О НЕЛИНЕЙНЫХ ПРОЦЕССАХ НА ПОВЕРХНОСТИ КОКОНОВ И СПЕКТРАХ ИЗЛУЧЕНИЯ РАДИОГАЛАКТИК

Н. А. Цвык

Радиоастрономический институт НАН Украины
61002 Харьков, ул. Краснознаменная, 4
e-mail: tsvyk@ri.kharkov.ua

Рассматривается диффузионно-потоковая модель радиогалактик (РГ) с учетом нелинейных процессов взаимодействия космических лучей (КЛ) с МГД-турбулентностью на границе коконов. Данные нелинейные механизмы связаны с диффузионным убеганием КЛ в пограничных слоях. За счет этих процессов усиливается МГД-турбулентность на границе кокона, удерживающая КЛ внутри кокона и формирующая циклические течения тепловой плазмы. Показано, что коконы имеют намного большие размеры, чем это видно в ГГц-диапазоне, и окружены гало из ep-КЛ, ускоренных на фронте ударной волны у поверхности кокона. Это гало РГ наблюдается на низких радиочастотах (<30 МГц). Потери e- и p-КЛ на генерацию МГД-волн приводят к изменению их функции распределения по энергиям и углам. Спектры радиоизлучения РГ укручаются за счет "возрастного" высвечивания e-КЛ, причем частота завала спектра определяется не только возрастом источника, но и конкурирующими механизмами взаимодействия КЛ со средой кокона.

ВВЕДЕНИЕ

Радиоастрономия часто имеет дело с радиоизлучением, которое вызывается процессами синхротронного излучения релятивистских электронов (позитронов). Далее они будут называться электрон-позитронными космическими лучами (e-КЛ), – мы имеем в виду, что существуют еще и протонные КЛ (p-КЛ), плотность которых почти на два порядка выше плотности e-КЛ в нашей Галактике [1]. Но p-КЛ невидимы в излучении.

Все КЛ обычно порождаются фронтами космических ударных волн. Причем, как это показывают наблюдения, КЛ в космосе имеют свойство оформляться в "сгустки", в которых они почему-то удерживаются [14]. Механизм такого удержания релятивистских частиц в "сгустках" долгое время был непонятен, поскольку давление КЛ оказалось больше давления магнитного поля, что противоречило элементарной теории удержания КЛ магнитными полями. И только в последнее время стала проясняться причина такого поведения космических релятивистских частиц в связи с развитием теории нелинейного взаимодействия КЛ с фронтами ударных волн и многочастотного изучения наблюдений космических ударных фронтов.

В данной работе обсуждается нелинейная модель переноса КЛ применительно к радиогалактикам (РГ).

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА ФРОНТАХ УДАРНЫХ ВОЛН

Теория нелинейного взаимодействия КЛ и ударного фронта была развита в работах [2, 7, 8, 10, 18–20] в связи с необходимостью согласованного объяснения наблюдательных данных в радио- и рентгеновском диапазонах для оболочек сверхновых (ОСН).

Суть этого взаимодействия состоит в том, что на фронте ударной волны, где есть скачок плотности и скорости течения тепловой космической плазмы, происходит сильное нелинейное взаимодействие трех сред: тепловой плазмы; МГД-турбулентности, движущейся относительно тепловой плазмы; и КЛ, которые ускоряются МГД-турбулентностью на ударном фронте и удерживаются ею.

Нелинейные процессы при таком взаимодействии сред (см. уравнения (1)–(6) из [18]), приводят к усилению турбулентного магнитного поля на ударном фронте до такого уровня, чтобы эффективно удерживать ускоренные КЛ внутри фронта, препятствуя их диффузионному убеганию вперед фронта. А также приводят к искажению профиля ударного фронта и к ускорению КЛ до более высоких энергий, чем в линейной модели.

Давление МГД-турбулентности (P_w) при нелинейном взаимодействии сред на ударном фронте оказывается много меньше давления КЛ, что как раз согласуется с наблюдательными данными по

ОСН ($P_w \simeq 0.2 P_{cr}$). Так что, если раньше считалось, что энергия магнитного поля в космосе примерно сравнивается с энергией КЛ, то в нелинейной модели было получено, что на ударном фронте идет быстрая перекачка энергии тепловой плазмы в энергию КЛ, куда поступает примерно 20% энергии ударного фронта ОСН, $P_{sh} = 0.5 u_1^2$.

