

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПАРКЕРА И РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ДЖЕТЫ

*Г. Н. Кичигин**

*Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения Российской академии наук
664033, Иркутск, Россия*

Поступила в редакцию 10 декабря 2013 г.,
после переработки 7 мая 2014 г.

Рассматривается движение заряженных частиц высокой энергии (космических лучей) в спиральном магнитном поле Паркера. Показано, что при радиальной эжекции частиц из сферы, вне которой имеется поле Паркера, все покидающие сферу частицы фокусируются либо вдоль оси симметрии поля, либо в экваториальной плоскости в зависимости от полярности поля. На основе полученных результатов предлагается возможная модель, объясняющая происхождение релятивистских джетов.

DOI: 10.7868/S0044451014100095

1. ВВЕДЕНИЕ

Данная работа имеет отношение к процессам катастроф в космосе, в результате которых образуется область, из которой испускается мощное электромагнитное излучение и эжектируются потоки различного сорта частиц высокой энергии. В качестве примера наблюдательных проявлений подобных процессов можно привести такие события, как сверхновые, гамма-всплески, вспыхивающие рентгеновские звезды — барстеры, активные процессы в ядрах галактик (AGN), квазары и т. п. Во всех случаях, в результате этих уникальных явлений в космосе формируется расширяющаяся квазисферическая область, которая, в частности, является источником космических лучей.

Для описания динамики частиц высокой энергии, выбрасываемых из рассматриваемой расширяющейся области, формулируется следующая задача. Пусть имеется сфера, из которой радиально испускаются заряженные частицы высокой энергии (космические лучи). Предполагается, что в центре сферы имеется источник спирального магнитного поля Паркера (в дальнейшем — поле Паркера). Наша цель — рассчитать траектории движения частиц, вылетающих из сферы и далее движущихся в поле Паркера. Мы выбрали поле Паркера из тех соображений, что для большинства звезд, вследствие их вращения и испускания с их поверхности плазмен-

ного ветра, структура электромагнитных полей в их окрестности похожа на ту, которая присуща гелиосфере Солнца. Мы предположим, что конфигурация электромагнитных полей в солнечной гелиосфере является типичной для звезд, имеющих магнитное поле. Область электромагнитного поля вне звезды будем называть гелиосферой, пространственный масштаб которой значительно превышает размеры сферы, из которой испускаются частицы.

Согласно модели Паркера [1], в сферической системе координат R, θ, φ на больших расстояниях от Солнца ($R \gg r_\odot$) магнитное поле описывается формулами

$$H_R(R, \theta) = \text{sign}(\pi/2 - \theta) H_\odot \frac{r_\odot^2}{R^2}, \quad (1)$$

$$H_\varphi(R, \theta) = -H_\odot \Omega \sin \left[\text{sign} \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right) \theta \right] \frac{r_\odot^2}{uR}. \quad (2)$$

Здесь H_\odot , r_\odot и Ω — соответственно магнитное поле на поверхности, радиус и угловая скорость вращения Солнца, u — скорость солнечного ветра. Соотношения (1), (2) представляют магнитное поле в случае, когда оно имеет положительную полярность (направлено от Солнца) в северном полушарии. Когда направление вектора магнитного поля в северном полушарии меняется на обратное, оно считается отрицательным.

В выбранной сферической системе координат ось φ направлена в сторону вращения Солнца, а ось z совпадает с осью его вращения. Силовые линии магнитного поля имеют вид спиралей Архимеда. Электрическое поле солнечной гелиосферы перпендику-

*E-mail: king@iszf.irk.ru

лярно магнитному, имеет одну компоненту и представляется формулой

$$E_\theta(R, \theta) = H_\varphi(R, \theta) \frac{u}{c} = -\frac{\Omega r_\odot}{c} \sin \left[\text{sign} \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right) \theta \right] \frac{H_\odot r_\odot}{R}. \quad (3)$$

В данной работе мы ограничимся идеализированной постановкой задачи, полагая, что частицы в гелиосфере в отсутствие любых столкновений движутся в полях, описываемых формулами (1)–(3).

