

УДК 533.9

ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МЕЖЗВЕЗДНОЙ ПЫЛИ В ГЕЛИОСФЕРЕ С УЧЕТОМ НЕСТАЦИОНАРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

© 2024 г. Е. А. Годенко^{a, b, c*} В. В. Измоденов^{a, b, c}

^aИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия

^bИнститут проблем механики им. А. Ю. Ишлинского, Москва, Россия

^cМосковский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

e-mail: godenko.egor@yandex.ru

Поступила в редакцию 12.03.2024г.

После доработки 29.03.2024

Принята к публикации 29.03.2024

Межзвездная пыль проникает в гелиосферу из-за относительного движения Солнца и Локального межзвездного облака, внутри которого Солнце находится. Основное влияние на динамику пылинок оказывает электромагнитная сила со стороны гелиосферного магнитного поля. Направление действия этой силы зависит от полярности магнитного поля. Полярность же является функцией положения и времени и зависит от ориентации оси солнечного магнитного диполя относительно оси вращения Солнца. Ранее было показано, что для случая, когда ось магнитного диполя совпадает с осью вращения Солнца, возникает ситуация, когда действующая на пылевые частицы электромагнитная сила направлена к плоскости солнечного экватора как в северном, так и южном солнечном полушарии. В результате под действием такой электромагнитной силы распределение межзвездной пыли становится сильно неоднородным и, в частности, образуются тонкие области повышенной концентрации (каустики). Целью настоящей работы является исследование поведения каустик для более реалистичной нестационарной модели, в которой предполагается, что ось магнитного диполя вращается относительно оси вращения Солнца с периодом 22 года, что соответствует 22-летнему циклу солнечной активности. Помимо этого, учитывается вращение оси магнитного диполя в соответствии с вращением Солнца с периодом 25 дней. Для вычисления концентрации пыли применяется лагранжев метод Осипцова. Исследуется форма и эволюция образующихся каустик и обсуждаются физические механизмы, которые их порождают. Показано, что учет нестационарных эффектов приводит к тому, что каустики появляются лишь в определенные фазы солнечного цикла, а потом исчезают.

Ключевые слова: межзвездная пыль, гелиосфера, лагранжевы переменные.

DOI: 10.31857/S1024708424030112, **EDN:** PFDJEI

Солнечный ветер, истекающий из солнечной короны и достигающий сверхзвуковой скорости на нескольких солнечных радиусах, взаимодействует со сверхзвуковым потоком плазмы локальной межзвездной среды. В результате образуется структура из двух ударных волн и тангенциального разрыва между ними [1]. На рис. 1 представлена качественная картина взаимодействия солнечного ветра с локальной межзвездной средой. Область распространения солнечного ветра, ограниченная тангенциальным разрывом (гелиопаузой), называется гелиосферой.

Межзвездная среда, помимо плазменной компоненты, содержит также и пылевую компоненту. При этом пылевые частицы могут проникать внутрь гелиосферы достаточно близко к Солнцу. В 1993 году по измерениям космического аппарата (КА) Улисс [2], было впервые зарегистрировано существование межзвездных пылевых частиц в гелиосфере. Размеры межзвездных пылинок находятся в достаточно широком диапазоне от нескольких нанометров до нескольких микрометров [см., например, 3]. Из результатов астрономических наблюдений известно, что в межзвездной среде преобладают кремниевые и углеродные пылевые частицы, однако измерения КА Кассини [4] показали наличие только кремниевых частиц с содержанием магния, железа и кальция. Пылевые частицы в гелиосфере под действием фотоионизации солнечными фотонами и вторичной электронной эмиссии приобретают положительный

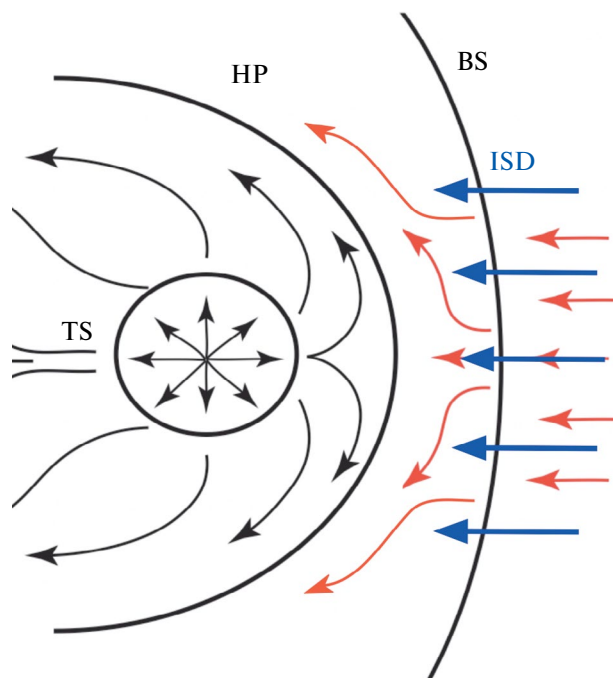


Рис. 1: Схематичное изображение взаимодействия солнечного ветра с локальной межзвездной средой. Черные стрелки соответствуют линиям тока плазмы солнечного ветра, красные стрелки — линиям тока плазмы локальной межзвездной среды. Синими стрелками показано направление движения пылевых частиц в невозмущенной межзвездной среде. *TS* — гелиосферная ударная волна, *HP* — гелиопауза, *BS* — головная ударная волна.

электрический заряд [см., например, 5]. Основное влияние на динамику пылинок в гелиосфере оказывает электромагнитная сила, поскольку силы гравитации и радиационного давления частично или полностью взаимно компенсируют друг друга.

Направление действия электромагнитной силы в данной точке зависит от положения точки относительно гелиосферного токового слоя. Гелиосферный токовый слой — поверхность, при пересечении которой меняет знак полярность гелиосферного магнитного поля [см., например, 6]. Из-за вмороженности линий магнитного поля в линии плазмы солнечного ветра и вращения Солнца вокруг своей оси эта поверхность приобретает волнообразную форму, которую в литературе часто называют “юбка балерины” [7]. Кроме того, результаты наблюдений показывают, что форма этой поверхности (в частности, максимальная широта, на которую она распространяется) существенно меняется в течение 22-летнего цикла солнечной активности [8]. В результате электромагнитная сила, действующая на заряженные частицы пыли, становится существенно нестационарной, поскольку характерное время движения пылинок в гелиосфере (20–30 лет) сравнимо по величине с характерным временем изменения формы токового слоя.

В данной работе исследуется влияние нестационарности гелиосферного токового слоя на траектории и распределение пылинок внутри гелиосферы. В предыдущих работах [9–11] были использованы достаточно сильные упрощающие предположения о том, что токовый слой является плоским, стационарным и находится в плоскости солнечного экватора, что в реальности соответствует лишь коротким промежуткам времени в течение солнечного цикла (периодам солнечных минимумов длительностью 1–2 года).