Таким образом, на космических ударных фронтах (межзвездных и межгалактических) КЛ служат той "вязкой" средой, которая вместе с МГД-турбулентностью организует ударный фронт. Энергия ударного фронта переходит из тепловой – в магнитную, а из нее – быстро перекачивается в энергию КЛ. То есть, МГД-турбулентность является главным "посредником" преобразования энергии на ударном фронте.

Так организуется ударный фронт в случае нерелятивистского фронта в ОСН. Вместе с тем, в РГ имеет место более сложная картина взаимодействия сред, формирующая их анизотропную (с джетами) структуру, при которой КЛ в области коконов (окружающих джеты) увлекают за собой тепловую плазму, поддерживая внешний фронт ударной волны кокона. То есть, в РГ идут еще и обратные процессы нелинейного взаимодействия космических сред.

Нелинейные эффекты на ударном фронте, можно сказать, организуются аналогично процессам амбиполярной диффузии в плазме: КЛ могут "течь" в пограничных слоях лишь совместно с тепловой плазмой [2]. Это обеспечивается за счет токов из КЛ, которые усиливаются на ударном фронте, чтобы выполнить условие квазинейтральности; а также за счет генерации турбулентного магнитные поля, уменьшающего скорость диффузии КЛ в окрестности фронта и "отражающего" поток КЛ внутрь фронта.

ПРОЦЕССЫ НЕЛИНЕЙНОГО ПЕРЕНОСА КЛ

Процесс переноса КЛ описывается кинетическим уравнением (1), которое получается из уравнения Власова, в случае, если усреднить это уравнение по быстрым гармоникам, соответствующим пространственным и временным флуктуациям поля МГД-турбулентности, "окружающей" КЛ [2, 5]:

$$\frac{\partial f(t,x,p)}{\partial t} + u^*(x)\frac{\partial f(t,x,p)}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x}\kappa(x,p)\frac{\partial f(t,x,p)}{\partial x} - \frac{p}{3}\frac{du^*(x)}{dx}\frac{\partial f(t,x,p)}{\partial p} - Q = O(q_{th}). \tag{1}$$

Здесь $u^*(x) = u(x) - c_{gA}(P_w)$, $f(t,x,p) = <f>_{\omega,k}$ – усредненная функция распределения для КЛ. Уравнение переноса (1) дает понять механизмы взаимодействия КЛ с окружающими средами. Именно, КЛ участвуют в следующих процессах: а) текут вместе с тепловой плазмой со скоростью $u(x)$; б) текут вместе с МГД-турбулентностью со скоростью $c_{gA}(P_w)$; в) диффундируют в пространстве за счет рассеяния на флуктуациях МГД-турбулентности; г) адиабатически охлаждаются или ускоряются за счет взаимодействия с градиентом скорости (ударным разрывом) в тепловой плазме; д) излучают.

При этом, член, описывающий диффузию КЛ в пространстве, задается коэффициентом $\kappa \sim \kappa_{||}$, обратно пропорциональным коэффициенту рассеяния по углам в турбулентном магнитном поле $\left(\kappa_{||} \propto \frac{B_0^2}{< B_{st}^2 >} c p^{0.33}, \kappa_{||} \geq \kappa_B = \frac{c}{3}\frac{pc}{eH}\right)$ [5]. Так что, процесс диффузии КЛ оказывается связанным со скоростью изотропизации КЛ по углам φ; и чем больше турбулентное магнитное поле, тем меньше будет диффузионная скорость переноса КЛ, и быстрее будет изотропизация КЛ по углам φ. Наоборот, в слаботурбулентном, почти регулярном магнитном поле КЛ имеют большую диффузионную скорость вдоль магнитного поля (даже доминирующую над течением) и медленно изотропизируются по углам φ.

Член с излучением содержит синхротронное излучение, $Q_{syn} = \frac{\partial}{\partial p}\left\{\beta(P_w,\varphi)p^2 f(t,x,p)\right\}$, а также обратное комптоновское излучение и излучение низкочастотных МГД-волн за счет взаимодействии тока КЛ с тепловой плазмой.

