

## СЕРФИНГ В НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛНАХ И КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ

Г.Н. Кичигин

SURFING IN NONLINEAR WAVES AND COSMIC RAYS

G.N. Kichigin

В работе показана возможность генерации космических лучей (КЛ) вплоть до энергий порядка  $10^{20}$  эВ за счет серфotronного ускорения частиц (серфинга) в волнах потенциала, движущихся в слабозамагниченной космической плазме. Обсуждаются проблемы, возникающие при реализации серфинга. Делается вывод о том, что в рамках серфинга представляется возможным дать приемлемую картину происхождения КЛ.

We show a possibility for generating cosmic rays (CR) of energies up to  $10^{20}$  eV caused by particle surfatron acceleration (surfing) in potential waves propagating in weakly magnetized cosmic plasma. Problems arising at surfing realization are discussed. We draw the conclusion that it is possible to reasonably explain the CR origin within the surfing conception.

### Введение

При рассмотрении проблемы генерации космических лучей (КЛ) в последнее время успешно использовался механизм ускорения Крымского, который имеет надежный теоретический и наблюдательный базис [Бережко и др., 1988]. С его помощью получены значимые результаты при исследовании генерации КЛ в остатках сверхновых и показано, что в оболочках сверхновых энергии частиц могут достигать значений порядка  $10^{15}$  эВ. Однако оценки, полученные в самом общем виде, показывают, что в принципе в остатках сверхновых невозможно ускорить частицы до энергий, больших  $10^{17}$  эВ [Кичигин, 2008]. Это связано с невысокой скоростью расширения оболочки сверхновой. Сейчас стало ясно, что КЛ с энергиями больше  $10^{17}$  эВ, вероятнее всего, генерируются в окрестности космических объектов, движущихся с релятивистскими скоростями. Применение механизма Крымского для ускорения частиц в релятивистских ударных волнах вызывает большое сомнение [Деришев и др., 2007], поэтому в этом случае необходимо привлекать другие механизмы ускорения частиц. Один из них – конверсионный механизм ускорения частиц – обсуждается в работе [Деришев и др., 2007].

В настоящем исследовании обращается внимание на принципиальную возможность генерации КЛ до сверхвысоких энергий (до  $10^{20}$  эВ) за счет серфotronного ускорения частиц (серфинга) в волнах потенциала, движущихся в слабозамагниченной космической плазме. Мы кратко обсудим проблемы, возникающие при реализации предлагаемого механизма ускорения.

### 1. Серфotronный механизм ускорения (серфинг) и его характеристики

#### 1.1. Суть серфинга

Серфotronный механизм ускорения имеет место в слабозамагниченной плазме. В этом механизме частицы захватываются и ускоряются волной потенциала в плазме. Движущийся положительный скачок потенциала способен ускорять ионы, а отрицательный скачок – электроны. Предлагаемый механизм ускорения мы рассмотрим в общем случае для одномерной нелинейной волны потенциала, движущейся в плазме со скоростью  $U$  под углом  $\theta_{Bn}$  к вектору магнитного поля.

Как показывает анализ, часть частиц плазмы, имеющей конечную температуру, при набегании на скачок потенциала не может преодолеть его и при определенных условиях оказывается захваченной. Эти частицы могут ускориться силой  $qUB_{0\perp}\Gamma/c$  до больших энергий, где  $q$  – заряд частиц,  $\Gamma=(1-U^2/c^2)^{-1/2}$ ,  $c$  – скорость света,  $B_{0\perp}=B_0\sin\theta_{Bn}$  – поперечная к направлению движения волны компонента магнитного поля, которая в системе отсчета, связанной с неподвижной плазмой перед фронтом, имеет величину  $B_0$ . В системе отсчета, связанной с фронтом волны, все частицы, набегающие на потенциальный барьер, можно разбить на три группы:

- 1) пролетные частицы, преодолевающие потенциальный барьер и уходящие за фронт;
- 2) отраженные частицы;
- 3) захваченные частицы.

