssim 10^{37} \text{ см}^{-5}. \quad (3)$$

Из этого неравенства, используя приведенное выше значение $n^2 r^3$, получим:

$$r \gtrsim 10^{14} \text{ см}, \quad (4)$$

$$n \lesssim 10^{12} \text{ см}^{-3}. \quad (5)$$

Таким образом,

$$10^7 \lesssim n \lesssim 10^{12}. \quad (6)$$

Соответствующее значение p_γ :

$$10^{-2} \leq p_\gamma \leq 0.5. \quad (7)$$

Следовательно, если рассматриваемые области и являются газовыми оболочками дозвездных тел, то они способны поглощать от одного до нескольких десятков процентов γ -излучения. Конечно, нельзя исключить возможность того, что дозвездные тела окружены ненаблюдаемой газовой оболочкой, например, слишком плотной для того, чтобы излучать эмиссионные линии. Можно показать, что такая ненаблюдаемая оболочка, находящаяся в стационарном состоянии, может поглощать γ -кванты существенно эффективней, чем оболочка, излучающая эмиссионные линии. Действительно, применяя теорему вириала, в случае однородного распределения массы внутри сферы радиуса r , получим:

$$\frac{M + 2m}{r} = \frac{4\bar{v}^2}{3g}, \quad (8)$$

где M — масса оболочки, m — масса дозвездного тела, \bar{v}^2 — среднее значение квадрата скорости газа в оболочке, g — гравитационная постоянная.

Из (8) следует, что

$$0 \leq M \leq \frac{4\bar{v}^2}{3g} r. \quad (9)$$

Или, что

$$0 \leq nr \leq \frac{\bar{v}^3}{\pi g m_H} \frac{1}{r} \quad (10)$$

Полагая, что газовая оболочка дозвездного тела, находящегося в активном состоянии, должна характеризоваться большой кинетической энергией турбулентного движения, например, $\sqrt{\bar{v}^2} \approx 10^8$ см/сек, получим:

$$0 \leq nr \leq \frac{3 \cdot 10^{47}}{r} \quad (11)$$

Таким образом, величина p_1 может достигать в этом случае существенно больших значений. Например, для $r \approx 10^{17}$ см из (11) получаем, что величина nr может достигать значения $3 \cdot 10^{30}$ см⁻². В такой оболочке γ -кванты будут практически полностью перерабатываться в электронно-позитронные пары.

Образовавшиеся электроны, значительная часть которых имеет энергию порядка нескольких десятков Мэв, будут терять эту энергию в ионизационном, тормозном, магнитотормозном и комптоновском процессах. Соответствующие потери выражаются следующими формулами, справедливыми по порядку величин [5]:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_i \approx 10^{-7} n \text{ эв/сек}, \quad (12)$$

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_r \approx 10^{-7} n \text{ эв/сек}, \quad (13)$$

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{m_1} \approx 10 H_{\perp}^2 \text{ эв/сек}, \quad (14)$$

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_k \approx 10^{-9} \omega_{\phi} \text{ эв/сек}. \quad (15)$$

Для того, чтобы сравнить ионизационные и радиационные потери с магнитотормозными, предположим, что в газовой оболочке дозвездного тела имеет место равенство кинетической и магнитной энергий:

$$\frac{nm_H \bar{v}^2}{2} = \frac{H^2}{8\pi} \quad (16)$$

Отсюда, при $V \sqrt{v^2} \sim 10^6$ см/сек получаем:

$$H_{\perp} \approx 10^{-4} n^{1/2}. \quad (17)$$

Другую, по-видимому, верхнюю оценку величины магнитного поля получим в предположении, что магнитное поле галактик генерируется в их ядрах [6]. Полагая, по аналогии с нашей Галактикой, среднее значение напряженности магнитного поля в галактиках порядка 10^{-6} зс, а размеры ядра — порядка одного парсека, из условия сохранения магнитного потока найдем величину напряженности магнитного поля ядра

$$H_{\perp} \approx 10^3 \text{ зс}. \quad (18)$$

Учитывая эти оценки, положим:

$$0.1 \leq H \leq 10^3. \quad (19)$$

При этих значениях напряженности магнитного поля, как нетрудно видеть из (12), (13) и (14), магнитотормозные потери будут преобладать над тормозными и ионизационными. Частота магнитотормозного излучения электронов с энергией несколько десятков $Mэв$ в таком магнитном поле равна

$$\omega \approx 3 \cdot 10^7 H_{\perp} E_{Mэв}^2 \approx 10^{11} H_{\perp} \approx 10^{10} - 10^{14} \text{ ц}. \quad (20)$$

Таким образом, магнитотормозное излучение при довольно широких допущениях относительно величины магнитного поля ограничено диапазоном от инфракрасного до сантиметрового. Следовательно, если распад дозвездного вещества действительно сопровождается появлением γ -квантов, то возможны два случая:

1. Газовая оболочка вокруг дозвездного тела в достаточной степени прозрачна для γ -излучения и последнее может непосредственно наблюдаться.