В случае e-КЛ будут доминировать потери энергии на синхротронное излучение. А для p-КЛ главные потери будут приходиться в область гирочастотных и дрейфовых МГД-мод. Последние моды эффективно возбуждаются за счет нерезонансных неустойчивостей [2, 8]. Причем, поскольку процесс усиления МГД-турбулентности не линеен и зависит от давления КЛ, то и перенос КЛ тоже не линеен.

Таким образом, процессы переноса КЛ, тепловой плазмы и МГД-турбулентности в космической плазме самосогласованны. Поэтому в модели РГ необходимо в комплексе учитывать взаимодействие трех сред и учитывать, что КЛ состоят e- и ep-компонентов.

РАДИОГАЛАКТИКИ ТИПА FR II: НАБЛЮДЕНИЯ И МОДЕЛЬ

Типичным представителем мощных РГ типа FR II, является Лебедь А [13]. Эти РГ имеют мощность больше 10^{44} эрг/с. Морфологически, они представляют собой объекты, в которых из ядра галактики инжектируется джет, наполненный e± плазмой и e±КЛ, который сталкивается с межгалактической средой в области "горячего пятна" (HS), где формируется система из двух ударных волн, и инжектируются e-КЛ в коконы, хорошо оформленные в радиодиапазоне и рентгене.

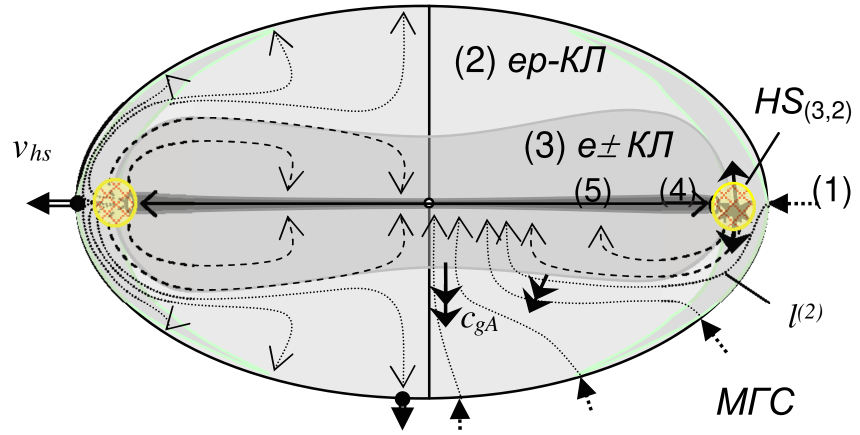

Рис. 1. Модель кокона РГ, отвечающая основным свойствам взаимодействия сред кокона. 1 – Межгалактическая среда (МГС), 2 – область сжатой МГС с незамкнутыми конвективными потоками и ep-КЛ, ускоренными на лобовой ударной волне (1–2), 3 – область внутреннего кокона с циклическими потоками тепловой плазмы и e-КЛ, 4 – область джета, прилегающая к HS, 5 – область джета, ограниченная поверхностным ударным фронтом. Схема линий потока привязана к лабораторной системе отсчета (слева) и к сопутствующей системе отсчета, в которой поверхности ударных фронтов неподвижны (справа). Двойными стрелками показано направление групповой скорости МГД-турбулентности

В работе [16] можно найти детальное изучение HS Лебедь А, проведенное на основании сравнения данных синхротронного радиоизлучения и обратного комптоновского X-излучения, полученного за счет рассеяния e-КЛ на синхротронном потоке. Это изучение показало, что давление магнитного поля в HS на порядок ниже давления КЛ. Так что, в РГ получается аналогичный “дисбаланс” в давлениях сред, как и в ОСН. Это говорит в пользу присутствия нелинейного переноса КЛ в коконах РГ.

Относительно недавно на основании обработки данных рентгеновского излучения удалось восстановить распределение температуры межгалактической плазмы, показывающее структуру ударного фронта кокона Лебедь А [9]. Данные карты показали, что тепловой ударный фронт кокона Лебедь А гораздо шире, чем область его радиоизлучения. То есть, на границе коконов FR II РГ обнаруживается очень обширная область, не проявленная в радиоизлучении; и она может быть областью, наполненной ep-КЛ, о существовании которой уже предсказывается в ряде недавних работ по РГ [11, 12] .