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Считаем гелиосферу осесимметричной относительно оси, вокруг которой вращается звезда. Будем следить за траекториями частиц в гелиосфере, поля в которой представлены формулами (1)–(3). Движение заряженных частиц в заданных полях в релятивистском приближении будем искать с помощью уравнений, записанных в цилиндрической системе координат r, φ, z , с осью z , направленной вдоль оси вращения звезды, которая находится в точке с координатами $r = 0, z = 0$. Здесь мы, рассматривая большие расстояния от звезды, пренебрегли ее радиусом r_\odot . В выбранной цилиндрической системе координат радиус любой сферы равен $R = \sqrt{r^2 + z^2}$. С учетом формул (1)–(3), в которых расстояние от звезды равно R ($R \gg r_\odot$), для положительной полярности магнитного поля звезды компоненты электромагнитного поля в гелиосфере имеют вид

$$\begin{aligned} H_\varphi(r) &= -H_\odot \Omega \frac{r r_\odot^2}{u R^2}, \\ H_r(r) &= H_\odot \frac{r r_\odot^2}{R^3}, \\ H_z(r, z) &= H_\odot \frac{z r_\odot^2}{R^3}, \\ E_r(r, z) &= -\frac{\Omega r_\odot}{c} \frac{r z H_\odot r_\odot}{R^3}, \\ E_z(r) &= \frac{\Omega r_\odot}{c} \frac{r^2 H_\odot r_\odot}{R^3}. \end{aligned} \quad (4)$$

Для отрицательной полярности магнитного поля звезды все компоненты запишутся с обратным знаком.

Предположим, что по порядку величины

$$\Omega r_q \approx u, \quad H_\odot r_\odot^2 \approx H_0 r_q^2,$$

где r_q — некоторое характерное расстояние от звезды, на котором радиальная и азимутальная составляющие магнитного поля равны друг другу:

$$H_r(r_q, 0) = H_\varphi(r_q, 0) \equiv H_0.$$

Уравнения, описывающие движение частиц, представим в виде

$$\begin{aligned} \frac{d(\gamma dr/dt)}{dt} &= \frac{\gamma v_\varphi^2}{r} + \frac{q E_r}{m} + \frac{q}{mc} [H_z v_\varphi - H_\varphi v_z], \\ \frac{d(\gamma r v_\varphi)}{dt} &= \frac{q r}{mc} [H_r v_z - H_z v_r], \\ \frac{d(\gamma dz/dt)}{dt} &= \frac{q E_z}{m} + \frac{q}{mc} [H_\varphi v_r - H_r v_\varphi], \\ mc^2 \frac{d\gamma}{dt} &= q(E_r v_r + E_z v_z). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь q и m — заряд и масса покоя частицы, $v_r = dr/dt$, $v_z = dz/dt$, $v_\varphi = r d\varphi/dt$ — компоненты скорости, c — скорость света, $\gamma = [1 - (v_\varphi^2 + v_r^2 + v_z^2)/c^2]^{-1/2}$ — безразмерная энергия, нормированная на энергию покоя mc^2 частицы. Вследствие азимутальной симметрии сохраняется обобщенный момент импульса,

$$m\gamma r v_\varphi + q A_\varphi r/c = \text{const},$$

где A_φ — азимутальная компонента векторного потенциала.

В качестве пробных частиц рассмотрим протоны, для которых заряд равен заряду электрона, $q = e$. Радиус сферы, из которой эжектируются протоны, обозначим через R_0 . Введем безразмерные переменные

$$\chi = r/R_0, \quad \xi = z/R_0, \quad \tau = \omega t,$$

где $\omega = eH_0/mc$, и обозначения

$$\alpha = \frac{R_0}{r_q}, \quad \beta = \frac{u}{c}, \quad \lambda = \sqrt{\chi^2 + \xi^2},$$