Среди захваченных частиц можно выделить идеально захваченные, движущиеся вместе с фронтом, число которых может быть весьма мало. Идеально захваченные частицы могут иметь поперечную направлению движения волны скорость  $v_{\perp}$ , по величине близкую скорости света ( $v_{\perp}\approx c$ ,  $G=[1-(v_{\perp}^2+v_{\parallel}^2)/c^2]^{-1/2}>1$ ), однако их «продольная» энергия  $\mathcal{E}_{\parallel}=Gmv_{\parallel}^2/2$  при  $v_{\parallel}\approx 0$  (в системе волны) может оказаться недостаточной для преодоления скачка потенциала. Тогда эти частицы оказываются захваченными надолго. Действительно, в общем случае в системе волны в продольном направлении на частицу действуют две силы  $qE_{\parallel}$  и  $qB_{0\perp}v_{\perp}/c$ , где  $E_{\parallel}$  – величина продольной компоненты электрического поля в точке на профиле потенциала волны, где находится частица,  $B_{0\perp}=GB_0\sin\theta_{Bn}$  – поперечная компонента магнитного поля в этой же точке. Обозначим максимальную величину (амплитуду) продольной компоненты электрического поля на профиле волны как  $E_{\parallel m}$ , а максимальную величину поперечной компоненты магнитного поля – как  $B_{0\perp m}$ . Тогда при выполнении условия [Dawson, Katsouleas, 1983; Кичигин, 1992]

$$R=E_{\parallel m}/B_{0\perp m}>1 \quad (1)$$

всегда найдется точка на профиле потенциала, в которой действующие на частицу силы будут уравновешены:

$$E_{\parallel}=B_{0\perp}v_{\perp}/c\approx B_{0\perp}.$$

В этой точке идеально захваченная частица будет

находиться неограниченно долго, причем, как показывает анализ, ее положение в этой точке устойчиво. Таким образом, теоретически такие «вечные» захваченные частицы могут ускоряться силой  $qUB_{0\perp}\Gamma/c$  до неограниченных энергий [Dawson, Katsoleas, 1983].

Замечательная особенность серфинга заключается в том, что как захват, так и ускорение частиц обеспечивается одними и теми же электромагнитными полями, существующими в окрестности фронта волны. При этом ускорить за счет серфинга до предельных энергий можно с равной эффективностью как электроны, так и ионы.

### 1.2. Типы движущихся возмущений потенциала, в которых возможен серфинг

В замагниченной плазме самыми известными и распространенными волновыми образованиями, содержащими скачок потенциала, являются ленгмюровская волна большой амплитуды [Ахиезер, Половин, 1955; Кичигин, 2003], распространяющаяся в плазме в присутствии слабого магнитного поля (высокочастотная верхнегибридная ветка колебаний), и магнитозвуковая ударная волна (МЗУВ) [Сардаев, 1964] (ветка быстрого магнитного звука). Поскольку периодическая плазменная волна является знакопеременной, она может ускорять как ионы, так и электроны. МЗУВ характеризуется положительным скачком потенциала, поэтому в ее фронте могут ускоряться только ионы.

Отметим, что в бесстолкновительной космической плазме продольные плазменные волны и МЗУВ легко возбуждаются при резких изменениях параметров слабозамагниченной плазмы и относительно слабо затухают. Обсудим возможные варианты возбуждения волн рассматриваемых типов на примере околосолнечной плазмы. В магнитосферной плазме установившиеся МЗУВ образуются при взаимодействии солнечного ветра с магнитными полями планет. Примером может служить околоземная ударная волна. Основная же доля волн возбуждается в атмосфере Солнца (хромосфере и короне). Эти волны распространяются в направлении от Солнца, при этом самые мощные – плазменные волны и МЗУВ (например, межпланетные ударные волны) – возникают при хромосферных вспышках и других аналогичных взрывных процессах на Солнце.