Однако, нелинейная модель переноса КЛ в настоящее время еще не нашла широкого приложения к РГ, несмотря на то, что ряд наблюдательных данных по РГ так и остались несогласованными. Это подводит необходимость построения новой модели для РГ, взамен часто применяемой модели [15], описывающей расширение коконов РГ как адиабатического течения e-КЛ вместе с потоком МГД-турбулентности.

В настоящей работе предлагается модель (рис. 1), построенная с использованием свойств космических ударных фронтов и механизма нелинейного переноса КЛ в РГ. Считается, что e-КЛ из джета (область 4, рис. 1) поступают в HS, пройдя через фронт слаборелятивистской ударной волны, имея скорость течения c/3 в области 3. В HS они под действием очень сильной анизотропной МГД-турбулентности ($c_{gA} \sim c/3$) изменяют направление течения, и сносятся в кокон.

Далее, в коконе (области 3) e-КЛ увлекают за собой тепловую плазму, формируя конвективный поток тепловой межгалактической плазмы вдоль линий $l^{(3)}$. В некотором месте кокона поток тепловой плазмы начинает чувствовать градиент давления тепловой плазмы, возникающий из-за ее недостатка внутри джета. Тогда линия потока $l^{(3)}$ поворачивает, возвращаясь в джет, образуя циклический поток и фронт косой ударной волны на поверхности джета. В то же время, линии потока e-КЛ в этой же области 3 будут смещены относительно $l^{(3)}$ на величину вектора групповой скорости МГД-волн. За счет этого смещения e-КЛ будут продолжать течь вдоль джета и в тех местах, где поток $l^{(3)}$ уже направится внутрь джета.

С другой стороны, на поверхности кокона (в области 2) образуются незамкнутые линии конвективного потока тепловой плазмы, переносящего также ep-КЛ, ускоренные на фронте “лобовой” ударной волны (Bow shock). Вблизи ядра РГ, данные линии потока $l^{(2)}$, также как и $l^{(3)}$ линии, будут загибаться внутрь джета, создавая вливание в джет тепловой межгалактической плазмы. При этом, область, наполненная ep-КЛ, будет плохо регистрируемой в радиоизлучении из-за преобладания в ней p-компонента КЛ.

РАДИОГАЛАКТИКИ ТИПА FR I: НАБЛЮДЕНИЯ И МОДЕЛЬ

FR I РГ – это РГ меньшей мощности, чем FR II. Типичным представителем FR I есть M 87 [17]. В РГ этого типа е-КЛ тормозятся уже внутри джета, и, вытекая из джета, они формируют пузыри, всплывающие в межгалактической плазме под действием силы Архимеда [14].

Однако, в рамках описанной выше модели (рис. 1), РГ FR I можно описать в рамках той же модели течений е-КЛ, что и FR II, только лишь в модели FR I область 2, занятая незамкнутыми линиями потока, будет большего объема, чем в FR II. И джеты FR I будут частично поддерживаться (или замедляться) потоками ep-КЛ.

Интересно отметить, что в низкочастотном радиодиапазоне в РГ типа FR I иногда наблюдается достаточно протяженное гало, имеющее более крутой спектральный индекс излучения, чем в компактном "внутреннем" радиоисточнике. Так, в наблюдениях FR I-QSO 3C 216 на 30 МГц наблюдалось 40% полного излучения в гало, размер которого в 10 раз превышал размер компактного источника, совпадающего с радиоисточником на 1.4 ГГц [3]. Появление гало в низкочастотном радиодиапазоне до сих пор объяснено не было. Однако, рассматриваемая здесь модель (рис. 1) как раз объясняет появление гало с крутым спектром излучения ep-КЛ из области 2.

ПЕРЕНОС КЛ И СПЕКТРЫ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ КОКОНОВ РАДИОГАЛАКТИК

Чтобы найти поток синхротронного излучения из некоторой заданной области источника, надо, прежде всего, определить в этой области функцию распределения е-КЛ по энергиям ($\gamma = p/m_e c$) и углам φ к магнитному полю. Для этого, в рамках описанной модели, следует проследить за переносом е-КЛ вдоль некоторой заданной линии их потока и решить кинетическое уравнение переноса КЛ типа (1) в координатах линий потока.