2. Если газовая оболочка непрозрачна для γ -квантов, то может наблюдаться магнитотормозное излучение в инфракрасном или радиодиапазонах. Возможен и промежуточный случай, когда можно ожидать как γ -излучение, так и магнитотормозное излучение в инфракрасном или коротковолновом радиодиапазонах.

Максимальная мощность синхротронного излучения определяется комптоновским рассеянием и синхротронной реабсорбцией. Согласно теории синхротронной реабсорбции,

$$P_{\max} \approx 10^{-29} H_{\perp}^{-1/2} r_{\max}^{5/2} \Delta\omega. \quad (21)$$

Подставляя в (21) выражение для H_{\perp} из (20), получим

$$P_{\max} \approx 3 \cdot 10^{-24} r^2 \omega_{\max}^{5/2} \Delta\omega. \quad (22)$$

Комптоновские потери энергии электронов сравниваются с магнитотормозными, если [5]

$$P \approx 4\pi r^2 \text{ch } \omega \cdot 10^{10} H^2 \approx 4\pi r^2 \text{ch} \cdot 10^{-12} \omega^3. \quad (23)$$

При этом комптоновское рассеяние испытывают примерно $(E/mc^2)^{-2} \approx \approx 10^{-4}$ магнитотормозных квантов. Из условия, что число рассеянных квантов не превосходит число магнитотормозных квантов, появившихся за то же время, получаем

$$P \leq 4 \cdot 10^{-8} \pi \text{ch } r^2 \omega^3 \approx 3 \cdot 10^{-23} r^2 \omega^3. \quad (24)$$

Сравнение (22) и (24) показывает, что максимальная мощность магнитотормозного излучения определяется в данном случае синхротронной реабсорбцией. Из (22) получается, что при $r = 10^{16}$ см имеем $P_{\max} \approx 10^{17}$ эрг/сек, если максимум излучения приходится на инфракрасный диапазон ($\omega_{\max} \approx \Delta\omega \approx 10^{13}$ ц) и $P_{\max} \approx 10^{36}$ эрг/сек, если максимум — в сантиметровом радиодиапазоне. Это вполне согласуется с наблюдениями, показывающими, что мощность излучения сейфертовских галактик в инфракрасном диапазоне превосходит мощность их как радио, так и оптического излучений.

Полученное здесь предельное значение мощности инфракрасного излучения показывает, что рассматриваемый механизм вполне может обеспечить наблюдаемые инфракрасные светимости галактик [7]. Характер наблюдаемых инфракрасных спектров также качественно согласуется с монохроматичностью исходных γ -квантов.

С другой стороны, может показаться, что предположение о генерации γ -квантов является излишним, и можно допустить, что генерация электронов высокой энергии является непосредственным результатом распада дозвездного вещества. Однако при этом инфракрасные светимости оказываются явно слабее наблюдаемых. Действительно, время жизни электронов, определяемое магнитотормозными потерями, можно подсчитать по формуле:

$$t_{1,2} = 4 \cdot 10^{14} H^{-2} E_{\text{эл}}^{-1}. \quad (25)$$

Для электронов с энергией несколько десятков $M\text{эв}$, в магнитном поле, напряженность которого определяется выражением (20), время жизни оказывается порядка 10^3 сек. За это время релятивистские электроны распространятся в области размером 10^{13} см. Согласно (22), предельное значение мощности магнитотормозного излучения при этом

получается равным $3 \cdot 10^{41}$ эрг/сек, что явно недостаточно для объяснения всего диапазона наблюдаемых инфракрасных светимостей галактик. Конечно, можно предположить, что наблюдаемые инфракрасные светимости галактик обеспечиваются одновременным излучением большого количества источников [8]. Однако такое предположение противоречит данным радиоастрономии, согласно которым выброс таких облаков релятивистских частиц — довольно редкое явление. Кроме того, это предположение никак не объясняет наблюдаемую крутизну спектров инфракрасного излучения галактик. Все это свидетельствует в пользу предположения о наличии γ -излучения в активных галактических ядрах. Весьма существенно, что из наблюдений магнитотормозного излучения при этом оказывается возможным оценить мощность γ -излучения. Действительно, из (1) и (2) нетрудно получить выражение для вероятности поглощения γ -кванта:

$$p_{\gamma} = 1 - \exp \left[10^{-15} T^{7/4} \left(\frac{h\omega_0}{kT} \right) r^{1,2} \right], \quad (26)$$

где ω_0 — частота тормозного завала в синхротронном спектре.