Плазменные (ленгмюровские) волны большой амплитуды могут зарождаться в различных нелинейных процессах в плазме, но в основном их образование происходит либо за счет трансформации сильных электромагнитных волн в плазменные, либо в процессе развития неустойчивостей в плазме при движении в ней быстрых пучков заряженных частиц. Эти волны могут захватывать надтепловые частицы из хвоста функции распределения частиц плазмы. Как следует из анализа процесса захвата [Кичигин, 2001], при таком способе вовлечения частиц в процесс ускорения их количество достаточно для того, чтобы обеспечить наблюдаемую концентрацию КЛ в Галактике.

### 1.3. Условия, необходимые для осуществления серфинга

Одна из самых замечательных особенностей серфotronного ускорения заключается в том, что во

фронте нелинейной волны возмущения возможен длительный захват небольшой доли частиц плазмы, для которого обязательно выполнение условия (1) для параметров полей во фронте и условия (см., например, [Itin et al., 2000; Кичигин, 2009])

$$\chi = \beta \Gamma \operatorname{tg} \theta_{Bn} \geq 1, \quad (2)$$

где  $\beta = U/c$ .

Оценка величины  $E_{\parallel m}$  в (1) приводит к значениям:

$$E_{\parallel m} \sim m_e c \omega_{pe0} / e$$

для ленгмюровских волн [Кичигин, 2001; Кичигин, Строкин, 2007] и  $E_{\parallel m} \sim m_i c \omega_{pi0} / e$  для МЗУВ [Кичигин, 2009]. Условие (1) для ленгмюровских волн можно переписать в виде

$$\omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2 \sim 1 / \varepsilon_e > \Gamma - 1 > \omega_{ce}^2 / \omega_{pe}^2 \sim \varepsilon_e,$$

где  $\varepsilon_e = T/mc^2$  – безразмерная температура, нормированная на энергию покоя электрона. Из этих неравенств, учитывая параметры межзвездной среды, для релятивистского фактора  $\Gamma$  получаем [Кичигин, 2001; Кичигин, Строкин, 2007], что его максимальное значение примерно равно  $5(10^3 \div 10^4)$ , а минимальное значение определяется из соотношения  $(\Gamma - 1) \approx 2(10^{-4} \div 10^{-5})$ . Для МЗУВ выполнение условия (1) приводит к предельным значениям параметра  $\Gamma$  примерно на порядок меньше.

Условие (2) налагает ограничение на величину угла  $\theta_{Bn}$ : кинетическая энергия частиц  $\mathcal{E}$  является теоретически неограниченной для углов, удовлетворяющих условию  $\chi \geq 1$ , и ограниченной величиной  $\mathcal{E}_m \approx 2m_i c^2 \chi^2 / (1 - \chi^2)$  при  $\chi < 1$  [Кичигин, 2009]. Критический угол  $\theta_{Bn}^*$ , разделяющий эти два режима ускорения, определяется из условия  $\beta \Gamma = \operatorname{ctg} \theta_{Bn}^*$ . Для нерелятивистских волн ( $\beta \ll 1, \Gamma \approx 1$ ) критический угол  $\theta_{Bn}^* \approx \pi/2$ , и теоретически неограниченную энергию в этом случае можно получить только для квазиперпендикулярной волны потенциала. Для релятивистских волн ( $\beta \approx 1, \Gamma \gg 1$ ) критический угол  $\theta_{Bn}^*$  может быть очень малым:

$$\operatorname{tg} \theta_{Bn}^* \approx \theta_{Bn}^* \approx 1/\Gamma \ll 1,$$

и интервал углов, в котором возможен режим неограниченного ускорения, оказывается достаточно большим:

$$\pi/2 \geq \theta_{Bn} \geq 1/\Gamma.$$

### 1.4. Оценка энергии частиц, ускоренных за счет серфинга

Одно из основных преимуществ серфotronного механизма ускорения – высокий темп набора энергии  $d\mathcal{E}/dt$ . Величина  $d\mathcal{E}/dt$  одна и та же как в системе отсчета волны, так и в покоящейся плазме, а наиболее простой формулой темпа ускорения выражается в системе волны, где он равен  $d\mathcal{E}/dt = qUB_0 \Gamma \sin \theta_{Bn}$ . В системе отсчета, связанной с покоящейся плазмой, для энергии ускоренных частиц в волне потенциала получим формулу  $\mathcal{E} = e\Gamma B_0 U T_a \sin \theta_{Bn}$ , где  $T_a$  – время ускорения.