$$\psi = \frac{d\varphi}{d\tau}, \quad \varepsilon = \frac{mc^2}{eH_0 R_0},$$

с использованием которых для ускорений вдоль осей r, φ, z получим соотношения

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \chi}{d\tau^2} &= \chi \psi^2 + \frac{\xi \chi \psi}{\gamma \alpha^2 \lambda^3} + \frac{\chi}{\gamma \alpha \lambda^2} \frac{d\xi}{d\tau} - \\ &\quad - \frac{1}{\gamma} \frac{d\chi}{d\tau} \frac{d\gamma}{d\tau} - \frac{\beta \varepsilon \chi \xi}{\gamma \alpha \lambda^3}, \\ \frac{d^2 \varphi}{d\tau^2} &= \frac{1}{\chi \gamma \alpha^2 \lambda^3} \left(\chi \frac{d\xi}{d\tau} - \xi \frac{d\chi}{d\tau} \right) - \frac{2\psi}{\chi} \frac{d\chi}{d\tau} - \frac{\psi}{\gamma} \frac{d\gamma}{d\tau}, \\ \frac{d^2 \xi}{d\tau^2} &= \frac{\beta \varepsilon \chi^2}{\gamma \alpha \lambda^3} - \frac{1}{\gamma} \frac{d\xi}{d\tau} \frac{d\gamma}{d\tau} - \frac{\chi}{\gamma \alpha \lambda^2} \frac{d\chi}{d\tau} - \frac{\chi^2 \psi}{\gamma \alpha^2 \lambda^3}, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\frac{d\gamma}{d\tau} = \frac{\beta \chi}{\alpha \varepsilon \lambda^3} \left(\chi \frac{d\xi}{d\tau} - \xi \frac{d\chi}{d\tau} \right).$$

Эти уравнения решались численно при следующих значениях параметров, характерных для гелиосферы Солнца: на радиусе r_q величина магнитного поля составляет $H_0 = 2.2 \cdot 10^{-5}$ Гс, отношение скорости звездного ветра к скорости света $\beta = u/c = 0.001$. Параметр α будем варьировать в пределах $10 \leq \alpha \leq 1000$, параметр $\varepsilon = 10^{-2}/\alpha$, величина энергии ограничена значениями $\gamma \leq 10$.

Из уравнений движения частиц видно, что величина магнитного поля H_0 и величина энергии γ входят в уравнения в комбинации γ/H_0 . Отсюда следует, что при изменении величин H_0 и γ траектории частиц в гелиосфере, рассчитанные из уравнений движения, будут одинаковыми, если γ и H_0 варьируются таким образом, что отношение γ/H_0 остается постоянным. Считаем, что рассматриваемая нами звезда подобна Солнцу, но может иметь другие параметры (магнитное поле, скорость вращения, масса, радиус и т. п.).

Будем полагать, что величины магнитных полей и энергия протонов таковы, что ларморовский радиус частиц в гелиосфере много меньше характерного размера r_q . Поэтому качественно движение протонов в гелиосфере можно анализировать в дрейфовом приближении. Как известно из анализа движения частиц в солнечной гелиосфере, частицы в поле Паркера испытывают два типа дрейфа: центробежный и градиентный, под действием которых в итоге частицы дрейфуют против направления электрического поля гелиосферы.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ, ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Вначале попытаемся понять характер движения частиц в магнитном поле Паркера из аналитических оценок, используя дрейфовое приближение, уравнения движения и закон сохранения обобщенного импульса, который запишем в безразмерном виде:

$$\gamma\chi^2\psi = \gamma_0\chi_0^2\psi_0 + \frac{1}{\alpha^2} \left(\frac{\xi}{\lambda} - \frac{\xi_0}{\lambda_0} \right),$$

где χ_0 и ξ_0 — начальные координаты частицы при переходе ее на данный тип траектории, а $\lambda_0 = \sqrt{\chi_0^2 + \xi_0^2}$. В рассматриваемом нами квадранте переменные χ и ξ положительны, и при любых значениях этих переменных отношение $\xi/\lambda = \xi/\sqrt{\chi^2 + \xi^2}$ меньше или равно единице. Поэтому можно считать, что $|\xi/\lambda - \xi_0/\lambda_0| < 1$. Подставляя в правую часть уравнения для энергии (четвертое уравнение в (5))

выражения для компонент электрического поля, легко показать, что еще одна величина,

$$\gamma + \beta\xi/\lambda\alpha\varepsilon = \text{const},$$

в процессе движения частиц остается постоянной. Из постоянства этой величины следует, что

$$\gamma = \gamma_0 + \frac{\beta}{\alpha\varepsilon} \left(\frac{\xi}{\lambda} - \frac{\xi_0}{\lambda_0} \right).$$

В этом соотношении $\beta/\alpha\varepsilon < 1$ для звезд, похожих на Солнце, $\gamma_0 > 1$, поэтому $\gamma \approx \gamma_0$, т. е. энергия частиц в грубом приближении остается неизменной, что мы и будем предполагать везде ниже.

