

О предельной энергии космических лучей, генерируемых в оболочках сверхновых

Г. Н. Кичигин¹⁾

Институт солнечно-земной физики Сибирского отд. РАН, 664033 Иркутск, Россия

Поступила в редакцию 1 февраля 2008 г.

После переработки 26 февраля 2008 г.

На основе серфотронного механизма ускорения заряженных частиц показано, что предельная энергия космических лучей (КЛ), ускоренных в оболочке сверхновой, определяется радиусом оболочки и межзвездным магнитным полем. Для типичных значений магнитного поля в окрестности сверхновой и радиуса наблюдаемых оболочек предельная энергия КЛ, ускоренных в ударной волне сверхновой, не превышает 10^{17} эВ.

PACS: 98.70.Sa

В настоящее время происхождение космических лучей (КЛ) связывают с остатками сверхновых (ОСН) [1–4] – взорвавшихся звезд, продукты взрыва которых расширяются с большой скоростью в межзвездную среду в присутствии магнитного поля. Привлечение сверхновых для решения проблемы генерации КЛ обусловлено тем, что, во-первых, выделяемая при взрыве сверхновой энергия такова, что даже небольшой ее части (несколько процентов) достаточно для того, чтобы удовлетворительно объяснить энергетику наблюдаемых галактических КЛ. Во-вторых, общепринято, что источником КЛ служит мощная ударная волна, образующаяся на переднем фронте ОСН. Механизм ускорения заряженных частиц при этом связан с длительным удержанием их в окрестности ударного фронта ОСН. Самый разработанный и общеизвестный – это механизм ускорения Крымского (диффузионный или регулярный) [1–6]. В последнее время в качестве эффективного механизма генерации энергичных частиц в ударном фронте бесстолкновительных ударных волн привлекают еще так называемый серфотронный механизм ускорения – серфинг [7–12].

В предлагаемой заметке мы на основе серфинга покажем, что энергия КЛ, генерируемая в ОСН, принципиально не может быть больше некоторой предельной величины, определяемой радиусом оболочки сверхновой и величиной регулярного магнитного поля межзвездной среды. Для доказательства этого утверждения мы используем упрощенную модель, которая в общих чертах близка к реальной. В рамках рассматриваемой простейшей модели полага-

ем: 1) оболочка сверхновой представляется идеальной сферой, которая расширяется со скоростью $v(t)$, 2) окружающее оболочку магнитное поле межзвездной среды постоянно и однородно с величиной B . Как известно [7–9], при серфинге ускорению подвергаются только те ионы, которые движутся вместе с волной, то есть захваченные ионы, а эффективность серфинга максимальна при условии распространения фронта волны строго поперек магнитного поля. Учитывая это, проанализируем движение ионов в ударной волне, которую рассмотрим в плоскости, проходящей через центр сферы и перпендикулярной вектору магнитного поля.

В выбранной геометрии ударный фронт будет иметь форму окружности с радиусом $r(t)$, равным радиусу оболочки. В такой постановке ударную волну можно классифицировать как перпендикулярную магнитозвуковую, которая, кроме скачков гидродинамических величин во фронте, характеризуется еще и положительным скачком потенциала [7–11] и, как следствие этого, наличием во фронте радиального электрического поля $E(r)$, амплитудное значение которого считаем равным E_A . Мы положим, что соблюдается условие $E_A > B$, при котором ионы оказываются “вечно” захваченными в ударном фронте [7–10, 12]. “Вечный” захват возможен как результат равновесия трех сил действующих на частицу в радиальном направлении [13]. Из этих трех сил сила, действующая со стороны электрического поля, $qE(r)$, и центробежная сила направлены радиально от центра сферы. Их уравнивает направленная к центру сферы сила $qBv_\varphi/c \simeq qB$, где c – скорость света, q – заряд иона, v_φ – азимутальная скорость частицы, которая на релятивистской стадии близка к скорости света c .

¹⁾e-mail: king@iszf.irk.ru

Итак, ион при серфинге электромагнитными силами прочно удерживается во фронте, то есть перемещается строго вместе с ним со скоростью $v \ll c$, при этом он движется по окружности со скоростью $v_\varphi \simeq c$. В этом идеальном приближении ион приобретает энергию, ускоряясь в азимутальном электрическом поле $E_\varphi = vB/c$. Так как ударный фронт по сравнению с радиусом ОСН имеет бесконечно малую ширину, то можно считать, что r – это одновременно и координата рассматриваемого нами захваченного волной иона и координата ударного фронта и радиус оболочки.

Энергию, приобретаемую ионом, найдем с помощью формулы $mc^2 d\gamma/dt = qv(t)Bv_\varphi/c$, где m – масса покоя иона, γ – безразмерная полная энергия частицы. Полагая на релятивистской стадии ускорения $v_\varphi \simeq c$, получим оценку $\gamma \simeq \omega_B \int v(t)dt/c = \omega_B r/c$, где $\omega_B = qB/mc$ – ларморовская частота вращения иона в магнитном поле (нерелятивистская). В результате мы видим, что энергия иона $\mathcal{E} = mc^2 \gamma$ на единицу заряда отображается формулой $\mathcal{E}/q = Br$, откуда следует, что она в каждый момент времени определяется величиной регулярного магнитного поля межзвездной среды и радиусом ОСН. Интересно отметить, что приведенное соотношение совпадает с формулой для определения ларморовского радиуса движущейся поперек магнитного поля с величиной B релятивистской частицы, имеющей заряд q и энергию \mathcal{E} .