При ускорении частиц за счет серфинга, когда удовлетворяются условия «вечного» захвата, т. е. при  $R > I$  и  $\chi = \beta \Gamma \operatorname{tg} \theta_{Bn} \geq 1$ , время ускорения в реальных ситуациях всегда ограничено. Для нереляти-

вистских волн ( $\beta \ll 1$ ) это время ограничено попечерными размерами  $L_{\perp}$ , и для энергии получим формулу  $\mathcal{E} = eZ\beta L_{\perp}B_0 \sin\theta_{Bn}$  [Кичигин, 2001; Кичигин, Стрекин, 2007], где  $e$  – заряд электрона,  $Z$  – зарядовое число иона,  $L_{\perp}$  – расстояние, характеризующее масштаб волнового возмущения в направлении, перпендикулярном волновому вектору. Для релятивистских волн ( $\beta = 1$ ) энергия ускоренных частиц

$$\mathcal{E} = eZ\Gamma^2 L_{\perp} B_0 \sin\theta_{Bn}, \quad (3)$$

если ограничение связано с пролетом ускоренной релятивистской частицей расстояния  $L_{\perp}$  [Кичигин, 2009]. Если ограничение времени связано с пробегом волны продольного (вдоль направления движения волны) расстояния  $L_{\parallel}$ , энергия [Кичигин, 2001; Кичигин, 2009] равна

$$\mathcal{E} = eZ\Gamma L_{\parallel} B_0 \sin\theta_{Bn}. \quad (4)$$

### 1.5. Потери энергии релятивистскими частицами при серфинге

При низких энергиях частиц, т. е. на начальной стадии ускорения, когда определяющую роль играют ионизационные потери энергии, а также потери за счет столкновений, в случае серфинга нет так называемой проблемы инъекции. Это следствие высокого темпа серфотронного ускорения. Аналогично, потери энергии ультрарелятивистских частиц оказываются тоже пренебрежимо малыми по сравнению с темпом ускорения для самых опасных типов излучения [Кичигин, 2001; Кичигин, Стрекин, 2007]:

- 1) при ускорении частиц в электрическом поле волны;
- 2) при взаимодействии КЛ с заряженными частицами плазмы;
- 3) при столкновениях КЛ с фотонами (комптоновские потери).

Малы потери и при учете процесса затухания волны вследствие затрат энергии волны на ускорение захваченных частиц. Но самое главное – это то, что при серфинге, пока частица захвачена в волне, отсутствует синхротронное (магнитотормозное) излучение, т. е. отсутствует самый мощный излучательный канал потерь энергии КЛ. Этот канал особенно опасен для электронов. Таким образом, в типичных ситуациях величина темпа набора энергии при серфотронном ускорении намного выше мощности всех других возможных потерь энергии ускоренными частицами, поэтому при серфинге потерями энергии частиц на излучение можно пренебречь.

## 2. Серфинг и космические лучи сверхвысоких энергий

### 2.1. Общая картина генерации КЛ больших энергий

При самом общем рассмотрении проблемы происхождения КЛ можно предположить, что одни частицы в процессе ускорения получают сразу большие дозы энергии, другие набирают энергию постепенно. В первом случае ускорение частиц происходит за один раз в результате единичных мощнейших взрывов, а во втором случае частицы набирают энергию небольшими порциями в результате последовательности небольших взрывов (типа солнечных

вспышек), непрерывно происходящих в межзвездной среде. К первому случаю можно отнести гамма-всплески [Gehrels et al., 2009] – катастрофы галактического масштаба, в которых, как считается, образуются релятивистские джеты и огненные шары.