Для моделирования используется лагранжев подход, основанный на методе Осипцова [12], который показал свою эффективность для различных задач [13]. В разд. 1 описан лагранжев метод Осипцова применительно к данной задаче. В разд. 2 отмечены наиболее важные аспекты динамики пылинок в гелиосфере. В разд. 3 представлены результаты моделирования.

1. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Прежде всего, опишем систему координат, которая используется в данной работе. Пусть в начале координат O находится Солнце, ось Oz направлена вдоль оси вращения Солнца, ось Oy — противоположно

вектору скорости пылинок в невозмущенной межзвездной среде. В реальности угол между вектором скорости пыли в невозмущенной межзвездной среде и осью вращения Солнца составляет $\sim 95^\circ$, однако в данной работе для наглядности предполагается, что они взаимно перпендикулярны. Ось Ox дополняет трехгранник $Oxyz$ до правильного. Помимо этого, в данной работе также используется сферическая система координат, в которой расстояние r отсчитывается от Солнца O , полярный угол ϑ — от оси Oz , а азимутальный угол φ — от оси Ox к оси Oy в плоскости Oxy .

В данной работе предполагается, что гелиосфера ограничена плоскостью $y = 100$ а.е., а при $y > 100$ а.е. пылинки движутся с постоянной скоростью $v_{LISM} = 26.4$ км/с, $\mathbf{v}_{LISM} = -v_{LISM} \mathbf{e}_y$.

Для моделирования распределения пыли, как правило, применяется метод Монте-Карло [см., например, 10, 14–18], но для изучения особенностей этот метод неэффективен с вычислительной точки зрения [11], поэтому в данной работе используется лагранжев метод Осипцова [12, 13]. Лагранжев метод основан на решении уравнения неразрывности, записанного в лагранжевых координатах:

$$n_d(t, \mathbf{r}_0) \left| \det(J_{ij}(t, \mathbf{r}_0)) \right| = n_d(0, \mathbf{r}_0), \quad (1.1)$$

где $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, z_0) = (x_{1,0}, x_{2,0}, x_{3,0})$ — лагранжевы координаты рассматриваемой частицы, $J_{ij} = \frac{\partial x_i}{\partial x_{j,0}}$ компоненты матрицы перехода от лагранжевых координат к эйлеровым (матрицы Якоби). Данное уравнение справедливо вдоль траектории лагранжевой частицы (пылинки). Соответственно, для того чтобы вычислить концентрацию пыли в произвольной точке вдоль траектории, нужно определить компоненты матрицы Якоби в этой точке.

Для вычисления компонент матрицы Якоби нужно ввести матрицу $\Omega_{ij} = \frac{\partial v_i}{\partial x_{j,0}}$ и сформулировать дополнительные дифференциальные уравнения для компонент этой матрицы [12]. В результате для каждой фиксированной частицы можно получить задачу Коши [см., например, 11]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dx_i}{dt} = v_i \\ \frac{dv_i}{dt} = F_i \\ \frac{dJ_{ij}}{dt} = \Omega_{ij} \\ \frac{d\Omega_{ij}}{dt} = \sum_{k=1}^3 \frac{\partial F_i}{\partial x_k} J_{kj} \end{array} \right\}, \left\{ \begin{array}{l} \mathbf{r}|_{t=0} = \mathbf{r}_0 \\ \mathbf{v}|_{t=0} = -v_{LISM} \mathbf{e}_y \\ J_{ij}|_{t=0} = \delta_{ij} \\ \Omega_{ij}|_{t=0} = 0 \end{array} \right., \quad (1.2)$$

где δ_{ij} — символ Кронекера

Решая задачу Коши (1.2), можно вычислить якобиан в любой точке вдоль траектории рассматриваемой частицы и из уравнения (1.1) получить значение концентрации пыли в данной точке. Однако для этого, прежде всего, необходимо задать поле сил, действующих на пылинку.

2. ДИНАМИКА ПЫЛИНОК В ГЕЛИОСФЕРЕ

На пылинки в гелиосфере действуют три основные силы: сила гравитационного притяжения к Солнцу, сила радиационного давления со стороны солнечных фотонов и электромагнитная сила [см., например, 11]. Поскольку предполагается, что гелиосферное магнитное поле вмерзено в плазму солнечного ветра, выражение для результирующей силы будет следующим:

$$\mathbf{F} = (\beta - 1) \frac{GM_S}{r^2} \mathbf{e}_r + \frac{q}{c_0 m} [(\mathbf{v} - \mathbf{v}_p) \times \mathbf{B}],$$

где β — отношение величины силы радиационного давления к силе гравитации, $G = 6.67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \text{ кг}^{-1} \text{ с}^{-2}$ — гравитационная постоянная, $M_S = 2 \cdot 10^{30} \text{ кг}$ — масса Солнца, $c_0 = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ — скорость света в вакууме,

m — масса пылинки, q — заряд пылинки, $\mathbf{v}$ — скорость пылинки, $\mathbf{v}_p$ — скорость плазмы солнечного ветра, $\mathbf{B}$ — вектор индукции гелиосферного магнитного поля.

Для сферических частиц будут справедливы следующие выражения для заряда и массы пылинки (в Гауссовых единицах)

$$q = Ua, \quad m = \frac{4}{3}\pi\rho a^3,$$

где a — радиус пылинки, U — поверхностный потенциал, ρ — массовая плотность. Внутри гелиосферы пылинки приобретают положительный заряд под действием фотоэмиссии и вторичной электронной эмиссии, который остается приблизительно постоянным на протяжении всего времени движения [5]. В данной работе используется значение поверхностного потенциала $U = +5$ В, которое было получено из измерений пыли на КА Кассини [19]. Значение плотности $\rho = 3500$ кг/м³ взято из [20].

Предполагается, что солнечный ветер является сферически-симметричным [21], поэтому его скорость:

$$\mathbf{v} = v_{sw}\mathbf{e}_r$$

где $v_{sw} = 450$ км/с. При использовании условия вмерзновенности силовых линий гелиосферного магнитного поля в солнечный ветер, можно получить выражения для компонент вектора индукции магнитного поля [21]

$$\mathbf{B} = p(t, \mathbf{r})(B_r\mathbf{e}_r + B_\vartheta\mathbf{e}_\vartheta + B_\varphi\mathbf{e}_\varphi), \quad \left\{ \begin{array}{l} B_r = B_E \left(\frac{r_E}{r} \right)^2, \\ B_\vartheta = 0, \\ B_\varphi = -B_E \frac{\Omega_S r_E}{v_{sw}} \left(\frac{r_E}{r} \right) \sin \vartheta, \end{array} \right. \quad (2.1)$$

где $p(t, \mathbf{r})$ полярность гелиосферного магнитного поля, $B_E = 30$ мкГ — индукция магнитного поля на орбите Земли, $r_E = 1$ а.е. = $150 \cdot 10^9$ км — среднее расстояние от Солнца до Земли, $\Omega_S = \frac{2\pi}{25 \cdot 86400} = 2.9 \cdot 10^{-6}$ с⁻¹ — угловая скорость вращения Солнца вокруг своей оси.