В тех случаях, когда для частиц выполняется дрейфовое приближение, будем использовать формулу для скорости градиентного дрейфа [2]:

$$\mathbf{v}_g = \frac{mc\gamma v_{\perp}^2}{2eH^3} [\mathbf{H} \times \text{grad } H],$$

где v_{\perp} — скорость движения частицы поперек силовых линий магнитного поля, имеющего величину $H = \sqrt{H_r^2 + H_{\varphi}^2 + H_z^2}$.

Проанализируем сначала динамику протонов при радиальной эжекции частиц с поверхности сферы единичного радиуса ($\lambda_0 = 1$). На этой сфере при $\xi_0 \sim \chi_0$, и при $\alpha \gg 1$ компоненты H_r , H_z магнитного поля сравнимы по величине, а компонента H_{φ} имеет величину в α раз большую. Полагая, что поперечная скорость протонов порядка скорости света ($\gamma > 1$), оценим отношение начального ларморовского радиуса r_L протонов к величине R_0 . В магнитном поле с величинами $H \sim H_r$ или $H \sim H_z$

$$\frac{r_L}{R_0} \sim \frac{\gamma mc^2 \alpha^2}{eHR_0} = \gamma\varepsilon\alpha^2,$$

а в поле H_{φ} величина этого отношения будет в α раз меньше. Например, $r_L/R_0 = \gamma\varepsilon\alpha^2 \sim 1$ для $\alpha = 100$, т. е. в этом случае ларморовский радиус в полях H_r , H_z сравним с начальным радиусом сферы ($\lambda_0 = 1$), ларморовский радиус в поле H_{φ} будет в сто раз меньше.

Для качественного анализа движения протонов в положительном поле в грубом приближении пренебрежем влиянием на частицы компонент H_r , H_z магнитного поля и будем считать, что на протоны оказывает влияние только поле H_{φ} . Положим $\alpha = 100$, при этом $\varepsilon\alpha = 10^{-2}$. Так как ларморовский радиус в поле H_{φ} существенно меньше пространственной неоднородности магнитного поля, рассмотрим движение частиц в дрейфовом приближении. Полагая, что протоны эжектируются из сферы радиаль-

но ($v_{\perp} \approx c$, $v_{\parallel} = 0$), модуль полного магнитного поля $H \approx H_{\varphi}$, а компонента $H_{\varphi} = -H_0 \chi / \alpha \lambda^3$, получим для компонент скорости градиентного дрейфа по осям r и z значения

$$v_{gr} = \frac{c \varepsilon \alpha \gamma \chi \xi}{\lambda^4}, \quad v_{gz} = \frac{c \varepsilon \alpha \gamma}{2 \lambda^4} (\xi^2 - \chi^2).$$

Отсюда видно, что по радиусу протон дрейфует в положительном направлении, а направление дрейфа по оси z зависит от соотношения между координатами χ и ξ , которые в данный момент характеризуют положение частицы: при $\chi < \xi$ протон дрейфует в положительном направлении, при $\chi > \xi$ — в отрицательном. Вид траектории можно определить из соотношения

$$\frac{v_{gr}}{v_{gz}} = \frac{dr}{dz} = \frac{d\chi}{d\xi} = \frac{2\chi\xi}{\xi^2 - \chi^2},$$

из которого найдем, что при $\chi < \xi$ частица движется по параболе $\chi/\chi_0 = (\xi/\xi_0)^2$, а при $\chi > \xi$ траектория протона — это эллипс

$$\frac{\chi^2}{\chi_0^2 + 2\xi_0^2} + \frac{\xi^2}{\chi_0^2/2 + \xi_0^2} = 1.$$

Итак, в положительном магнитном поле протон все время удаляется от оси z , причем если вначале $\chi < \xi$, то он, двигаясь по параболе $\chi/\chi_0 = (\xi/\xi_0)^2$, удаляется и от оси r , затем, когда протон пересекает линию $\chi = \xi$, он начинает движение к оси z по траектории эллипса.

Для отрицательного поля знаки дрейфовых скоростей меняются на обратные. Это означает, что скорость дрейфа протона по радиусу направлена к оси z , а направление скорости дрейфа по оси z зависит от знака разности $\xi^2 - \chi^2$. В итоге для отрицательного поля при радиальном вылете из сферы все частицы дрейфуют к оси z , попадают в область сильного поля, отражаются от него, а затем, в конце концов, движутся вдоль оси z , вращаясь около нее.