Что касается образующихся в результате множества маломощных взрывов нелинейных волн в галактиках, можно предположить, что они возникают непрерывно. По-видимому, направление их распространения изотропно, а величины скоростей волн имеют достаточно широкий спектр. В такой ситуации частицы, вышедшие из захвата в одной волне, могут резонансным образом захватиться другой нелинейной волной, движущейся в нужном направлении с подходящей для захвата скоростью. Затем процесс ускорения для данных частиц может повторяться многократно как бы по эстафете. Отметим, что, выйдя из захвата с волной, частицы будут удерживаться в галактическом магнитном поле в некоторой ограниченной их лармировским радиусом области. Затем они либо будут захвачены подходящей релятивистской плазменной волной и продолжат набор энергии, либо будут по разным причинам терять приобретенную на первом этапе энергию. Очевидно, что в перерывах между ускорительными этапами относительно быстро теряют энергию релятивистские и ультрарелятивистские электроны и позитроны, энергия которых при их движении в магнитном поле Галактики будет интенсивно убывать за счет потерь на синхротронное излучение.

Предельные энергии, которые могут быть получены КЛ в галактиках, оказывается, определяются максимальными размерами областей галактик с квазиоднородным магнитным полем, в которых могут распространяться нелинейные волны [Кичигин, 2001; Кичигин, Стрекин, 2007]. В предлагаемой модели ускорения частиц, основанной на серфинге, сценарий последовательного увеличения энергии частицами в галактике следующий. Сначала частицы из плазмы захватываются в нерелятивистские МЗУВ и нелинейные плазменные волны. Из работ [Кичигин, 2001; Кичигин, Стрекин, 2007] следует, что как в МЗУВ, так и в ленгмюровских волнах, распространяющихся в космической плазме с нерелятивистскими скоростями, заряженные частицы можно ускорить, например, на Солнце и в его окрестности (гелиосфере), до энергий порядка  $10^{10}$  эВ, а в межзвездной среде – до энергий порядка  $10^{15}$  эВ/нуклон. В дальнейшем ультрарелятивистские частицы, которые удерживаются магнитным полем в пределах галактик, могут продолжить ускорение в релятивистских МЗУВ и плазменных волнах на размерах, сравнимых с толщиной галактического диска ( $\sim 100$  пс), при этом они могут получить энергию порядка  $10^{20}$  эВ.

### 2.2. Космические лучи и взрывные процессы в космосе

Наиболее вероятной причиной образования КЛ сверхвысоких энергий могут служить взрывные процессы в космосе. Исходя из наблюдательных данных, можно с большой уверенностью утверждать, что взрывные процессы – достаточно частые явления в космической среде. Примером могут служить гамма-всплески, взрывы сверхновых, вспыхи-

вающие рентгеновские звезды (барстери), активные процессы в ядрах галактик, квазаров и т. п. Типичные взрывные процессы в гелиосфере (солнечные вспышки) постоянно наблюдаются на Солнце – ближайшей к Земле звезде. Многие взрывные явления характеризуются огромным выделением энергии, часть которой переходит в кинетическую энергию движущегося вещества, разогнанного до больших скоростей. Так, процессы, происходящие, например, в окрестности черных дыр, приводят к образованию релятивистских джетов – струй, движущихся со скоростями, близкими скорости света. С релятивистскими скоростями происходит сферическое расширение так называемых огненных шаров. Из-за своей уникальности явления, сопровождающие взрывы в космосе, в последнее время привлекают пристальное внимание исследователей.