Из соотношения (26) получается условие прозрачности синхротронного источника для γ -излучения:

$$r \leq 10^{30} T^{-7,2} \left(\frac{h\omega_0}{kT} \right)^{-2}. \quad (27)$$

Из (27) следует, что наблюдаемые в ядрах галактик инфракрасные источники, прозрачные в инфракрасном диапазоне, будут непрозрачными для γ -квантов лишь в том случае, если $T \geq 10^6$ К.

Рассмотрим теперь влияние комптоновского рассеяния. В результате рассеяния релятивистских электронов на магнитотормозных квантах энергия квантов увеличивается в среднем в $(E/m_e c^2)^2$ раз. В случае инфракрасных магнитотормозных квантов возникает при этом мягкое рентгеновское излучение. Эффективное сечение для поглощения таких квантов с энергией E дается выражением [9]:

$$\sigma(E) = \left[0.84 + 21.4 \frac{n(He)}{n(H)} \right] \cdot 10^{-25} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-3,2} \text{ см}^2, \quad (28)$$

где $E_0 = 0.28$ кэв, $n(He)/n(H)$ — содержание He по отношению к водороду.

Из (28) следует, что для квантов с $\lambda = 10$ А эффективное сечение σ оказывается порядка $5 \cdot 10^{-23}$ см². Пробег таких квантов в газе с плотностью атомов n составляет

$$l \approx \frac{1}{n\sigma} = \frac{2 \cdot 10^{25}}{n}. \quad (29)$$

В случае, когда толщина оболочки для γ -квантов порядка единицы, то есть когда $rl \approx 10^{20}$, из (29) следует, что $l/r \sim 10^{-4}$. Это значит, что из области генерации выходит примерно 10^{-4} рентгеновских квантов. Это излучение может быть причиной наблюдаемой в ядрах сейфертовских галактик ионизации газа. В частности, при $n = 10^3 \text{ см}^{-3}$ будет ионизована область размером $\sim 10^{19} \text{ см}$, что вполне согласуется с наблюдательными данными [3].

В заключение кратко резюмируем содержание работы.

1. Высказывается предположение, что распад дозвездного вещества, ответственного, согласно В. А. Амбарцумяну, за наблюдаемые проявления активности галактических ядер, сопровождается превращением элементарных частиц и, в частности, π^0 -мезонов, распадающихся на два γ -кванта.

2. Образовавшиеся γ -кванты могут достигнуть Земли, или поглотиться в газовой оболочке дозвездного тела, если такая оболочка существует и имеет достаточную плотность и протяженность.

3. Поглощение γ -квантов в газовой оболочке дозвездного тела приводит к появлению релятивистских электронов.

4. Образовавшиеся электроны излучают главным образом магнитотормозным механизмом.

5. Магнитотормозное излучение сосредоточено в диапазоне от инфракрасного до сантиметрового.

6. Наибольшая мощность магнитотормозного излучения достигается в инфракрасном диапазоне.

7. В результате комптоновского рассеяния релятивистских электронов на магнитотормозных квантах возникает мягкое рентгеновское излучение, ионизирующее газ в ядре галактики.

8. Если наблюдаемое в ядрах галактик инфракрасное излучение обязано своим возникновением рассмотренному механизму, то мощность γ -излучения галактического ядра может быть рассчитана на основе инфракрасного спектра.

В заключение приношу благодарность академику В. А. Амбарцумяну и доктору физ.-мат. наук Г. М. Мурадян за обсуждения, нашедшие отражение в настоящей работе.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

SOME OBSERVATIONAL ASPECTS OF THE
PRESTELLAR MATTER THEORY

Yu. K. MELIK-ALAVERDIAN

It is suggested that the decay of a prestellar matter, which according to Ambartsumian is responsible for the activity of galactic nuclei, may be accompanied by the conversion of elementary particles particularly, by the decay of mezones to γ -quantums. The observational aspects of this hypothesis are discussed. It is shown that the originated γ -quantums may cause the infrared emission observed in the nuclei of Seyfert galaxies. The expected flux of γ -quantums is estimated.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Изв. АН Арм.ССР, сер. физ.-мат. наук, 11, № 5, 9, 1958.
2. С. Э. Беленький, Лавинные процессы в космических лучах, Физматгиз, М., 1948.
3. Э. А. Дибай, В. И. Проник, Астрон. ж., 44, 952, 1967.
4. Д. Мензел, Л. Аллер, В сб. "Физические процессы в газовых туманностях", ИЛ М., 1948, стр. 113.
5. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей, Физматгиз, М., 1963.
6. Космическая газодинамика, ред. Х. Дж. Хабинг, ИЛ, М., 1972.
7. F. J. Low, Infrared emission of galaxies, Pontif. acad. sci. ser. varia, 35, 195, 1971.
8. И. С. Шкловский, Астрон. ж., 47, 742, 1970.
9. R. J. Gould, Proc. R. Soc. London, A., 313, 349, 1969.