Из выражения (2.1) видно, что направление электромагнитной силы зависит от полярности $p(t, \mathbf{r})$. Полярность $p(t, \mathbf{r})$ принимает значения $+1$ и -1 и, соответственно, меняется при пересечении особой поверхности — гелиосферного токового слоя. В наших предыдущих работах [см., например, 9] предполагалось, что эта поверхность представляет собой стационарную плоскость, лежащую в плоскости солнечного экватора, и определение положительной и отрицательной полярностей относительно этой плоскости соответствует фазе фокусировки положительно заряженных частиц: при $z > 0$ полярность предполагалась отрицательной, а при $z < 0$ — положительной. Однако в реальности токовый слой не является стационарным и плоским во всей гелиосфере.

В данной работе предполагается, что гелиосферный токовый слой является плоским только достаточно близко к Солнцу, а именно на сфере радиуса $r = R_* = 3R_S \approx 0.014$ а.е. [6], где R_S — радиус Солнца. Далее из-за того, что силовые линии магнитного поля вмерзены в солнечный ветер, а поверхность, из которой они выходят (солнечная корона), вращается вместе с Солнцем с периодом $T_S = 2\pi/\Omega_S \approx 25$ дней, токовый слой начинает искривляться и принимать волнообразную форму, похожую на “юбку балерины” [7]. Результаты наблюдений также показывают [8], что гелиосферный токовый слой не только искривляется из-за вращения Солнца, но и существенно зависит от фазы 22-летнего цикла солнечной активности. Угол наклона плоского токового слоя (в окрестности сферы радиуса $r = R_*$) к плоскости солнечного экватора меняется с приблизительно постоянной скоростью, так что эта поверхность делает полный оборот за 22 года. Так, например, в периоды солнечных минимумов токовый слой остается приблизительно плоским во всей гелиосфере и находится в окрестности плоскости солнечного экватора, а во время солнечных максимумов, напротив, эта поверхность становится существенно волнообразной и распространяется до максимальных гелиоширот.

Попробуем формализовать определение значения функции полярности $p(t, \mathbf{r})$ для заданной точки $\mathbf{r}$ в заданный момент времени t . Пусть $\tilde{t}$ и $\tilde{\mathbf{r}}$ — момент времени и точка на сфере радиуса $r = R_*$, такие что если рассмотреть бесконечно малый объем сплошной среды вокруг точки $\tilde{\mathbf{r}}$ в момент времени $\tilde{t}$, то в момент времени t этот объем будет находиться вокруг точки $\mathbf{r}$. В силу вмороженности линий магнитного поля в плазму солнечного ветра, значения полярностей в соответствующих точках и моментах времени будут одинаковыми, т.е. $p(t, \mathbf{r}) = p(\tilde{t}, \tilde{\mathbf{r}})$. Напомним, что в рамках сделанных предположений солнечный ветер является сферически-симметричным, поэтому t и $\tilde{t}$, а также $\mathbf{r}$ и $\tilde{\mathbf{r}}$, связаны следующими соотношениями:

$$\tilde{x} = R_* \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \quad \tilde{y} = R_* \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \quad \tilde{z} = R_* \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}},$$

$$\tilde{t} = t \frac{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2} - R_*}{v_{sw}}$$

На сфере радиуса $r = R_*$ предполагается, что токовый слой является плоским. Пусть $\lambda = \lambda(\tilde{t})$ — угол наклона этой плоскости к плоскости солнечного экватора, $\mu = \mu(\tilde{t})$ — угол поворота в плоскости солнечного экватора. Тогда компоненты нормали к этой плоскости:

$$n_x = \sin \lambda \sin \mu, \quad n_y = -\sin \lambda \cos \mu, \quad n_z = \cos \lambda,$$

и по знаку проекции вектора $\tilde{\mathbf{r}}$ на эту нормаль можно определить значение полярности:

$$p(\tilde{t}, \tilde{\mathbf{r}}) = \begin{cases} -1, & h > 0, \\ 1, & h \leq 0, \end{cases} \quad (2.2)$$

где $\tilde{h} = n_x \tilde{x} + n_y \tilde{y} + n_z \tilde{z}$. В частности, когда токовый слой на сфере радиуса $r = R_*$ проходит через положение $\lambda = 0$, $\mu = 0$, возникают условия для фокусировки положительно заряженных частиц.

Таким образом, задавая конкретные выражения для функций $\lambda = \lambda(\tilde{t})$ и $\mu = \mu(\tilde{t})$, можно определить форму токового слоя во всей гелиосфере в любой момент времени. В разделе 3 перед представлением результатов моделирования выписан конкретный вид этих функций для рассматриваемых случаев.

Упрощенное выражение для электромагнитной силы

С учетом представленных выражений и предположений результирующая сила, действующая на пылинку, в данной задаче будет выглядеть следующим образом:

$$\mathbf{F} = (\beta - 1) \frac{GM_S}{r^2} \mathbf{e}_r + \frac{3UB_E r_E^2 p}{4\pi \rho a^2 c_0 r^2} \left[(\mathbf{v} - v_{sw} \mathbf{e}_r) \times \left(\mathbf{e}_r - \frac{\Omega_S r \sin \vartheta}{v_{sw}} \mathbf{e}_\varphi \right) \right].$$

Приведем полученное выражение для силы к безразмерному виду. В качестве обезразмеривающих параметров выберем характерную скорость v_{LISM} и характерное расстояние $L_* = \frac{GM_S}{v_{LISM}^2}$. Если введем безразмерные параметры:

$$\varepsilon = \frac{3UB_E r_E^2 \Omega_S}{4\pi c_0 \rho a^2 v_{LISM}^2}, \quad \kappa = \frac{v_{LISM}}{v_{sw}}, \quad v = \frac{v_{sw}}{\Omega_S L_*},$$

то можно получить следующее выражение для силы в безразмерном виде:

$$\hat{\mathbf{F}} = (\beta - 1) \frac{\mathbf{e}_r}{\hat{r}^2} + p \varepsilon \left[(\kappa \hat{\mathbf{v}} - \mathbf{e}_r) \times \left(v \frac{\mathbf{e}_r}{\hat{r}^2} - \frac{\sin \vartheta \mathbf{e}_\varphi}{\hat{r}} \right) \right].$$

где $\hat{\mathbf{F}} = \mathbf{F} / (v_{LISM}^2 / L_*)$, $\hat{\mathbf{v}} = \mathbf{v} / v_{LISM}$, $\hat{r} = r / L_*$.