Как правило, рассматриваемые взрывы происходят в присутствии слабозамагнченной плазмы. При таких взрывах окружающую плазму пронизывают мощные потоки энергии в виде электромагнитных излучений, которые могут трансформироваться, в частности, в плазменные волны. Очевидно, при распространении быстродвижущихся возмущений вещества, выброшенного в среду в результате взрыва, образуются также и ударные волны. Так, мощные релятивистские ударные волны возбуждаются при быстром движении масс в окрестности черных дыр, в частности, при выбросе релятивистских джетов, при столкновении нейтронных звезд в коллапсирующем звездном скоплении, при сферическом расширении в межзвездную среду огненных шаров и во многих других случаях. В нашей солнечной системе вспышки на Солнце сопровождаются корональными выбросами вещества, движение которых в гелиосфере приводит к образованию межпланетных ударных волн. Ударные волны, зарождающиеся в космической среде, – наиболее вероятные источники частиц высоких энергий, которые, как правило, ускоряются в окрестности фронтов ударных волн. Мы считаем, что наиболее вероятным типом ударных волн являются МЗУВ, рассмотрением ускорения КЛ в которых мы здесь и ограничимся.

### 2.3. Оценки энергий КЛ в релятивистских ударных волнах

Перейдем к оценке энергий, которые можно получить во взрывных процессах в космосе. Для примера рассмотрим серфotronное ускорение протонов в плоских и сферических релятивистских ударных волнах [Кичигин, 2010]. В качестве примера плоского распространения рассмотрим ударную волну с плоским фронтом, поперечные размеры которого имеют характерный масштаб  $L_{\perp}$ . Ударная волна с подобной геометрией может возбуждаться, например, релятивистским джетом. Сферический случай рассмотрим на примере так называемых огненных шаров. Будем считать, что соблюдается условие вечного захвата частиц в ударном фронте, а угол  $\theta_{Bn}$  удовлетворяет условию, при котором возможен режим неограниченного по энергии ускорения частиц:

$$\pi/2 \geq \operatorname{tg}\theta_{Bn} > 1/\Gamma.$$

Оценка энергии, набранной протонами за счет

серфинга в плоском ударном фронте, согласно формуле (3),  $\mathcal{E} \approx e\Gamma^2 B_0 L_{\perp} \sin\theta_{Bn}$ . Если энергию выразить в электрон-вольтах, масштаб поперечника  $L_{\perp}$  в парсеках, магнитное поле  $B_0$  в эрстедах, то формула для энергии протонов примет вид

$$\mathcal{E} = 10^{21} \Gamma^2 B_0 L_{\perp} \sin\theta_{Bn} \text{ эВ.}$$

Полагая, что величина магнитного поля в межзвездной среде  $B_0 \sim 10^{-6}$  Э, получим для энергии значение  $\mathcal{E} = 10^{15} \Gamma^2 L_{\perp} \sin\theta_{Bn}$ , откуда следует, что для получения энергии порядка  $10^{20}$  эВ поперечный размер ударного фронта в парсеках должен быть  $L_{\perp} \sim 10^5 / (\Gamma^2 \sin\theta_{Bn})$ , что вполне реально для крупномасштабных релятивистских ударных волн, возбуждаемых взрывами в космосе. Например, при  $\Gamma \sim 100$ ,  $\sin\theta_{Bn} \sim 1$  поперечный размер  $L_{\perp}$  будет порядка 10 пс.

Для оценки энергии в огненном шаре рассмотрим простейшую модель со следующими предположениями:

1) рассматриваемый шар – идеальная сфера, которая расширяется со скоростью  $v(t)$ ;

2) окружающее шар магнитное поле  $B_0$  межзвездной среды постоянно и однородно.