Значение магнитного поля в межзвездной среде $B \sim 10^{-6}$ Э. Типичные значения величины радиуса большинства наблюдаемых ОСН $r \sim 10$ пс. Учитывая это, получим оценку энергии для протонов максимум $\mathcal{E} \sim 10^{17}$ эВ. Так как мы выбрали самые оптимальные условия для ускорения ионов, то эта оценка определяет предельную величину энергии для частиц, ускоряемых в ОСН. По нашему мнению – это принципиальное ограничение. При серфинге темп ускорения очень высок, $d\mathcal{E}/dt = qvB$. К примеру, он существенно выше, чем в механизме Крымского, поэтому можно достаточно уверенно утверждать, что другие механизмы ускорения не смогут обеспечить получение энергий, больших найденных нами. Приведенные в данной заметке простые оценки согласуются с предельными значениями энергии в ОСН, полученными из сложных и подробных как аналитических, так и машинных расчетов [2–4].

Рассмотрим вопрос о потерях энергии частиц в процессе ускорения. Из-за вращения частиц в магнитном поле возникнут самые опасные в данном случае потери за счет синхротронного излучения. Покажем, что синхротронные потери энергии частиц

в рассматриваемом нами случае пренебрежимо малы. Для этого сравним отношение мощности излучения $\gamma^2 [q^2/mc^2]^2 cB^2$ к темпу ускорения частиц qvB и в итоге получим величину этого отношения в виде $c\gamma^2 B/vE_e$, где $E_e = q/r_o^2$ – электрическое поле точечного заряда q на расстоянии от него, равном классическому радиусу $r_o = q^2/mc^2$. Подставляя значения $B \sim 10^{-6}$ Э и $c/v \sim 10^2$, получим оценку $c\gamma^2 B/vE_e \sim (\gamma/10^{13})^2$, откуда видно, что излучение начинает влиять на процесс ускорения протонов при энергиях более чем 10^{22} эВ. Таким образом, синхротронными потерями при серфинге в ОСН можно пренебречь.

Основной вывод, который следует из полученных оценок, заключается в том, что в ударной волне наблюдаемых ОСН ионы принципиально не могут получить энергию на единицу заряда больше чем 10^{17} эВ. Для объяснения наличия в КЛ частиц с энергией больше, чем 10^{17} эВ/заряд, необходимо привлекать другие источники генерации энергичных частиц. Наиболее подходящими источниками могут быть ультрарелятивистские нелинейные или ударные волны. Это может быть ударная волна в замагниченной плазме, возбуждаемая релятивистским джетом [14], или мощная плазменная волна [15–17], бегущая поперек слабого магнитного поля (верхнегибридная ветка) [18]. В этом случае предельная энергия КЛ увеличивается на лоренцовский множитель $(1 - v^2/c^2)^{-1/2} \gg 1$ [9, 19] и может достигать значений 10^{20} эВ [9, 15], то есть предельных энергий КЛ, наблюдаемых на Земле.

1. В. С. Березинский, С. В. Буланов В. Л. Гинзбург и др., *Астрофизика космических лучей*, Под ред. В. Л. Гинзбурга, М.: Наука, 1984.
2. Е. Г. Бережко, Г. Ф. Крымский, УФН **154**, 49 (1988).
3. Е. Г. Бережко, В. К. Елшин, Г. Ф. Крымский, С. И. Петухов, *Генерация космических лучей ударными волнами*, Новосибирск: Наука, Сиб. отделение, 1988.
4. Е. Г. Бережко, Л. Т. Ксенофонтов, ЖЭТФ **116**, 737 (1999).
5. Г. Ф. Крымский, ДАН СССР **234**, 1306 (1977).
6. W. I. Axford, E. Leer, and G. Skadron, *Proc. 15-th ICRC*, Plovdiv **11**, 132 (1977).
7. Г. Н. Кичигин, ЖЭТФ **101**, 1487 (1992).
8. Г. Н. Кичигин, ЖЭТФ **108**, 1342 (1995).
9. Г. Н. Кичигин, ЖЭТФ **119**, 1038 (2001).
10. Г. Н. Кичигин, ДАН **392**, 470 (2003).
11. Р. З. Сагдеев, *Вопросы теории плазмы*, вып.4, М.: Атомиздат, 1964.
12. J. M. Dawson and T. Katsouleas, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 392 (1983).

13. С. В. Буланов, А. С. Сахаров, *Физика плазмы* **26**, 1074 (2000).
14. *Relativistic Jets in AGNs*, Proc. of the Intern. Conf. Cracow, May 27-30, Eds. M. Ostrowski, M. Sikora, G. Madejski, and M. Begelman, 1997.
15. Н. С. Ерохин, С. С. Моисеев, Р. З. Сагдеев, *Письма в Астрон. журн.* **15**, 3 (1989).
16. А. И. Ахиезер, Р. В. Половин, *ДАН СССР* **102**, 919 (1955).
17. Г. Н. Кичигин, *Физика плазмы* **29**, 172 (2003).
18. V. E. Dieckmann, B. Elsson, and P. K. Shukla, *Astrophysical J.* **617**, 1361 (2004).
19. A. Achterberg, Y. A. Gallant, J. G. Kirk, and A. W. Guthmann, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **328**, 393 (2001).