Проанализируем асимптотическое поведение частиц, движущихся вдоль оси z при $\xi \gg \chi > 1$. Нетрудно видеть, что правая часть уравнения для ускорения (третье уравнение в (6)) асимптотически стремится к нулю, это означает, что $d\xi/d\tau \approx \text{const}$. Характер движения по радиусу определяется уравнением для радиальной скорости (первое уравнение в (6)). При $\gamma \approx \gamma_0$ это радиальное движение будет определяться уравнением

$$\frac{d^2\chi}{d\tau^2} = \chi\psi^2 - \frac{\chi}{\gamma\alpha\lambda^2} \frac{d\xi}{d\tau},$$

где в правой части мы оставили только значимые слагаемые. При радиальной инжекции частиц из

сферы угловая скорость $\psi_0 = 0$, поэтому из закона сохранения полного импульса

$$\chi^2\psi = \frac{1}{\alpha^2\varepsilon} \left(\frac{\xi}{\lambda} - \frac{\xi_0}{\lambda_0} \right),$$

учитывая, что $(\xi/\lambda - \xi_0/\lambda_0) < 1$ и $\alpha^2\varepsilon = 1$ при $\alpha = 100$, получим $\psi \sim 1/\chi^2$. С учетом этого уравнение для радиального ускорения запишем в виде

$$\frac{d^2\chi}{d\tau^2} \approx -\frac{\partial U}{\partial \chi},$$

где $U = 1/\chi^2 + b\chi^2/\xi^2$ — эффективный потенциал, вид которого определяет характер движения частицы по радиусу, b — константа. Отсюда видно, что по радиусу частица совершает колебания, определяемые видом эффективного потенциала. В итоге протон примерно с постоянной скоростью движется в положительном направлении оси z , вращается вокруг этой оси и совершает колебания по радиусу. Из условия

$$\frac{\partial U}{\partial \chi} = 0,$$

которое позволяет найти точки на траектории, где радиальная скорость протонов максимальна, имеем соотношение $\xi \sim \chi^2$, определяющее связь между координатами ξ и χ на траектории.

Все полученные из качественного анализа закономерности динамики частиц в положительном и отрицательном полях Паркера подтверждаются в численных расчетах, приведенных ниже. Результаты расчетов траекторий космических лучей, представлены в меридиональном сечении гелиосферы только в одном квадранте северного полушария, так как во всех соседних квадрантах картина траекторий зеркально-симметрична. Во всех расчетах правильность вычислений контролировалась путем проверки значений сохраняющихся величин: полной энергии, $\gamma + \beta\xi/\lambda\alpha\varepsilon = \text{const}$, и полного импульса, $\gamma\chi^2\psi - \xi/\lambda\alpha^2\varepsilon = \text{const}$. Точность сохранения этих величин была не хуже 10^{-11} .

На рис. 1 для положительной полярности магнитного поля показаны траектории космических лучей с энергией 5 ГэВ, радиально вылетающих из точек сферы с начальными расстояниями от оси z , равными $\chi_0 = r_0/R_0 = 0.01, 0.1, 0.3, 0.5, 0.7$; при этом параметр $\alpha = 100$, а начальные координаты по оси z определяются из соотношения $\xi_0 = z_0/R_0 = \sqrt{1 - \chi_0^2}$. Как следует из рис. 1, все частицы, вылетающие из сферы, дрейфуют в направлении к экваториальной плоскости, достигают ее и далее дрейфуют вдоль нее, удаляясь от оси z .