Далее будем считать, что $\beta = 1$ для того чтобы продемонстрировать эффекты, связанные именно с электромагнитной силой. В реальности для кремниевых пылинок в гелиосфере значения параметра β находятся в диапазоне от 0.5 до 1.5 [см., например, 22]. Безразмерные параметры κ и ν не зависят от типа частиц, поэтому являются постоянными в рамках нашей задачи. Их значения:

$$\kappa = v_{LISM}/v_{sw} = 26.4/450.0 \approx 0.06 \ll 1, \quad \nu = \frac{v_{sw}}{\Omega_S L_*} \approx 0.81 \sim 1. \text{ Таким образом, поскольку } \kappa \ll 1, \text{ а } \nu \sim 1,$$

для простоты исключим член с κ из рассмотрения и получим упрощенное выражение для результирующей силы в безразмерном виде:

$$\hat{\mathbf{F}} = -p\epsilon \frac{\sin \vartheta}{r} \mathbf{e}_\vartheta \quad (2.3)$$

При заданных значениях размерных величин выпишем формулу зависимости величины параметра ϵ от радиуса частицы (все величины надо перевести в Гауссову систему):

$$\epsilon(a) \approx \left(\frac{0.1}{a} \right)^2,$$

где радиус a задан в мкм.

Далее опустим “шапки” у безразмерных переменных для простоты записи. Рассмотрим покомпонентно компоненты данной силы:

$$F_x = -p\epsilon \frac{xz}{r^3}, \quad F_y = -p\epsilon \frac{yz}{r^3}, \quad F_z = p\epsilon \frac{x^2 + y^2}{r^3}, \quad (2.4)$$

и заметим, что пылинки, которые начинают свое движение из плоскости $x = 0$ с нулевой компонентой скорости по этому направлению ($v_x = 0$), не выйдут за пределы этой плоскости под действием такой силы. Используя это замечательное свойство, для наглядности будем рассматривать траектории только внутри плоскости $x = 0$. Отметим, что аналогичное рассуждение с компонентой F_y не работает, поскольку соответствующая компонента начальной скорости $v_y = -1$ (в безразмерном виде) не равна 0.

Для того чтобы использовать метод Осипцова, необходимо вычислить частные производные от компонент силы (2.4) по координатам x , y и z . Однако чтобы это сделать, нужно чтобы функция $p = p(t, \mathbf{r})$ обладала достаточной степенью гладкости, а на данный момент она не просто не гладкая, но даже не непрерывная, поскольку терпит разрыв при пересечении гелиосферного токового слоя (см. уравнение 2.2). Поэтому заменим разрывную функцию (2.2) на непрерывно-дифференцируемую функцию:

$$p(\tilde{t}, \tilde{\mathbf{r}}) = p(\tilde{h}) = \begin{cases} -1, & \tilde{h} > \delta, \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\tilde{h}}{\delta} \right) - \frac{3}{2} \left(\frac{\tilde{h}}{\delta} \right)^3, & \delta \geq \tilde{h} \geq -\delta, \\ 1, & \tilde{h} < -\delta, \end{cases}$$

Отметим, что значение параметра δ должно быть достаточно мало, чтобы вид траекторий пылинок не отличался от случая, когда функция полярности является разрывной. В данной работе для всех вычислений мы использовали значение $\delta = 10^{-5}$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Стационарный фокусирующий токовый слой

В предыдущих работах [9–11] моделирование распределения пыли проводилось в рамках упрощенной постановки, где предполагалось, что токовый слой является плоским, стационарным и находится в фазе фокусировки положительно заряженных частиц пыли. Этот случай можно описать в рамках более общей постановки, представленной в данной работе, если задать положение токового слоя на сфере радиуса $r = R_*$ с помощью следующих тривиальных функций:

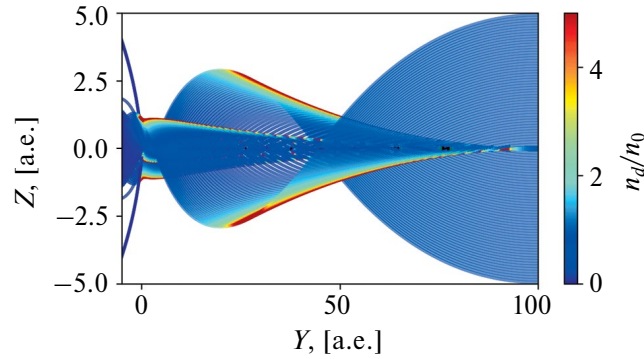


Рис. 2. Траектории частиц пыли для стационарного фокусирующего токового слоя. Координаты пылинок на плоскости $y_0 = 100$ а.е. заданы равномерно из промежутка $z_0 \in [-5 \text{ а.е.}, 5 \text{ а.е.}]$. Здесь и далее для наглядности рассматриваются траектории в плоскости $x = 0$. Цветом показана концентрация пыли, вычисленная с помощью лагранжева метода Осипцова. Размер частиц $a = 200$ нм.

$$\lambda(\tilde{t}) = 0, \quad \mu(\tilde{t}) = 0$$

На рис. 2 представлены траектории частиц радиуса $a = 200$ нм в рамках описанной постановки со стационарным фокусирующим токовым слоем и значение концентрации вдоль траекторий. Электромагнитная сила, действующая на частицы, притягивает их к плоскости $z = 0$ во всей области, и пылинки начинают осциллировать вокруг этой плоскости. В результате формируются каустики – огибающие траекторий пылевых частиц, которые каждым своим конечным сегментом касаются бесконечного числа траекторий. Концентрация на этих огибающих существенно возрастает (в пределе до бесконечности), поскольку якобиан $|\det(J_{ij})|$ стремится к нулю. Попробуем понять, изменение каких компонент матрицы Якоби J_{ij} приводит к такому поведению якобиана.

В данном случае, когда рассматриваются траектории в плоскости $x = 0$, легко понять, что $J_{xy} = 0$ и $J_{xz} = 0$, поэтому выражение для якобиана приобретает упрощенный вид:

$$|\det(J_{ij})| = |J_{xx}(J_{yy}J_{zz} - J_{yz}J_{zy})|$$

Результаты расчетов показывают, что компоненты J_{xx} и J_{yy} вдоль траектории практически не меняются (в области $y > 0$) и сохраняют свои изначальные значения, равные 1, а компоненты J_{yz} и J_{zy} , которые изначально были равны 0, приобретают лишь относительно небольшие значения (до ~ 0.3 по величине). Самые существенные изменения претерпевает компонента J_{zz} . В начальный момент времени ее значение было равно 1, однако после первого прохождения через токовый слой компонента J_{zz} начинает уменьшаться. Почему это происходит? Для того чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим дифференциальные уравнения, соответствующие этой компоненте:

$$\frac{dJ_{zz}}{dt} = \Omega_{zz}, \quad \frac{d\Omega_{zz}}{dt} = \frac{\partial F_z}{\partial x} J_{xz} + \frac{\partial F_z}{\partial y} J_{yz} + \frac{\partial F_z}{\partial z} J_{zz}$$