Качественно, можно записать приближенное решение этого уравнения в 1D-приближении в двух случаях – когда превалирует течение и когда превалирует диффузия:

$$f\left(t,x,\gamma\right) = q_0\gamma^{-2}\left(\gamma^{-1} - \beta_0\sin^2\varphi\, x/u^*\right)^{s-2}\Theta\left(t - x/u^*\right), \tag{2}$$

$$f\left(t,x,\gamma\right) \cong q_0\gamma^{-2}\psi\left(t,x,\gamma\right)^{-s+2}G\left(x,4\kappa(\gamma)\cdot t\right). \tag{3}$$

Здесь $G(t,z) = (\pi \quad z)^{-1/2}\cdot\exp\left\{-x^2/z\right\}$, $\psi(t,x,\gamma) \cong \left(\gamma^{-1} - \beta_0\sin^2\varphi\cdot min\left[t;\ x/\left(u^* + v_{dif}\left(t,\gamma\right)\right)\right]\right)^{-1}$, t – возраст источника. Следует отметить, что внутри кокона радиогалактики обычно выполняется первый случай, так как $v_{dif}/u^* \ll 1$ при $v_{dif} = \kappa\left(\gamma\right)\cdot\left(\nabla f/f\right) \geq \sqrt{\kappa(\gamma)/t}$; но вблизи боковой поверхности кокона, где v_{dif} растет, а u^* уменьшается, всегда превалирует диффузия.

Из данных решений видно, что если доминирует течение, то функция распределения е-КЛ на высоких энергиях и больших углах φ, $\gamma\sin^2\varphi > u^*/\left(\beta_0 x\right)$, приобретает дефицит частиц и падает до нуля. На малых же энергиях и углах φ функция распределения повторяет инжекционную, $f \propto \gamma^{-s}$. Если же доминирует диффузия, то функция f на высоких энергиях тоже обнуляется; но вместе с этим, возникает и "истощение" числа частиц при малых энергиях. Недостаток низкоэнергичных частиц способствует развитию плазменных неустойчивостей, перекачивающих энергию частиц в МГД-волны. Кроме того, при диффузии функция распределения на "регулярном участке" будет немного круче инжекционной, $f \propto \gamma^{-s-1/2}$.

Вместе с тем, частота высокоэнергичного завала функции распределения е-КЛ будет определяться не только процессом синхротронного высвечивания, но еще и конкурирующим механизмами потерь (или набора энергии КЛ) при взаимодействии с МГД-турбулентностью и процессом изотропизации частиц по углам. Потери на плазменное излучение в МГД-волны тем выше, чем больше анизотропия КЛ. Скорость изотропизации частиц обратно пропорциональна диффузионному коэффициенту. За счет этого, на поверхности источника, где преобладает диффузия, изотропизация уменьшается и усиливается взаимодействие с МГД-волнами, так что высокоэнергичный завал на функции f перестает зависеть от "возраста" частиц.

Поток синхротронного излучения из данной области (оптически тонкого) радиоисточника находится путем интегрирования по энергиям частиц и по углам к магнитному полю вдоль луча зрения [4]: $I_\nu\left(l,\nu\right) \propto <H> L\iint f\left(\gamma,\varphi\right)F\{\nu/\left(H\gamma^2\sin\varphi\right)\}d\gamma\cdot d\cos\left(\varphi\right)$. Это решение дает спектры излучения, по форме напоминающие "традиционные" спектры Кардашева–Пахольчика или Джаффе–Перола [4, 6]. Однако, частота излома этих спектров, соответствующая высокоэнергичному высвечиванию е-КЛ, будет зависеть уже не только от возраста источника, но и от соотношения механизмов диффузии и течения, которые должны соответствовать самосогласованной модели и нелинейным механизмам переноса КЛ и тепловой плазмы источника, детально разработать которую предстоит в будущем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ переноса КЛ в коконах радиогалактик показал, что КЛ и тепловая плазма в коконах текут самосогласованно, и это приводит к необходимости модификации используемой ранее модели радиогалактик с учетом процессов нелинейного переноса и взаимодействия трех сред: тепловой плазмы кокона, МГД-турбулентности и КЛ, состоящих из e- и p-компонентов. В рамки этой новой модели естественно укладывается ряд ранее необъясненных данных наблюдений, таких как появление низкочастотного радиоизлучения гало в FR I и QSO-радиоисточниках, спектры излучения гало, наблюдение низких значений напряженности магнитного поля в радиогалактиках, наблюдение состава КЛ вблизи Земли с преобладанием протонных КЛ. Детальное изучение радиогалактик в рамках данной модели ожидается в будущем.