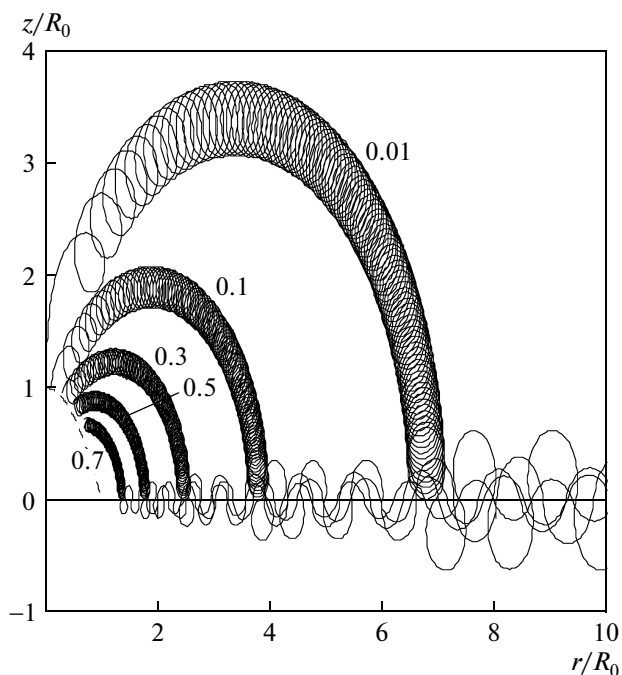


Рис. 1. Траектории протонов с энергией 5 ГэВ для положительной полярности магнитного поля, эжектированных из сферы (изображена штрихами) с начальными расстояниями $\chi_0 = 0.01, 0.1, 0.3, 0.5, 0.7$ от оси z , указанными около кривых. Частицы вылетают из сферы, затем дрейфуя по дуге, попадают в экваториальную плоскость и далее дрейфуют вдоль этой плоскости, удаляясь от оси z . Параметр $\alpha = 100$

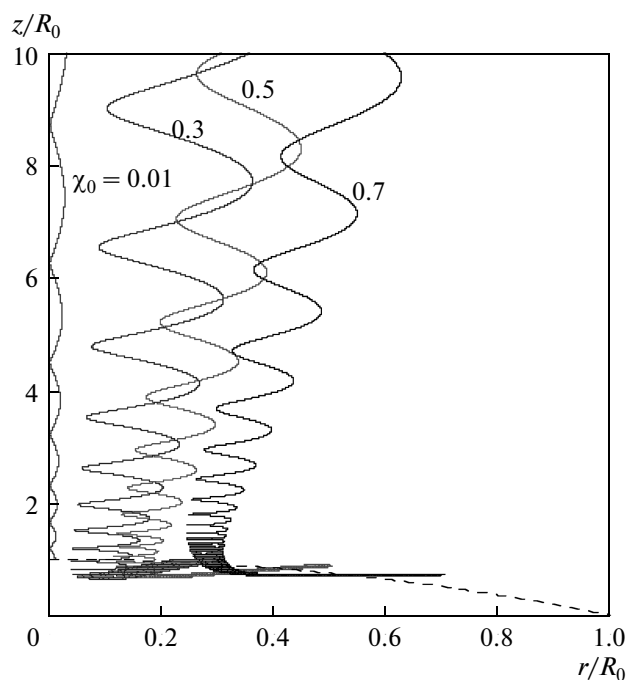


Рис. 2. Траектории протонов с энергией 1.5 ГэВ для отрицательной полярности магнитного поля, эжектированных из сферы (изображена штрихами) с начальными расстояниями $\chi_0 = 0.7, 0.5, 0.3, 0.01$ от оси z , указанными около кривых. Частицы вылетают из сферы, затем дрейфуют к оси z и далее движутся вдоль этой оси, удаляясь от экваториальной плоскости. Параметр $\alpha = 100$

На рис. 2–4 приведены траектории протонов в случае отрицательной полярности магнитного поля. На рис. 2 представлены траектории для радиально вылетающих частиц с энергией 1.5 ГэВ из точек сферы с различными начальными расстояниями от оси z . Видно, что для всех приведенных начальных значений χ_0 частицы вначале дрейфуют к оси z и в дальнейшем, вращаясь около оси z , движутся вдоль этой оси в положительном направлении. На рис. 3 представлены траектории протонов с энергиями 1.2, 1.5 и 5 ГэВ, эжектированных из сферы с начальным расстоянием $\chi_0 = 0.5$ от оси z . Видно, что отклонение ведущего центра частиц от оси z очень мало. Анализ результатов расчетов показывает, что ведущие центры частиц, движущихся вдоль оси z , образуют поверхность, проекция которой на плоскость квадранта хорошо аппроксимируется зависимостью $z = \text{const} \cdot r^2$. На рис. 4 приведены траектории космических лучей, эжектированных из сферы с начальным расстоянием $\chi_0 = 0.5$ от оси z при одной и той

же энергии 1.2 ГэВ для различных значений параметра α . Из рисунка следует, что величина отклонения ведущего центра частиц от оси z уменьшается с ростом параметра α . Отсюда можно сделать вывод о том, что вид траекторий космических лучей будет меняться, если в процессе инжекции частиц из шара будет изменяться его радиус. Например, если шар будет расширяться, то при этом заряженные частицы, покидающие шар в более поздние моменты времени, будут фокусироваться в более узкий луч.