До и во время первого прохождения через токовый слой компоненты матрицы Якоби практически не меняются, поэтому $J_{yz} \approx 0$, $J_{zz} \approx 1$. В результате уравнение для компоненты Ω_{zz} в этой области можно заменить на упрощенное:

$$\frac{d\Omega_{zz}}{dt} = \frac{\partial F_z}{\partial z} J_{zz}$$

Ведущий член в выражении для $\frac{\partial F_z}{\partial z}$ есть $\frac{\epsilon(x^2 + y^2)}{r^3} \frac{\partial p}{\partial z}$, который внутри токового слоя из-за градиента производной от полярности становится отрицательным. Это приводит к тому, что компонента Ω_{zz}

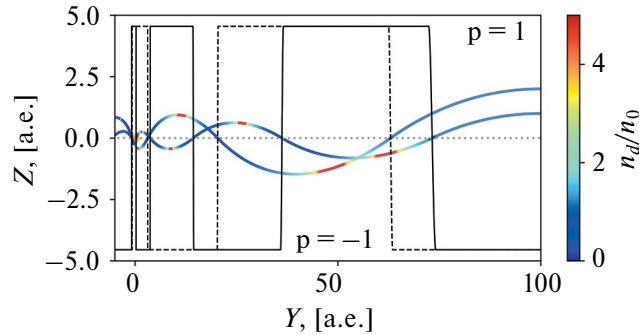


Рис. 3. Траектории двух частиц с начальными координатами $z_0 = 1$ а.е. и $z_0 = 2$ а.е. для стационарного фокусирующего токового слоя. Линии черного цвета соответствует значению полярности вдоль траектории (сплошная линия для частицы с $z_0 = 1$ а.е., пунктирная линия для частицы с $z_0 = 2$ а.е.). Размер частиц $a = 200$ нм.

после первого прохождения через токовый слой становится отрицательной, а значит, компонента J_{zz} начинает уменьшаться. В результате разность $J_{yy}J_{zz} - J_{yz}J_{zy}$ и, соответственно, якобиан $|\det(Jij)|$ стремятся к нулю, что приводит к появлению особенностей.

Для того, чтобы выяснить физические причины формирования особенностей, обратимся к рис. 3, где изображены две траектории, отстоящие друг от друга на расстоянии 1 а.е. ($z_0 = 1$ а.е. и $z_0 = 2$ а.е.) на плоскости $y_0 = 100$ а.е., а также значения полярности гелиосферного магнитного поля вдоль этих траекторий. До первого пересечения токового слоя расстояние между этими пылинками примерно постоянное. Далее пылинки пересекают токовый слой, причем частица с $z_0 = 1$ а.е. делает это существенно ближе ($\sim$ на 10 а.е.) к плоскости $y_0 = 100$ а.е., с которой начинается движение пылинок в гелиосфере, поэтому она раньше меняет направление движения вдоль оси z . В результате после прохождения второй частицы через токовый слой происходит пересечение траекторий между собой из-за того, что первая частица уже успела затормозиться вдоль оси z , а вторая частица только начала это делать, что и приводит к образованию каустики.

Существенным для представленного поведения траекторий и образования каустик является то, что 1) гелиосферный токовый слой покоится и все время находится в фазе фокусировки положительно заряженных частиц, 2) полярность магнитного поля вдоль траектории является постоянной в достаточно протяженной области, т.е. количество пересечений пылинкой токового слоя достаточно мало. Покажем, как описанная в разделе 2 нестационарность гелиосферного токового слоя влияет на траектории и распределение пылинок.

Нестационарный токовый слой

В случае, когда учитывается нестационарность токового слоя, вызванная 22-летним циклом солнечной активности и вращением Солнца вокруг своей оси, положение токового слоя на сфере радиуса $r = R_*$ задается следующими функциями для углов наклона и поворота:

$$\lambda(\tilde{t}) = \frac{2\pi L_* \tilde{t}}{T_{sc} v_{LISM}}, \quad \mu(\tilde{t}) = \frac{2\pi L_* \tilde{t}}{T_S v_{LISM}},$$

где $T_{sc} = 22$ года, $T_S = 25$ дней (константы L_* и v_{LISM} нужны для соблюдения размерности при использовании безразмерной величины $\tilde{t}$).

На рис. 4 показана полученная форма гелиосферного токового слоя в плоскости, где движутся пылинки ($x = 0$), для четырех моментов времени, которые представляют переход от фазы фокусировки ($t = 1$ год) к фазе дефокусировки ($t = 12$ лет) положительно заряженных частиц. Фаза дефокусировки соответствует случаю, когда токовый слой находится в окрестности плоскости $z = 0$, и при $z > 0$ полярность магнитного поля положительная, а при $z < 0$ — отрицательная (наоборот, по сравнению с фазой фокусировки). Для всех моментов времени видна характерная волнообразная, или зубчатая, структура гелиосферного токового слоя, которая возникает из-за вращения Солнца вокруг своей оси. Высота этих “зубцов” зависит от

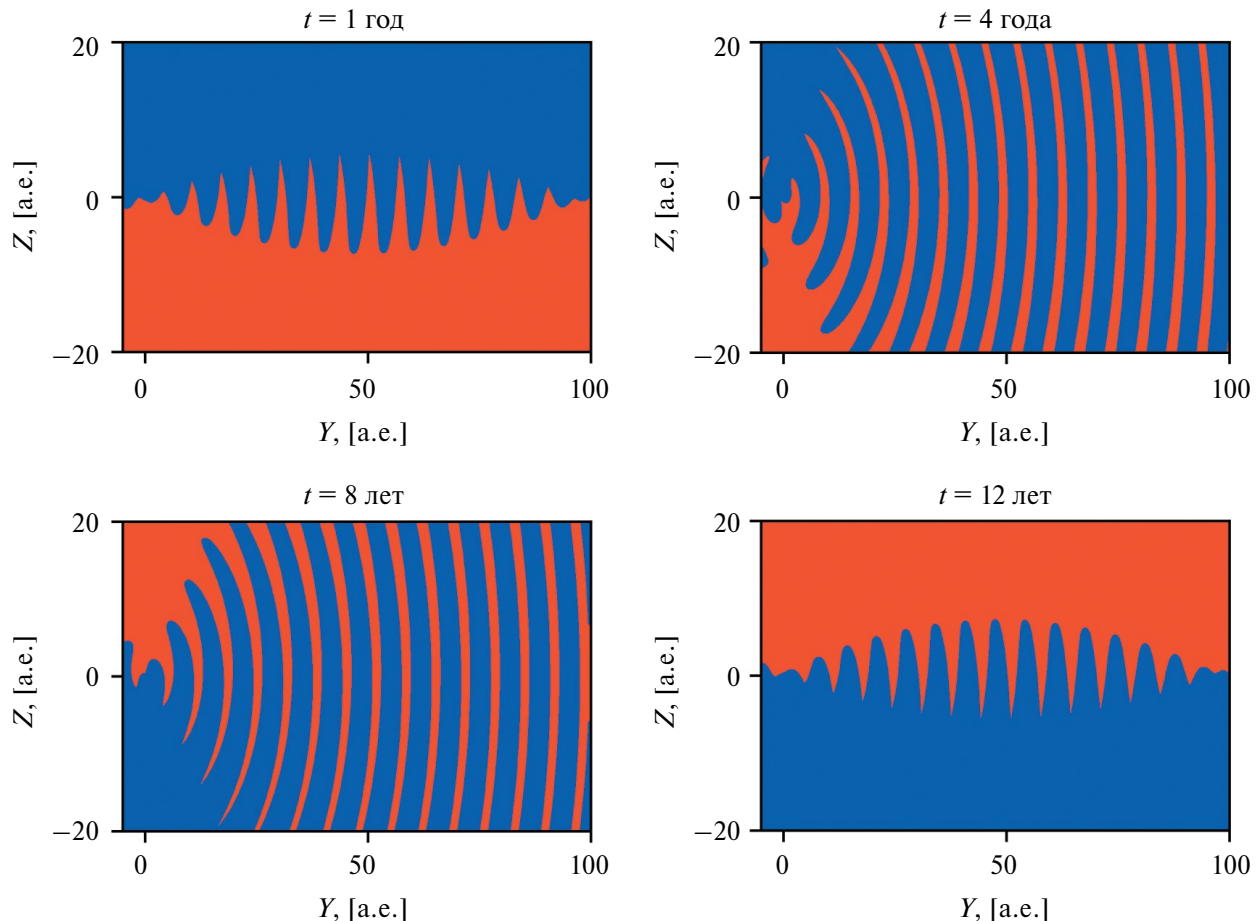


Рис. 4. Форма нестационарного токового слоя в гелиосфере для четырех моментов времени: $t=1$ лет, 4 лет, 8 лет, 12 лет. Токовому слою соответствует линия пересечения областей красного и синего цвета. Точки красного цвета соответствуют положительной полярности, точки синего цвета – отрицательной полярности.

соответствующего угла наклона плоского токового слоя на сфере радиуса $r = R_*$. Так, во время фокусировки и дефокусировки токовый слой во всей гелиосфере находится в окрестности плоскости солнечного экватора, в то время как в переходных фазах токовый слой распространяется достаточно далеко вдоль оси z .

Перед представлением результатов моделирования в этом разделе отметим, что в случае нестационарного токового слоя вид траекторий будет, очевидно, зависеть от того, в какой момент времени t_0 пылинки пересекают плоскость $y = 100$ а.е. Таким образом, t_0 можно рассматривать как одну из лагранжевых координат частицы, однако ясно, что ее можно заменить на координату y_0 с помощью выражения $y_0 = 100$ а.е. + $v_{LSM} t_0$ (с соблюдением размерностей) в силу прямолинейности траекторий при $y > 100$ а.е. В стационарном случае, очевидно, вид траекторий и распределение пыли от t_0 не зависят.

На рис. 5 представлены траектории и концентрация пылевых частиц для различных значений параметра t_0 . Полученные траектории и концентрация вдоль них существенно отличаются от тех, что представлены на рис. 2. Прежде всего, отметим, что на достаточно больших расстояниях от Солнца ($y > 50$ а.е.) во всех случаях траектории практически прямолинейны. Причина заключается в том, что на больших расстояниях от Солнца частицы пыли проходят через области с часто меняющейся полярностью из-за “быстрого” вращения токового слоя в плоскости солнечного экватора. В результате быстро чередующиеся участки с положительной и отрицательной полярностью взаимно компенсируют друг друга. Кроме того, электромагнитная сила (2.3) обратно пропорциональна расстоянию до Солнца, поэтому ее величина на больших гелиоцентрических расстояниях достаточно мала. Все это приводит к тому, что влияние электромагнитной силы в этой области практически пропадает.

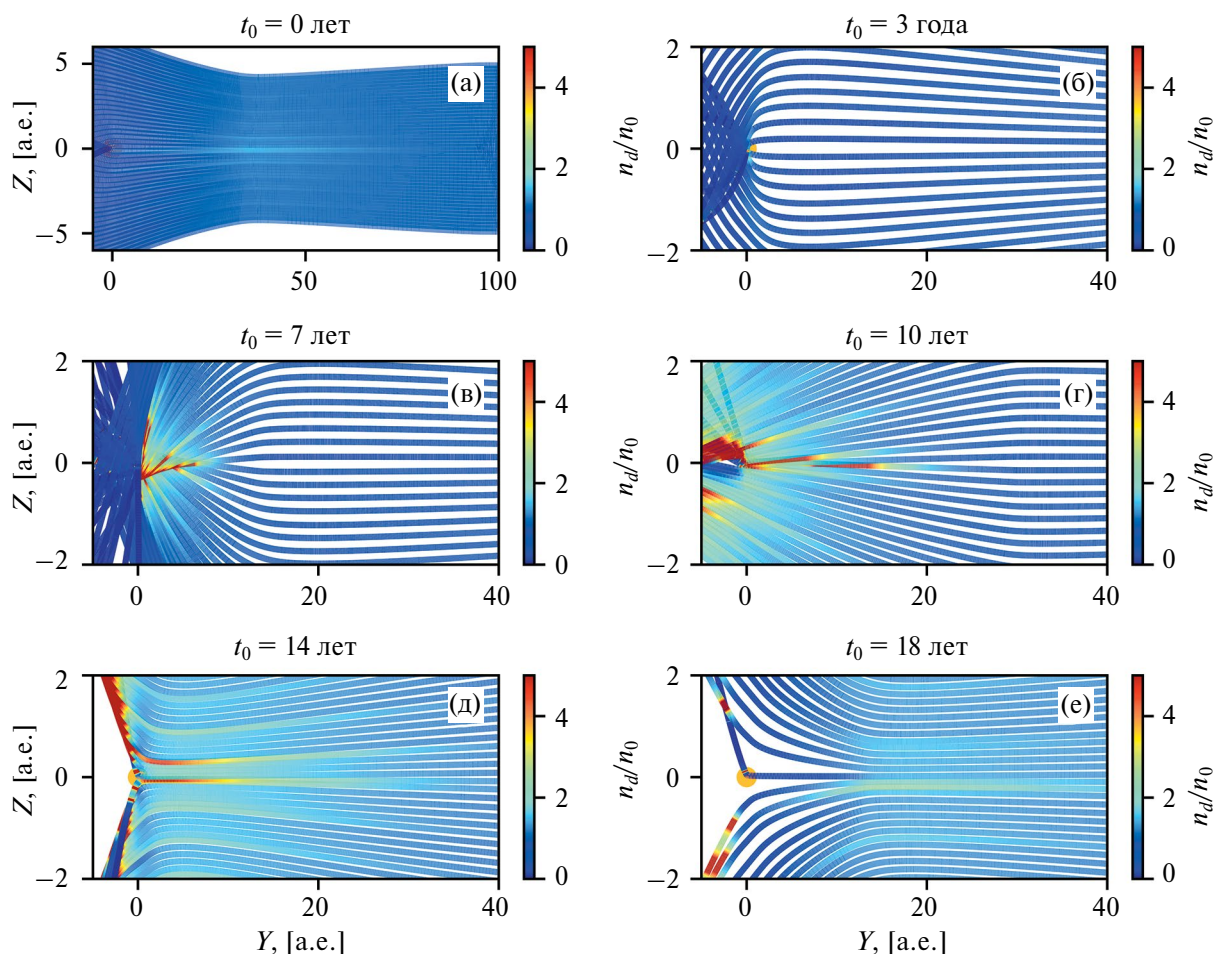


Рис. 5. Траектории частиц пыли в случае нестационарного токового слоя для различных значений параметра $t_0 = \{0, 3, 7, 10, 14, 18\}$ лет. Координаты пылинок на плоскости $y_0 = y_0(t_0)$ заданы равномерно из промежутка $z_0 \in [-5 \text{ а.е.}, 5 \text{ а.е.}]$. Размер частиц $a = 200 \text{ нм}$.

Влияние электромагнитной силы в данном случае проявляется лишь на участках, где полярность сохраняется в достаточно протяженной области, что, очевидно, происходит в периоды, когда токовый слой находится в окрестности плоскости солнечного экватора. Так, на рис. 5а приблизительно в момент времени $t = 1$ год (на $90\text{--}95 \text{ а.е.}$ по оси y) пылинки проходят через фазу фокусировки, поэтому их траектории отклоняются от первоначального направления и испытывают небольшое притяжение к плоскости $z = 0$. Далее они движутся прямолинейно, но уже с отклоненным вектором скорости, и из-за сужения потока формируют область слабого повышения концентрации (примерно на 10%). Затем пылинки приблизительно при $t = 12$ лет проходят уже через участок дефокусировки положительно заряженных частиц, в результате чего траектории пылинок отклоняются от плоскости $z = 0$. Для остальных случаев, представленных на рис. 5, ситуация аналогичная, однако моменты наступления периодов фокусировки и дефокусировки смещаются из-за разного наклона токового слоя к плоскости солнечного экватора в момент пересечения пылинками плоскости $y = 100 \text{ а.е.}$ Так, на рис. 5б траектории на начальном этапе не испытывают фокусировку, поскольку токовый слой уже прошел соответствующую фазу к моменту начала движения этих пылинок в гелиосфере. В результате они испытывают лишь дефокусировку приблизительно на $y \approx 50 \text{ а.е.}$, а дальше двигаются по прямым линиям в сторону от плоскости $z = 0$. На рис. 5в, г частицы почти в самом начале своего движения в гелиосфере проходят через фазу дефокусировки, а затем при приближении к Солнцу фокусируются и образуют области повышенной концентрации в окрестности Солнца. Случай $t_0 = 7$ лет, представленный на рис. 5в, будет рассмотрен далее более подробно. На рис. 5д, е частицы пропускают уже дефокусировку в начале движения, но далее испытывают фокусировку,

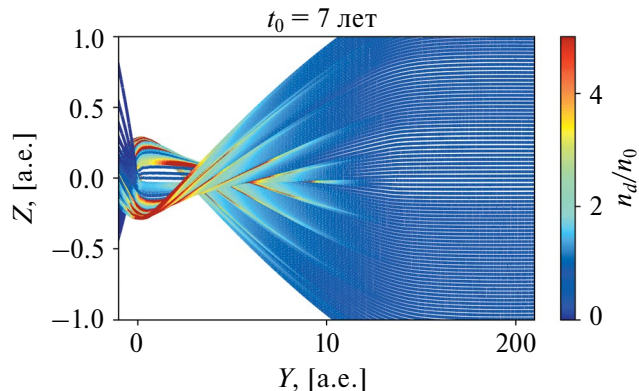


Рис. 6. Траектории частиц пыли в увеличенном масштабе для случая $t_0 = 7$ лет, как на рис. 5в.

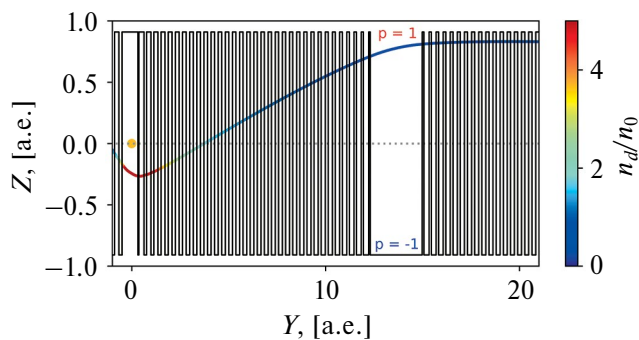


Рис. 7. Траектория частицы пыли с лагранжевыми координатами $z_0 = 0.6$ а.е., $t_0 = 7$ лет в случае нестационарного токового слоя. Линия черного цвета соответствует полярности магнитного поля вдоль этой траектории. Размер частицы $a = 200$ нм.

из-за чего поток сужается и концентрация немного подрастает, как на рис. 5а. Однако в малой окрестности Солнца они также успевают пройти через фазу дефокусировки до пересечения с плоскостью $y = 0$, и в результате происходит сильное отклонение потока в области $y < 0$ с образованием дополнительных областей повышенной концентрации.

Рассмотрим более подробно область повышенной концентрации, возникающую в случае $t_0 = 7$ лет. На рис. 6 представлены в увеличенном масштабе в малой окрестности Солнца траектории пылинок для случая $t_0 = 7$ лет. Результаты моделирования показывают, что область повышенной концентрации состоит из множества каустик. Форма получившейся области повышенной концентрации похожа на ту, которая была представлена на рис. 2, однако ее размеры намного меньше. Связано это с тем, что фокусирующая конфигурация магнитного поля в данном случае существенна лишь на достаточно коротком промежутке времени по сравнению со стационарным случаем, когда предполагалось, что фаза фокусировки справедлива во всей области. Для того чтобы в этом убедиться, рассмотрим, как меняется полярность магнитного поля вдоль траектории. На рис. 7 представлена траектория с лагранжевыми координатами $z_0 = 0.6$ а.е. и $t_0 = 7$ лет и значение полярности гелиосферного магнитного поля вдоль этой траектории. На расстоянии приблизительно в 15 а.е. от Солнца пылинка проходит через область постоянной отрицательной полярности. При этом момент времени, когда она находится в этой области составляет приблизительно $t \approx 22$ года, что соответствует случаю, когда токовый слой совершил один полный оборот вокруг плоскости солнечного экватора и вернулся в изначальную фокусирующую конфигурацию. В связи с этим траектория пылинки отклоняется от прямолинейной, и она начинает двигаться к плоскости солнечного экватора. В малой окрестности Солнца пылинка вновь входит в протяженную область постоянной полярности, так как вблизи Солнца токовый слой находится в окрестности плоскости солнечного экватора

во все моменты времени. Более того, расположение полярностей относительно токового слоя все еще соответствует фазе фокусировки, поэтому пылинки вновь начинают двигаться к плоскости солнечного экватора, что и приводит к формированию каустики, аналогично тому, как это было в стационарном случае, представленном на рис. 2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было проведено моделирование распределения межзвездной пыли в гелиосфере с помощью лагранжева метода Осипцова. Прежде всего, в рамках упрощенной стационарной постановки было показано, что в окрестности плоскости солнечного экватора формируются особенности распределения концентрации пыли из-за пересечения траекторий между собой. Было показано, что якобиан матрицы перехода от лагранжевых координат к эйлеровым стремится к нулю при приближении к каустике, поэтому концентрация на каустике существенно возрастает (в пределе до бесконечности). Детальное исследование эволюции компонент матрицы Якоби вдоль траекторий показало, что после первого прохождения через токовый слой компонента J_{zz} = начинает уменьшаться из-за градиента функции полярности внутри токового слоя, и в результате при приближении к каустике значение якобиана становится равным нулю. Механизм образования вторичных каустик в стационарном случае аналогичен.

В случае, когда учитывается нестационарность токового слоя, было показано, что каустики формируются лишь в некоторые моменты времени. Это происходит для тех частиц, которые проходят через фазу фокусировки на расстоянии приблизительно 15–30 а.е. от Солнца, т.е. так, чтобы они успели дойти до окрестности Солнца до наступления следующей фазы дефокусировки. Возникающие особенности распределения концентрации появляются за счет осцилляций частиц вокруг плоскости солнечного экватора и, соответственно, похожи на особенности, которые были характерны для случая стационарного фокусирующего токового слоя. Однако размеры областей, содержащих особенности, меньше, поскольку в случае нестационарного токового слоя частицы проходят через фазу фокусировки достаточно быстро. Дополнительные области повышенной концентрации в окрестности Солнца образуются для тех частиц, которые прямо перед Солнцем прошли через фазу дефокусировки, и, соответственно, сильно отклонились вдоль оси, перпендикулярной плоскости солнечного экватора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Baranov V.B., Izmodenov V.V. // Fluid Dynamics. 2006. V. 41. P. 689.
2. Griin E., Zook H.A., Baguhl M., Balogh A., Bame S.J., Fechtig H., Forsyth R., Hanner M.S., Horanyi M., Kissel J., Lindblad B.-A., Linkert D., Linkert G., Mann I., McDonnell J. A. M., Morfill G.E., Phillips J.L., Polanskey C., Schwehm G., Siddique N., Staubach P., Svestka J., Taylor A. // Nature. 1993. V. 362. P. 428.
3. Wang S., Li A., Jiang B.W. // The Astrophysical Journal. 2015. V. 811. P. 38.
4. Altobelli N., Postberg F., Fiege K., Trieloff M., Kimura H., Sterken V.J., Hsu H.W., Hillier J., Khawaja N., Moragas-Klostermeyer G., Blum J., Burton M., Srama R., Kempf S., Grün E. // Science. 2016. V. 352. P. 312.
5. Godenko E.A., Izmodenov V.V. // Advances in Space Research. 2023. V. 72. P. 5142.
6. Smith E.J. // Journal of Geophysical Research. 2001. V. 106. P. 15819.
7. Jokipii J.R., Thomas B. // The Astrophysical Journal. 1981. V. 243. P. 1115.
8. Hoeksema J.T. // Space Science Reviews. 1995. V. 72. P. 137.
9. Mishchenko A.V., Godenko E.A., Izmodenov V.V. // MNRAS. 2020. V. 491. P. 2808.
10. Godenko E.A., Izmodenov V.V. // Astronomy Letters. 2021. V. 47. P. 50.
11. Godenko E.A., Izmodenov V.V. // Fluid Dynamics. 2023. V. 58. P. 274.
12. Osipov A.N. // Astrophysics and Space Science. 2000. V. 274. P. 377.
13. Osipov A.N. // Fluid Dynamics. 2024. V. 59. P. 1.
14. Landgraf M. // Journal of Geophysical Research. 2000. V. 105. P. 10303.
15. Sterken V.J., Altobelli N., Kempf S., Schwehm G., Srama R., Grün E. // Astronomy and Astrophysics. 2012. V. 538. P. A102.
16. Slavin J.D., Frisch P.C., Muller H.-R., Heerikhuisen J., Pogorelov N.V., Reach W.T., Zank G. // The Astrophysical Journal. 2012. V. 760. P. 46.
17. Alexashov D.B., Katushkina O.A., Izmodenov V.V., Akaev P.S. // MNRAS. 2016. V. 458. P. 2553.

18. *Strub P., Sterken V.J., Soja R., Krüger H., Grün E., Srama R.* // *Astronomy and Astrophysics*. 2019. V. 621. P. A54.
19. *Kempf S., Srama R., Altobelli N., Auer S., Tschernjawski V., Bradley J., Burton M.E., Helfert S., Johnson T.V., Krüger H., Moragas-Klostermeyer G., Grün E.* // *Icarus*. 2004. V. 171. P. 317.
20. *Weingartner J.C., Draine B.T.* // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. 2001. V. 134. P. 263.
21. *Parker E.N.* // *The Astrophysical Journal*. 1958. V. 128. P. 664.
22. *Kimura H., Mann I.* // *Meteoroids 1998* edited by Baggaley W.J. and Porubcan V. 1999. P. 283.

Peculiarities of the Interstellar Dust Distribution in the Heliosphere Induced by the Time-Dependent Magnetic Field

E. A. Godenko^{a, b, c, *} V. V. Izmodenov^{a, b, c}

^a*Space Research Institute of RAS, Moscow, 117485 Russia*

^b*Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of RAS, Moscow, 119526 Russia*

^c*Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia*

Interstellar dust enters the heliosphere due to the relative motion of the Sun and the Local Interstellar Cloud, which contains the Sun. The dynamics of interstellar dust particles is governed mainly by the electromagnetic force. The direction of this force depends on the polarity of the heliospheric magnetic field. In turn, polarity is a function of position and time and depends on the orientation of the solar magnetic dipole axis relative to the solar rotation axis. Previously it was shown that for the case when the magnetic dipole axis coincides with the solar rotation axis, the electromagnetic force acting on dust particles is directed towards the solar equatorial plane in both the northern and southern solar hemispheres. As a result, under the influence of such a force, the distribution of interstellar dust becomes highly inhomogeneous and, in particular, thin regions of increased number density (caustics) are formed. The goal of this work is to study the nature of caustics for a more realistic time-dependent model, when it is assumed that the magnetic dipole axis rotates relative to the solar rotation axis with a period of 22 years in accordance with the 22-year solar cycle. In addition, the magnetic dipole axis rotates due to the rotation of the Sun with a period of 25 days. To calculate the dust number density, the Lagrangian Osiptsov method is used. The shape and evolution of the resulting caustics are examined and the physical mechanisms of their origin are discussed. It is shown that, when taking into account time-dependent effects, caustics appear only in certain phases of the 22-year solar cycle, and then disappear.

Keywords: interstellar dust, heliosphere, lagrangian approach.