[1] Астрофизика космических лучей / Под ред. В. Л. Гинзбурга. – М: Наука, 1990. – 528 с.

[2] *Быков А. М., Топтыгин И. Н.* Неустойчивости многокомпонентной плазмы с ускоренными частицами и генерация магнитных полей в астрофизических объектах // Успехи физ. наук. – 2007. – **177**. – С. 149–182.

[3] *Мень А. В., Брауде С. Я., Рашковский С. Л. и др.* Радиоинтерферометрические наблюдения квазара 3C 216 на декаметровых волнах // Кинематика и физика небес. тел. – 2001. – **17**, № 3. – С. 195–211.

[4] *Пахольчик А.* Радиоастрофизика / Под ред. В. В. Виткевича. – М: Мир, 1973. – 252 с.

[5] *Топтыгин И. Н.* Космические лучи в межпланетных магнитных полях. – М: Наука, 1983. – 304 с.

[6] *Цвык Н. А.* Модель и интегральные спектры внегалактических радиоисточников с эволюционной неоднородностью // Кинематика и физика небес. тел. – 2003. – **19**, № 3. – С. 243–258.

[7] *Bell A. R., Lucek S. G.* Cosmic ray acceleration to very high energy through the non-linear amplification by cosmic rays of the seed magnetic field // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 2001. – **321**. – P. 433–438.

[8] *Bell A. R.* Turbulent Amplification of Magnetic Field and Diffusive Shock Acceleration of Cosmic Rays // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 2004. – **353**. – P. 550–558.

[9] *Belsole E., Fabian A. C.* Radio source heating in the ICM: the example of Cygnus A // arXiv: `http://arxiv.org/pdf/astro-ph/0709.3644v1.pdf`.

[10] *Berezhko E. G., Ellison D. C.* A simple model of nonlinear diffusive shock acceleration // Astrophys. J. – 1999. – **526**. – P. 385–399.

[11] *Berezhko E. G.* Cosmic Rays From Active Galactic Nuclei // Astrophys. J. Lett. – 2008. – **684**, N 2. – P. L69–L71.

[12] *Bykov A. M., Dolag K., Durret F.* Cosmological shock waves // Space Sci. Rev. – 2008. – **134**, N 1–4. – P. 119–140.

[13] *Carilli C. L., Barthel P. D.* Cygnus A // Asrophys. J. Rev. – 1996. – **7**, N 1. – P. 1–54.

[14] *Churazov E., Bruggen M., Kaiser C. R., et al.* Evolution of Buoyant Bubbles in M 87 // Astrophys. J. – 2001. – **554**, N 1. – P. 261–273.

[15] *Kaiser C. R., Alexander P.* A self-similar model for extragalactic radio sources // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 1997. – **286**, N 1. – P. 215–222.

[16] *Kino M., Takahara F.* Constraints on the energetic and plasma composition of relativistic jets in FR II sources // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 2004. – **349**. – P. 336–348.

[17] *Ling R. A., Bridle A. H.* Dynamical models for jet deceleration in radio galaxy 3C 31 // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 2002. – **336**. – P. 1161–1184.

[18] *McKenzie J. F., Volk J. H.* Non-linear theory of cosmic ray shocks including selfgenerated Alfven waves // Astron. and Astrophys. – 1982. – **116**. – P. 191–200.

[19] *Pelletier G., Lemoine M., Marcowith A.* Turbulence and particle acceleration in collisionless supernovae remnant shocks. I. Anisotropic spectra solutions // Astron. and Astrophys. – 2006. – **453**. – P. 181–194.

[20] *Vladimirov A. E., Ellison D. C., Bykov A. M.* Nonlinear diffusive shock acceleration with magnetic field amplification // Astrophys. J. – 2006. – **652**. – P. 1246–1258.