Из полученных результатов следует, что поле Паркера обладает фокусирующими свойствами, т. е. играет роль линзы, имеющей следующие свойства: 1) для положительного поля все радиально выпущенные из сферы заряженные частицы высокой энергии собираются полем в экваториальной плоскости; 2) для отрицательного поля частицы фокусируются в тонкий луч, направленный вдоль оси симметрии поля (оси вращения звезды). Эти свойства поля Паркера находят простое объяснение, если учесть, что, в итоге в одном случае дрейф частицы приво-

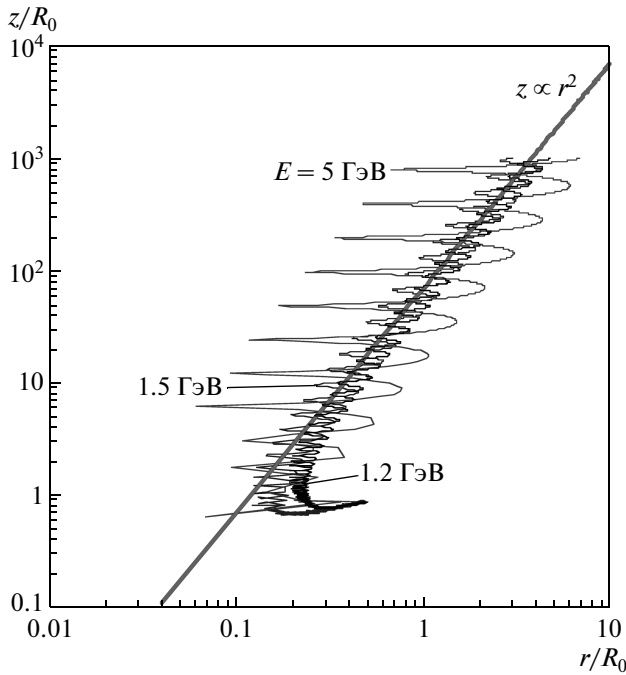


Рис. 3. Траектории протонов с энергиями 1.2, 1.5 и 5 ГэВ для отрицательной полярности магнитного поля, эжектированных из сферы с начальным расстоянием $\chi_0 = 0.5$ от оси z . Координаты по осям приведены в логарифмическом масштабе. Частицы вылетают из сферы, затем дрейфуют к оси z и далее движутся вдоль этой оси, удаляясь от экваториальной плоскости. Совокупность точек, принадлежащих координатам ведущих центров частиц, аппроксимирована графиком функции $z = \text{const} \cdot r^2$, которая показана сплошной линией.
 Параметр $\alpha = 100$, $r_q/R_0 = 0.5$

дит к ее попаданию в экваториальную плоскость, в другом — частица, прижимаясь к оси симметрии поля, далее движется вдоль нее в бесконечность.

Таким образом, в случае, когда магнитное поле в северном полушарии отрицательно, все испускаемые из сферы частицы в обоих полушариях гелиосферы собираются в узкий луч около оси z , удаляясь от экваториальной плоскости в направлении оси вращения звезды. Можно высказать предположение о том, что специфические фокусирующие свойства поля Паркера могут оказаться полезными для понимания процесса формирования релятивистских джетов, которые испускаются из области, в которой произошел гамма-всплеск [3]. В качестве одного из вариантов образования джетов можно воспользоваться популярной моделью огненного шара (fireball), представленной в работе [4], в которой предполагается,