Проанализируем движение протонов в сферической ударной волне, которую рассмотрим в плоскости, проходящей через центр сферы и перпендикулярной вектору магнитного поля. В выбранной геометрии ударный фронт будет иметь форму окружности радиусом  $r(t)$ , равным радиусу шара. Предположим, что соблюдается условие, при котором ионы оказываются вечно захваченными в ударном фронте, т. е. перемещаются строго вместе с фронтом со скоростью  $v(t)$ . Ускорение захваченных волной ионов происходит в азимутальном направлении, поэтому они, перемещаясь по радиусу вместе с фронтом, движутся еще по окружности со скоростью, близкой скорости света. В принятой нами модели  $\sin\theta_{Bn} = 1$ , поэтому темп ускорения будет равен  $d\mathcal{E}/dt = e\Gamma B_0 v$ , а, следовательно, энергия  $\mathcal{E} = e\Gamma B_0 \int v(t) dt = e\Gamma B_0$  (см. формулу (4)). Полагая  $B_0 \sim 10^{-6}$  Э, получим  $\mathcal{E} = 10^{15} r \Gamma$  эВ ( $r$  в парсеках), откуда следует, что для получения энергии порядка  $10^{20}$  эВ произведение  $\Gamma r$  должно быть порядка  $10^5$ , что вполне достижимо при разумных значениях величин  $\Gamma$  и  $r$ , например,  $\Gamma = 100$  и  $r = 1$  кпс. Таким образом, при ускорении частиц за счет серфинга во фронте плоской релятивистской ударной волны или при сферическом разлете огненного шара в межзвездной среде протоны могут получить энергии порядка  $10^{20}$  эВ.

Особого внимания заслуживает процесс ускорения частиц за счет серфинга в гамма-всплесках – взрывных событиях галактического масштаба. Как отмечено в работе [Gehrels et al., 2009], в галактике, в которой происходит гамма-всплеск, взрывная волна распространяется на большие расстояния  $r \sim \Gamma^2 c \Delta t$  в течение небольшого времени наблюдения  $\Delta t$ . Принимая это во внимание и полагая, что  $\Delta t \sim 1$  с,  $\Gamma \sim (10^2 - 10^3)$ , получим  $r \sim (10^{-3} - 10^{-1})$  пс. Если взрывная волна имеет сферическую форму, из формулы (4) имеем  $\mathcal{E} = 10^{15} r \Gamma$  эВ, откуда следует оценка энергии

протонов  $\mathcal{E} \sim 10^{14} - 10^{17}$  эВ. Если волна плоская, применима формула (3). Полагая, что поперечный размер волны  $L_{\perp} \sim r$ , получим  $\mathcal{E} = 10^{15} r T^2$  эВ  $\sim 10^{16} - 10^{20}$  эВ. Такую энергию в процессе серфинга приобретают частицы за время гамма-всплеска.

Приведенные результаты позволяют сделать вывод о принципиальной возможности генерации КЛ сверхвысоких энергий за счет серфинга в релятивистских ударных волнах, возбуждаемых взрывными процессами в космической плазме.

### Заключение

Результаты исследований процесса серфотронного ускорения заряженных частиц свидетельствуют о бесспорных достоинствах данного метода ускорения. Можно даже достаточно смело утверждать, что в рамках серфинга возможно решение большей части проблем, касающихся ускорения КЛ в космической плазме. Действительно, во-первых, частицы захватываются в волны непосредственно из галактической плазмы в количестве, достаточном, чтобы обеспечить наблюдаемую концентрацию КЛ в Галактике [Кичигин, 2001; Кичигин, Стрекин, 2007]. Другими словами, либо околовзвездная, либо межзвездная плазма является тем резервуаром, откуда «черпаются» частицы, входящие в состав КЛ. Во-вторых, в рамках одного и того же способа ускорения частицы безынжекционно ускоряются от энергий, близких тепловым в плазме, до предельных энергий. В-третьих, нет отличия в ускорении различного типа заряженных частиц: электроны и ядра ускоряются одинаковым образом и до одних и тех же предельных энергий (на единицу заряда). Далее, так как при серфинге захват частиц в волну происходит резонансным образом и темп ускорения постоянен, нет опасности разрушения сложных ядер в процессе их ускорения. Уместно привести здесь результат работы [Ерохин и др., 1989]: при серфинге дифференциальный энергетический спектр КЛ получается близким наблюдаемому степенному (показатель степени  $\approx 3$ ).

И, наконец, приведем самые существенные выводы, которые следуют из предложенной выше модели ускорения.