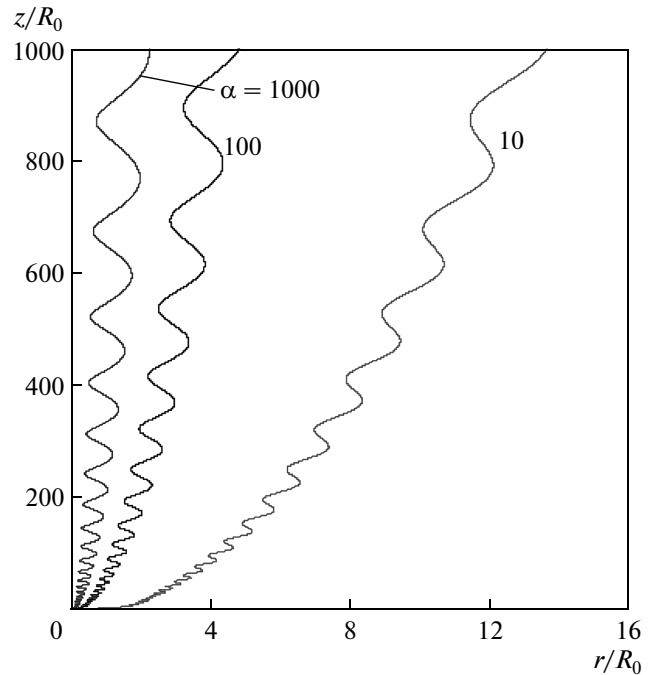


Рис. 4. Траектории протонов с энергией 1.2 ГэВ для отрицательной полярности магнитного поля, эжектированных из сферы с начальным расстоянием $\chi_0 = 0.5$ от оси z для различных значений параметра α

что в результате катастрофического явления в космосе образуется расширяющийся с релятивистской скоростью компактный (размером порядка 100 км) шар, состоящий вначале из запертых внутри него фотонов и электрон-позитронных пар. В некоторый момент времени фотоны резко покидают шар, образуя короткий гамма-всплеск. Как мы полагаем, в дальнейшем из расширяющегося шара эжектируются заряженные частицы высокой энергии (космические лучи), которые, попадая в спиральное магнитное поле Паркера, источник которого находится в центре шара, фокусируются в два луча. Эти лучи, излучая электромагнитные волны, образуют наблюдаемые релятивистские джеты. Как следует из рис. 4, в процессе расширения шара фокусировка частиц вдоль оси z улучшается.

Надо полагать, что при разной ориентации магнитного поля Паркера в данной модели после гамма-всплеска с равной вероятностью возможны два варианта развития событий при эжекции заряженных частиц из шара: 1) происходит фокусировка заряженных частиц в экваториальной плоскости, в результате чего около области, где произошел гам-

ма-всплеск, образуется тонкий диск из релятивистских частиц; 2) все частицы сфокусируются в два противоположных луча вдоль оси симметрии поля, образуя два джета.

Таким образом, из предлагаемой модели следует, что гамма-всплеск сопровождается направленной эжекцией заряженных частиц, причем в одном случае она веерообразна — все частицы движутся (дрейфуют) вдоль экваториальной плоскости, удаляясь от оси z , в другом случае она имеет вид двух узких лучей (джетов), направленных в разные стороны от экваториальной плоскости. Здесь следует отметить, что интенсивность излучения частиц в этих двух вариантах развития гамма-всплесков очевидно будет разной. Это следует из того, что в одном случае характерное движение частиц (см. рис. 2–4) — это релятивистское движение преимущественно вдоль поля по спирали (луч вдоль оси z), в другом случае частицы вначале дрейфуют в направлении к экваториальной плоскости, а затем совершают дрейф вдоль экваториальной плоскости с небольшой скоростью в направлении от оси z (веер), траектория частиц при этом состоит из отрезков ларморовских кружков (см. рис. 1). Не вдаваясь в подробности, можно с уверенностью сказать, что условия излучения релятивистских частиц, движущихся в магнитном поле, в этих случаях совершенно разные. Уместно высказать предположение, что в случае

веера интенсивность излучения (размазанного в плоскости) будет существенно ниже, чем в случае остронаправленного осевого луча и вполне вероятно, что из-за низкой интенсивности излучения веерообразные лучи в гамма-всплесках могут не проявляться в наблюдениях.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН «Физика нейтрино и нейтринная астрофизика» в рамках проекта «Космические лучи в гелиосферных процессах по наземным и стратосферным наблюдениям», а также при поддержке Министерства образования и науки РФ (госконтракт № 14.518.11.7047) и Соглашения на предоставление гранта в форме субсидии № 8407.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. N. Parker, *Astrophys. J.* **128**, 664 (1958).
2. А. И. Морозов, Л. С. Соловьев, в сб. *Вопросы теории плазмы*, т. 2, под ред. М. А. Леонтовича, Госатомиздат, Москва (1963).
3. N. Gehrels, E. Ramirez-Ruiz, and D. B. Fox, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **47**(1), 567 (2009).
4. T. Piran, *Phys. Rep.* **314**, 575 (1999).