1. Образование высокоэнергичной части спектра КЛ в Галактике осуществляется в два этапа. На первом этапе небольшая часть из надтепловой части функции распределения заряженных частиц галактической плазмы захватывается в нерелятивистские нелинейные волны и ускоряется за счет серфотронного механизма до энергии  $10^{13}$  эВ/нуклон в атмосферах звезд и до энергии  $10^{15}$  эВ/нуклон в галактическом диске. На втором этапе эти частицы могут за счет серфинга уже в релятивистских волнах, распространяющихся в замагниченной галактической плазме, приобрести энергию  $10^{16} - 10^{20}$  эВ/нуклон. Интересно отметить, что энергия, разграничитывающая эти два этапа, лежит в области излома кривой энергетического спектра КЛ.

2. Предельная энергия частиц, полученная за счет серфинга в нелинейных волнах, ограничена в основном размерами области распространения волн.

3. За счет серфинга в гамма-всплесках частицы могут ускориться до предельных энергий порядка  $10^{20}$  эВ/нуклон за время существования всплеска.

4. Потерями энергии релятивистских частиц при серфотронном ускорении, связанными с известными типами излучения, с затуханием нелинейных волн вследствие потери их энергии на ускорение частиц, в первом приближении можно пренебречь. Особо необходимо отметить, что при серфотронном ускорении частиц отсутствует самый опасный канал потери энергии релятивистскими частицами – синхротронное излучение. В частности, благодаря этому электроны в Галактике, так же как и ядра, могут ускоряться за счет серфинга до энергий порядка  $10^{20}$  эВ.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Ахиезер А.И., Половин Р.В. К теории волновых движений в электронной плазме // Доклады АН СССР. 1955. Т. 102. С. 919–923.

Бережко Е.Г., Елшин В.К., Крымский Г.Ф., Петухов С.Н. Генерация космических лучей ударными волнами // Новосибирск: Наука, 1988. 182 с.

Деришев Е.В., Железняков В.В., Корягин С.А., Кочаровский В.В. Релятивистские джеты в астрофизике // Природа. 2007. № 3. С. 4–23.

Ерохин Н.С., Моисеев С.С., Сагдеев Р.З. Релятивистский серфинг в неоднородной плазме и генерация космических лучей // Письма в АЖ. 1989. Т. 15. С. 3–6.

Кичигин Г.Н. Серфотронный механизм ускорения космических лучей в галактической плазме // ЖЭТФ. 2001. Т. 119. С. 1038–1043.

Кичигин Г.Н. Теория продольных плазменных волн с учетом движения ионов // Физика плазмы. 2003. Т. 29, № 2. С. 172–179.

Кичигин Г.Н., Стрекин Н.А. Процессы энерговыделения в космической плазме. Изд. ИрГТУ, Иркутск, 2007. 396 с.

Кичигин Г.Н. О предельной энергии космических лучей, генерируемых в оболочках сверхновых // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87. С. 403–405.

Кичигин Г.Н. Серфинг и генерация космических лучей в релятивистских ударных волнах // ЖЭТФ. 2009. Т. 136. С. 476–482.

Кичигин Г.Н. Взрывные процессы в космосе – источники космических лучей сверхвысоких энергий // Доклады АН. 2010. Т. 431, № 1. С. 42–45.

Сагдеев Р.З. Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме // Вопросы теории плазмы. Вып. 4. М.: Атомиздат, 1964. С. 20.

Dawson J.M., Katsouleas T. Unlimited electron acceleration in laser-driven plasma waves // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 392–395.

Gehrels N., Ramirez-Ruiz E., Fox D.B. Gamma-ray bursts in the swift era // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 2009. V. 47, N 1. P. 567–617.

Itin A.P., Neishtadt A.I., Vasiliev A.A. Captures into resonance and scattering on resonance in dynamics of a charged relativistic particle in magnetic field and electrostatic wave // Physica D. 2000. V. 141. P. 281–296.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия