

ОБ ИНДЕКСАХ МАССЫ МЕТЕОРНЫХ ТЕЛ. II. ЭВОЛЮЦИЯ МЕТЕОРОИДНЫХ ПОТОКОВ

© 2022 г. Р. В. Золотарёв¹, *, Б. М. Шустов², **

¹ Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

² Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: rv_zolotarev@mail.ru

**E-mail: bshustov@inasan.ru

Поступила в редакцию 15.09.2021 г.

После доработки 26.11.2021 г.

Принята к публикации 26.11.2021 г.

Представлены результаты расчетов эволюции метеороидных потоков, полученные с помощью модели, описанной в работе Шустова и Золотарёва (2022). Модель реализована с использованием программного комплекса REBOUND. Рассмотрена эволюция модельных метеороидных потоков, ассоциируемых с кометами 96P/Machholz и 2P/Encke. Показано, что в метеороидном потоке формируется распределение спектров масс: в центре потока значения индекса масс $s < 2$, на краю потока s может превышать 2. Причины таких изменений в структуре метеороидного потока две: 1) начальная скорость выброса частиц из кометного ядра сильно зависит от размера частиц и мелкие частицы быстрее удаляются от ядра, и 2) мелкие частицы сильнее подвержены действию радиационных сил и поэтому рассеиваются в пространстве быстрее, чем крупные, и значение индекса масс в центре потока уменьшается. Эти результаты согласуются с результатами, полученными другими авторами по наблюдениям метеорных потоков, в частности, потока Ариетид.

Ключевые слова: метеор, метеороид, индекс массы, кометы

DOI: 10.31857/S0004629922030082

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что спектры масс метеорных тел (метеороидов), вызывающих явления спорадических метеоров, и тел в метеорных потоках в дифференциальном виде близки $dN \propto M^{-s} dM$, причем индекс массы $s \approx 2$ в случае спорадических метеоров и $s < 2$ для метеорных потоков. В работах [2, 3] проанализированы причины такого различия и сделано заключение о том, что значение индекса $s \approx 2$ отражает случайный характер распределения малых тел по размерам (массе) и, соответственно, определяет исходный спектр масс метеороидов, образовавшихся при распаде комет. Близкий к этому спектр масс образуется и вследствие фрагментации тел при столкновениях астероидов и крупных метеороидов. Так что в первом приближении можно считать, что спектр масс частиц в образующемся метеорном потоке изначально характеризуется значением $s = 2$. Но уже в самом начале образования метеороидного потока (при выбросе с поверхности испаряющегося ядра кометы или при дроблении участка астероида при столкновении) скорости частиц разных размеров различны. Более мелкие частицы разле-

таются с большей скоростью, чем более крупные, а затем в процессе динамической эволюции потока метеороидов под действием негравитационных факторов спектр масс частиц в потоке продолжает меняться. Как показывают наблюдения (см., напр., обзор в нашей работе [1]), когда Земля при движении по своей орбите пересекает метеорный поток, индекс массы меняется от значений $s \geq 2$ при входе до $s < 2$ в максимуме потока.

Для решения задачи об эволюции метеороидных потоков (в частности, рассматриваемой задачи о спектре масс частиц), как правило, используется модель образования потока, а затем исследуется дальнейшее движение ансамбля метеороидов в Солнечной системе (см., напр., [4]). Рассмотрению процесса выброса частиц из кометы посвящено немало работ. Наиболее полный обзор дан в работе [5]. Главный вывод, который можно сделать по этому обзору и по другим работам (см., напр., [6]), таков: универсального общепринятого решения нет, практически каждый объект требует индивидуального подхода. Последующая эволюция образовавшегося ансамбля метеороидов исследуется методами численного интегрирования движения тел в гравитационном поле

Солнечной системы. Как правило, для конкретных потоков и родительских тел интегрирование проводится по следующей схеме (см., напр., [7]):

1. Интегрирование движения родительского тела назад во времени на период, равный выбранному числу номинальных орбитальных периодов. Интегрирование назад прекращается в момент прохождения перигелия кометы, который ближе всего к выбранному.

2. Моделирование образования потока (выброса частиц) в этот начальный момент.

3. Интегрирование (вперед) движения частиц потока с начального момента до заданного момента времени.

4. Анализ основных эволюционных особенностей потока.

5. Отбор тестовых частиц, которые движутся по орбитам, проходящим в окрестности орбиты Земли на расстоянии, меньшем, чем заданное (например, в [7] выбрано 0.05 а.е.). Эти частицы рассматриваются как часть потока, сталкивающегося с Землей и, таким образом, вызывающего возможный метеорный дождь.

6. Если частиц достаточно, предсказываются характеристики возможного метеорного дождя.

7. Идентификация этих теоретических метеорных событий с реально наблюдаемыми метеорами.

Для решения главной задачи данной работы — исследования эволюции структуры (конкретно, индекса массы) некоторого типичного метеороидного потока — не обязательно выполнять шаг 1 (он важен при исследовании эволюции конкретного потока), но совершенно обязательно исследовать динамику метеороидов разной массы. Отметим полезную книгу [8], которую можно рассматривать и как обзор, и как прекрасное пособие для всех исследователей метеороидных потоков методами моделирования. Довольно часто, даже в недавних исследованиях, рассматриваются модели движения частиц одного размера (см., напр., [9—11]). Понятно, что такие модели дают представления о динамической эволюции метеороидного потока, но не позволяют исследовать эволюцию спектра масс метеороидов. Рассмотрение эволюции потоков, содержащих частицы различных размеров, проводилось в работах [6, 12—14]. Среди этого класса работ отметим работы, в которых определялся индекс массы метеороидов и его изменения в потоке. Профиль индекса массы s в сечении модели метеороидного потока Геминиды построен в [15]. К сожалению, профиль показан лишь на качественном уровне. Этот базовый результат использован в качестве примера в обзоре [8]. В [8] указано, что значение s определя-

ется из сравнения двух модельных потоков метеороидов различных масс m_3 и m_4 , при этом выражение для определения s выглядит так:

$$s = s_0 + \lg \frac{q(m_4)}{q(m_3)}, \quad (1)$$

где s_0 — начальное значение параметра, $q(m_3)$ и $q(m_4)$ — дифференциальные потоки, полученные для модельных потоков с равным числом модельных метеороидов массой m_4 и m_3 . То, что в [8, рис. 4.2] приведена лишь качественная картина поведения s , т.е. форма профиля s (для потока Геминид), объяснено тем, что “...мы ничего не знаем о начальном, т.е. сразу после выброса из ядра кометы, распределении частиц по массам”.

В настоящей работе мы делаем предположение о том, что начальное распределение по массам частиц, выбрасываемых из кометного ядра, или образующихся при столкновении астероидов (метеороидов), описывается начальным распределением, соответствующим $s_0 = 2$. Подобная конкретизация позволяет проводить количественное сравнение s в моделях метеороидных потоков и в наблюдаемых метеорных потоках. Для исследования общих закономерностей эволюции метеороидных потоков, в частности, проявляющихся в поведении индекса s , нужно для начала задать орбиту родительского тела и детали образования потока (выброса частиц из родительского тела). Для конкретики в качестве родительских тел, как и в работе [1], выбраны комета 96P/Machholz и комета 2P/Encke. Это весьма популярные объекты (особенно комета 2P/Encke). Их орбиты различаются довольно существенно, что позволяет оценить зависимость результатов от параметров орбиты.

В разделе 2 описаны параметры и начальные данные нашей модели. В разделе 3 описан метод расчета эволюции метеороидного потока. В разделе 4 представлены основные результаты. Мы описываем различные детали эволюционного поведения метеороидных потоков и их родительских тел, но главное внимание сконцентрировано на поведении индекса массы s . Впервые это поведение изучено на количественном уровне. В разделе 5 приведены выводы по работе в целом.

2. ПАРАМЕТРЫ И НАЧАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ МОДЕЛИ

Использованные в модели элементы орбит комет 96P/Machholz и 2P/Encke были взяты из базы данных JPL Small-body database¹. При этом начало отсчета времени $t_0 = 0$ начинается в приведенные в базе моменты прохождения перигелия. Бы-

¹ <https://ssd.jpl.nasa.gov/sbdb.cgi>

Таблица 1. Параметры групп частиц различного размера

j , цвет	r , см	v , м/с		n	Norm(j)
		A	B		
1 желтый	0.005	333	124	10^5	10^9
2 красный	0.016	227	70	10^5	10^6
3 зеленый	0.050	130	39	10^5	10^3
4 синий	0.160	74	22	10^5	1

Примечание. В столбцах приведены: номер j и цвет группы частиц (1); радиус r частицы (2); терминальная скорость v для двух метеороидных потоков 96P/Machholz (A) и 2P/Encke (B) (3, 4); число модельных частиц n (5); нормирующий фактор Norm(j) (6).

ло бы логичнее начать отсчет в момент первого выброса из кометы. Но, к сожалению, определить точно этот момент времени весьма сложно (см. обсуждение возрастов различных метеороидных потоков в части IV “Young streams from comet fragmentation” книги [16], а также в [17]). Оценки возраста метеороидных потоков, ассоциированных с кометой 96P/Machholz, весьма различны: для Ариетид в [18] приведена (сильно завышенная с нашей точки зрения) оценка возраста потока в 12 тыс. лет, и намного меньше (~1800 лет), если Ариетиды связаны с кометой P/1996 J6 (SOHO) из группы Марседена, которая может быть осколком кометы 96P/Machholz [19]. Напомним, что наша основная задача исследовать индекс массы s в потоках, характерный для различных типов орбит, а не детальное моделирование эволюции конкретных потоков, поэтому мы реализуем общую схему исследования в сокращенном варианте (см. Введение, пп. 2–7). Однако для того, чтобы оценить различия при использовании сокращенной и полной схемы, мы использовали полную схему (1–7) для $t_0 = -500$ и -1000 лет.

Согласно модели [1] можно представить, что в момент t_0 из кометы с обращенной к Солнцу полусферы или полной сферы радиусом R_{esc} выбрасываются группы частиц. Это расстояние R_{esc} намного (в десятки раз) превышает радиус ядра кометы. Оно достаточно велико, чтобы уже не учитывать ускорение твердых частиц, вылетающих из кометы под действием потока испаряющегося из кометы газа, и в то же время достаточно мало, чтобы действие других негравитационных эффектов еще не успело проявиться. Для кометы 2P/Encke задано $R_{esc} = 48$ км, для кометы 96P/Machholz $R_{esc} = 64$ км. Параметры групп выбрасываемых частиц указаны в табл. 1. В дальнейшем цвет, соответствующий номеру группы, закреплен за частицами данного размера (по аналогии с работой [1]).

Последний столбец требует некоторого разъяснения. Для того, чтобы описывать структуру (распределение частиц в объеме) потока, необходимо достаточное количество N_p расчетных частиц каждого размера. По нашим оценкам $N_p = 10^5$ — это разумный минимум для рассматриваемых объектов. Поэтому мы задаем изначально такое число самых крупных частиц. Если проводить расчет напрямую, то при этом число самых мелких частиц должно быть на многие порядки больше, слишком большое число для проведения расчетов. Поэтому мы моделируем движение расчетных частиц во всех группах j с одинаковым количеством частиц, но полученную пространственную плотность этих частиц затем умножаем на фактор Norm(j).

Как показано в [1], выброс частиц можно представить как быстрый (мгновенный) выброс в перигелии орбиты. Для некоторых объектов (например, при столкновениях астероидов) выброс может быть единичным событием и не обязательно в перигелии, но для комет при каждом прохождении перигелийной зоны происходит очередной выброс. В принципе, интенсивность (общий объем) выброса должен постепенно уменьшаться. Если, например, запаса кометного льда хватит для проявления кометой активности на протяжении n_p периодов обращения (по нашей оценке для кометы 96P/Machholz $n_p \approx 200$), то при выбросе на k -м прохождении перигелия можно соответственно уменьшать интенсивность. В нашей модели принято, что количество частиц при каждом последующем выбросе уменьшается в геометрической прогрессии $N_k = N_p f^k$, где $f < 1$ — редуцирующий фактор.

Теперь нужно определиться с набором варьируемых параметров. Он зависит от списка проблем (вопросов), на которые нужно получить ответы в результате расчетов. В табл. 2 собраны такие вопросы.

Таблица 2. Список проблем (вопросов), на которые нужно получить ответы в результате расчетов

№ модели	Исследуемый вопрос	Примечание
M1	Общая эволюция модельного метеороидного потока, ассоциированного с кометой 96P/Machholz	Базовая модель. Интегрирование эволюции потока на 2000 лет
M1.1	Зависимость от геометрии выброса	Выброс частиц в полусферу
M1.2	Зависимость от геометрии выброса	Выброс частиц в узкий (угол 10°) конус
M1.3	Влияние начальной скорости выброса на эволюцию потока	Скорость выброса (см. табл. 1) увеличена вдвое
M1.4	Влияние выбора начального момента t_0	Интегрируется движение ядра на 500 и 1000 лет назад. Затем моделируется выброс и интегрируется движение метеороидов вперед как в базовой модели
M2	Общая эволюция модельного метеороидного потока, ассоциированного с кометой 2P/Encke	Аналогично модели M1. Интегрирование на 2000 лет

Итак, необходимые для начала расчета динамической эволюции метеороидного потока данные заданы. Теперь опишем использованный нами метод интегрирования движения кометы и метеороидных частиц.

3. МЕТОД РАСЧЕТА ЭВОЛЮЦИИ МЕТЕОРОИДНОГО ПОТОКА

3.1. Методика расчета движения метеороидных частиц

После того как частицы достаточно отдалились от ядра родительского тела (на R_{esc}), можно рассматривать дальнейшее их движение как движение в общем гравитационном поле Солнечной системы с учетом сил радиационного характера. Для этого используется численный подход. Модель гравитационного поля Солнечной системы включает гравитацию от Солнца и планет. Начальные условия для гравитирующих тел были взяты из базы данных NASA JPL HORIZONS². Под силами радиационного характера подразумеваются сила давления излучения и эффект Пойтинга-Робертсона, общее действие которых можно записать следующим образом [20]:

$$\mathbf{F} = \left(\frac{SAQ}{c}\right) \left[\left(1 - \frac{\dot{r}}{c}\right) \frac{\mathbf{r}}{r} - \frac{\mathbf{v}}{c} \right], \quad (2)$$

где S – поток энергии солнечного излучения вблизи рассматриваемой частицы, A – площадь сечения частицы, Q – коэффициент рассеяния (в нашей модели принято $Q = 1$), \mathbf{r} , \mathbf{v} – радиус-вектор и скорость частицы относительно Солнца, c – скорость света.

² <https://ssd.jpl.nasa.gov>

Расчет движения осуществлялся при помощи программного комплекса REBOUND [21], предоставляющего набор инструментов для моделирования широкого класса задач динамики гравитирующих систем. Для интегрирования была выбрана гибридная численная схема MERCURIUS [22], являющаяся развитием широко известного кода MERCURY [23]. В данном модуле интегрирование ведется при помощи двух схем: основная – симплектическая WHFast с постоянным шагом [24], вспомогательная – IAS15 с переменным шагом [25], которая задействуется в случае возникновения сближений частиц с планетами. Такой подход позволяет сочетать симплектическую схему и достаточно точную обработку близких сближений. Для основной схемы был выбран шаг интегрирования по времени 12 ч. Отметим, что гибридное интегрирование часто применяется в задачах моделирования динамики метеороидных роев (см. [7, 8]).

3.2. Схема определения значений индекса массы s

Опишем процедуру определения значений s в потоке. Поскольку мы сравниваем модель с наблюдениями метеорных потоков, логично определять значения индекса s в потоке на расстоянии 1 а.е. от Солнца. На рис. 1 проиллюстрирована схема подсчета частиц в метеороидном потоке. Земля пересекает метеороидный поток. В околоземной сфере радиусом R_{cs} (сфере подсчета) в моменты времени близ ожидаемого максимума потока подсчитывается количество частиц каждого размера, соответствующего группе j (см. табл. 1). Последовательные положения сферы соответствуют изменению долготы Солнца со скважностью 1°.

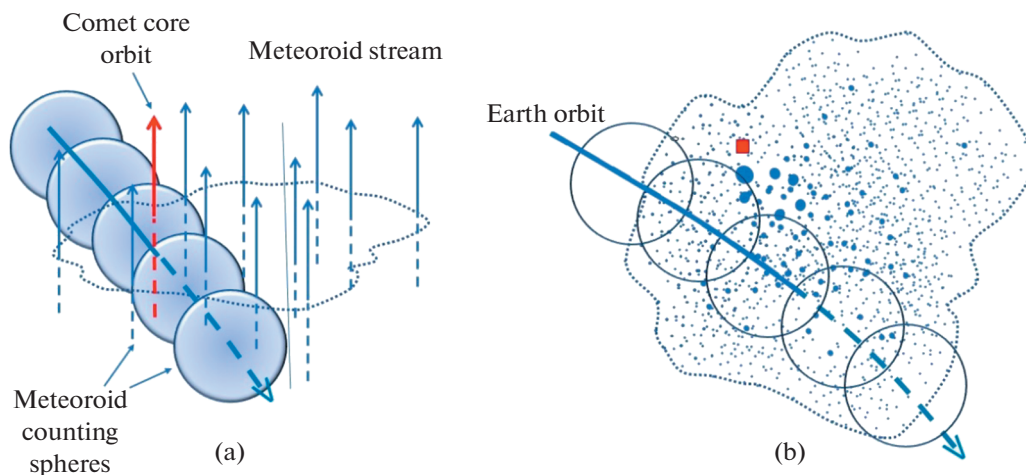


Рис. 1. Картина пересечения Земли метеороидного потока, схематично показаны сферы подсчета частиц и орбита родительского тела (кометы) (а) и сечение метеороидного потока и проекция орбиты Земли на это сечение (б). Точками различных размеров указаны положения траекторий частиц потока. Красная точка соответствует орбите кометы.

Естественно, что Земля не обязательно пересекает самый центр потока, т.е. наиболее плотную его часть. Структура потока (здесь — распределение плотности потока в сечении) скорее всего сложнее, чем это схематично показано на рис. 1б. Что касается размеров сферы подсчета, то, конечно, было бы корректнее брать значение R_{cs} поменьше, но это благое пожелание наталкивается на необходимость значительного (на многие порядки) увеличения числа модельных частиц. По нашим оценкам свертка по сфере радиусом порядка 0.1–0.2 толщины потока является приемлемым приближением. Толщина потока определяется по его продолжительности. Средняя оценка продолжительности сильных ($ZHR > 10$) метеорных дождей — от нескольких суток (например, Драконида) до нескольких месяцев (Южные Тауриды, ассоциируемые с кометой 2P/Encke). В работе [26] характерные длительности периода наблюдений для 6 сильных метеорных потоков составляли от 7 до 30 сут, а поскольку индекс s определялся каждые сутки, это позволило довольно детально построить ход изменения s за время пересечения потоков.

Мы определяли значения индекса массы, учитывая весь набор размеров (масс) частиц. Минимальное число размеров (масс) для определения s , естественно, равно 2 (см., напр., [8], выражение (1)). В нашей модели индекс массы определяется по двум-четырем значениям плотности частиц различных групп. Понятно, что крупных частиц изначально было намного меньше, чем мелких, поэтому, чтобы как-то учесть это обстоятельство, влияющее на статистическую достовер-

ность, мы ввели веса для разных групп частиц в процедуру определения s . Вес для каждой группы был выбран пропорциональным десятичному логарифму (нормированного) количества частиц.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Общая эволюция метеороидного роя

На рис. 2 проиллюстрирована эволюция метеороидного роя, выброшенного из родительского тела в модели M1 (базовой) на протяжении ~1000 лет. Показано положение частиц (метеороидов) различного размера в проекциях на плоскость эклиптики XY и на момент 501.6 лет в плоскостях XZ и YZ . Здесь и далее цветовая кодировка соответствует группам (по размеру) частиц в табл. 1.

В самом начале эволюции, когда первый выброс частиц уже произошел, но родительское тело прошло по орбите после выброса лишь небольшую часть периода обращения (0.2 года при периоде 5.28 лет), формируется удлинённый след из частиц, причем хорошо видно разделение траекторий движения частиц различных размеров. Естественно, что наиболее сильное влияние негравитационные факторы оказывают на частицы меньшего размера. Самые массивные “синие” частицы отходят от ядра кометы симметрично на максимальное расстояние, определяемое скоростью начального выброса. Более легкие частицы уходят от ядра гораздо дальше. Видно, например, что частицы наименьшего размера ($r = 0.005$ см) уже “забыли” про скорость начального выброса и ни о какой симметрии нет речи. Облако частиц удалилось от ядра более чем на 4 млн. км, а через 1 год на еще более далекое расстояние, порядка

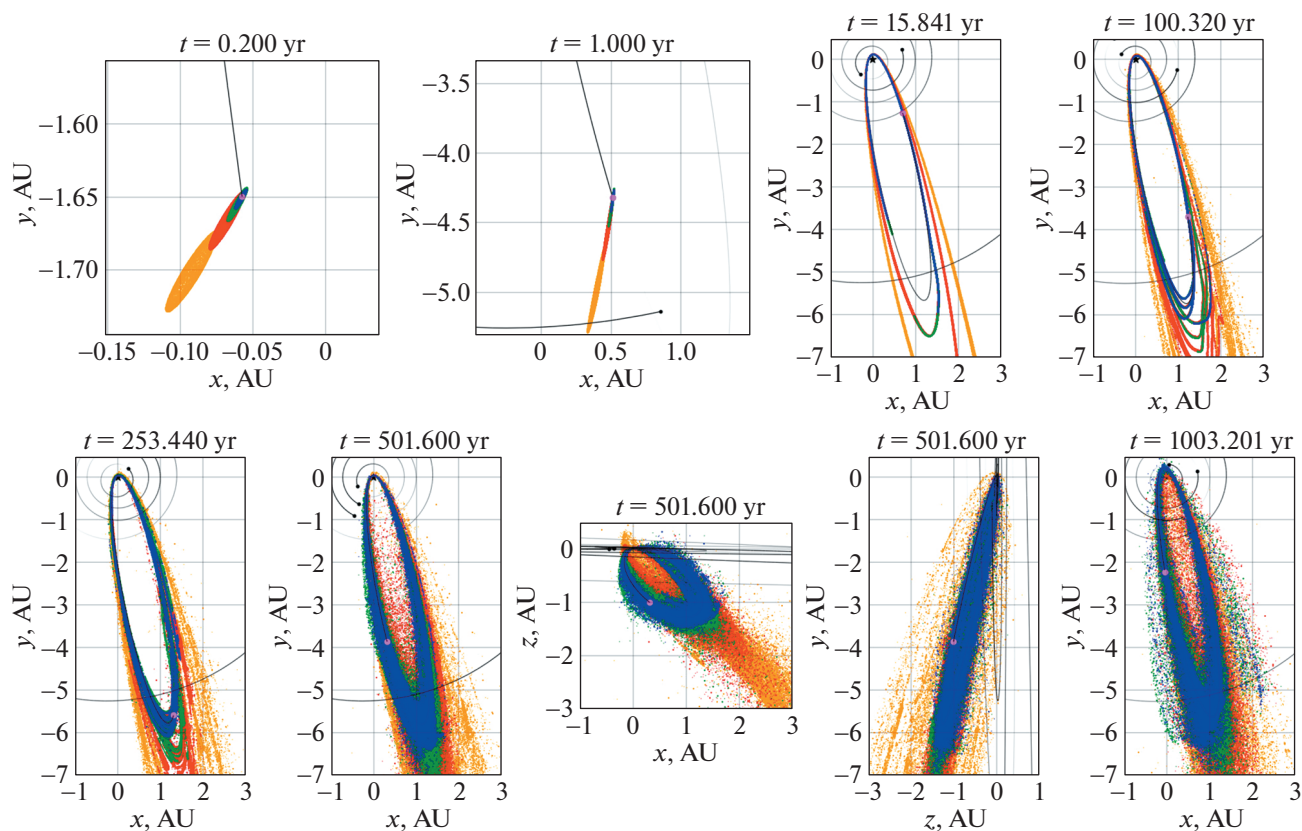


Рис. 2. Эволюция метеороидного потока в базовой модели M1 (комета 96P/Machholz). Показано положение частиц (метеороидов) различного размера в проекции на плоскость эклиптики XY и (на момент 501.6 лет) в плоскостях XZ и YZ . Цветовое обозначение соответствует табл. 1. Черными точками и линиями показаны планеты и их орбиты, пурпурной точкой – положение родительского тела на указанный момент времени.

астрономической единицы. В целом же ансамбль метеороидов образует вытянутую структуру, которая со временем становится похожей на узкий хвост, вытянутый вдоль орбиты кометы в обоих направлениях. Отстающая часть хвоста длиннее передней. С 1983 г. такие структуры, называемые dust trails, которые образуются свежими выбросами из кометных ядер, стали объектом наблюдений. С помощью инфракрасного телескопа на спутнике IRAS были получены изображения таких длинных и узких структур в ряде активных комет (см. очень детальное описание в [16]).

Отметим, что поскольку у нас рассматриваются частицы не с непрерывным распределением по размерам, а четырех групп размеров, на рис. 2 видны отдельные нити орбит. На самом деле, распределение частиц по размерам непрерывное и общий вид потока в реальности будет более размытым (непрерывным). Количество самых массивных модельных частиц, показанных на рис. 2, относительно завышено (см. обсуждение табл. 1).

В реальности таких частиц в сравнении с мало-массивными намного меньше и картинка должна быть гораздо более “желтой”.

На рис. 2 на более поздних стадиях можно заметить различные структурные изменения в потоке, вызванные гравитационными факторами – сближениями с планетами и прежде всего с Юпитером. Тяжелые частицы (синий и зеленый цвет) мало подвержены действию негравитационных факторов, но сближение с Юпитером вызвало появление дополнительных ветвей в потоке этих частиц. Мы не исследуем этот вопрос детально, т.к., напомним, главной целью работы является исследование поведения спектра масс метеороидов.

Естественный и весьма важный вопрос – как оценивать вековые изменения потока. В данной работе применяется метод, позволяющий отследить эволюцию распределения орбитальных элементов всех частиц в ансамбле. Он состоит в построении диаграмм, представляющих изменение элементов орбит членов ансамбля метеороидов каждой из групп со временем. На рис. 3 показаны изменения массива значений большой полуоси a ,

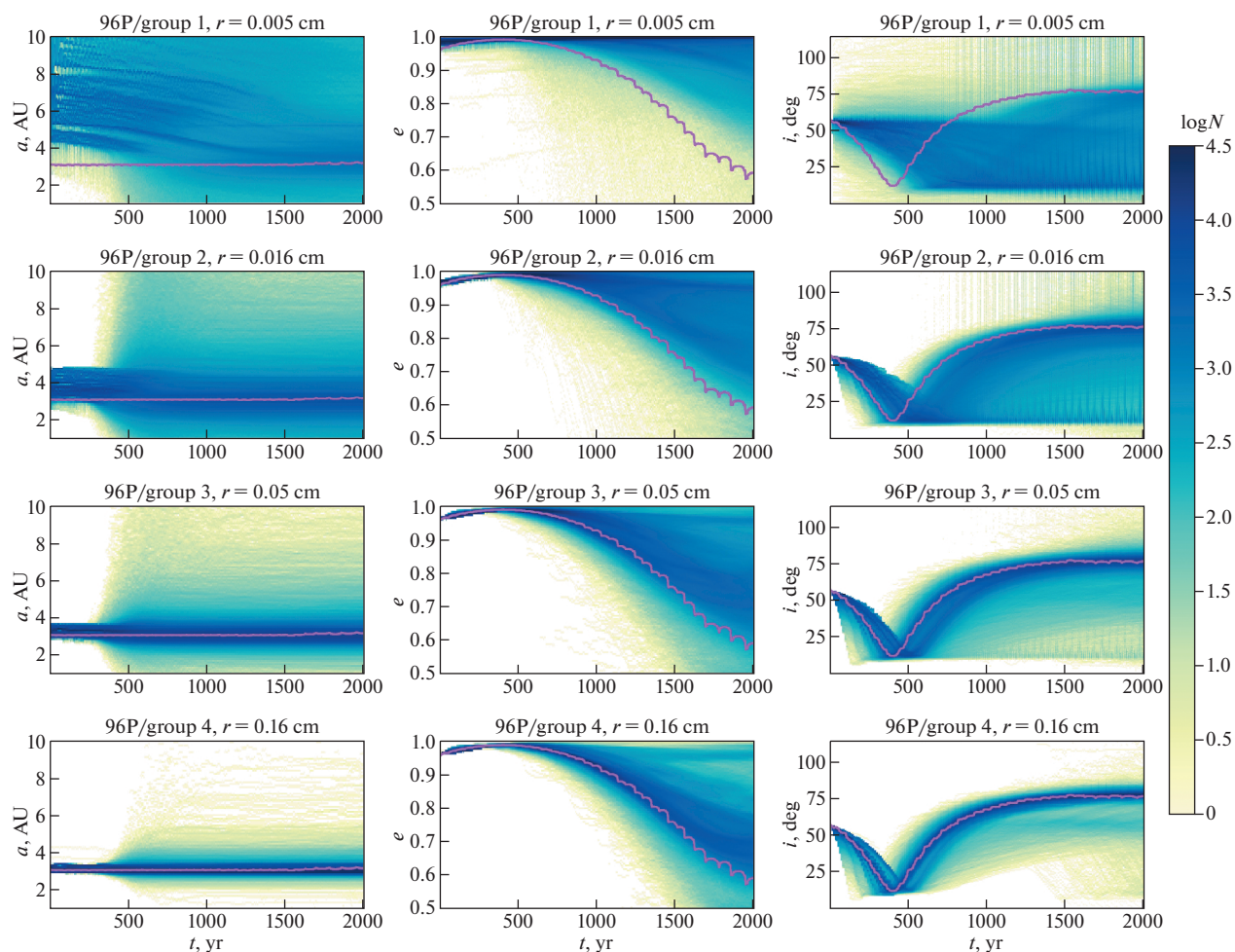


Рис. 3. Эволюция ансамбля частиц в модели M1 (комета 96P/Machholz). Показана эволюция распределений большой полуоси a , эксцентриситета e и наклонения i для частиц разных групп. Цветовая шкала справа соответствует плотности распределения частиц, т.е. количеству частиц в интервале $\Delta a = 0.1$ а.е., либо $\Delta e = 0.005$, либо $\Delta i = 0.7^\circ$. Линия пурпурного цвета показывает эволюцию элементов орбиты родительского тела.

эксцентриситета e и наклонения i орбит частиц в модели M1. Видно, что у группы массивных частиц распределение a почти не меняется и в каждый момент времени концентрируется к текущему значению a орбиты родительского тела. А вот у групп более легких частиц, для которых вклад негравитационных факторов более существенен, изменение значений массива a происходит тем заметнее, чем меньше частицы. Самые легкие частицы вообще очень быстро “забывают” исходную орбиту родительского тела и рассеиваются в фазовом пространстве. Весьма показательным изменением наклонений орбит частиц. Более массивные частицы, естественно, в большей степени “отслеживают” эволюцию изменения наклонения орбиты ядра кометы. Самые мелкие частицы рассеиваются гораздо сильнее. Можно представить, что из самой мелкой фракции образуется

дискообразная структура. Здесь с нашей точки зрения вполне уместно обсуждать возможный механизм образования дискообразного пылевого околосолнечного облака, ответственного за явление зодиакального света.

На всех диаграммах рис. 3 видно, что существенные изменения в структуре потока происходят в период 500–700 лет после начала эволюции потока. По нашему мнению, это связано с тем, что при $t \sim 500$ лет наклонение орбиты ядра кометы и в целом потока становится минимальным, что существенно изменяет характер сближения с планетами (прежде всего с Юпитером), возмущения становятся гораздо более выраженными. В потоке выделяются отдельные ветви (см. обсуждение изменений структуры потока, показанных на рис. 2). Со временем (где-то после 750 лет) наклонение орбиты ядра кометы и потока в це-

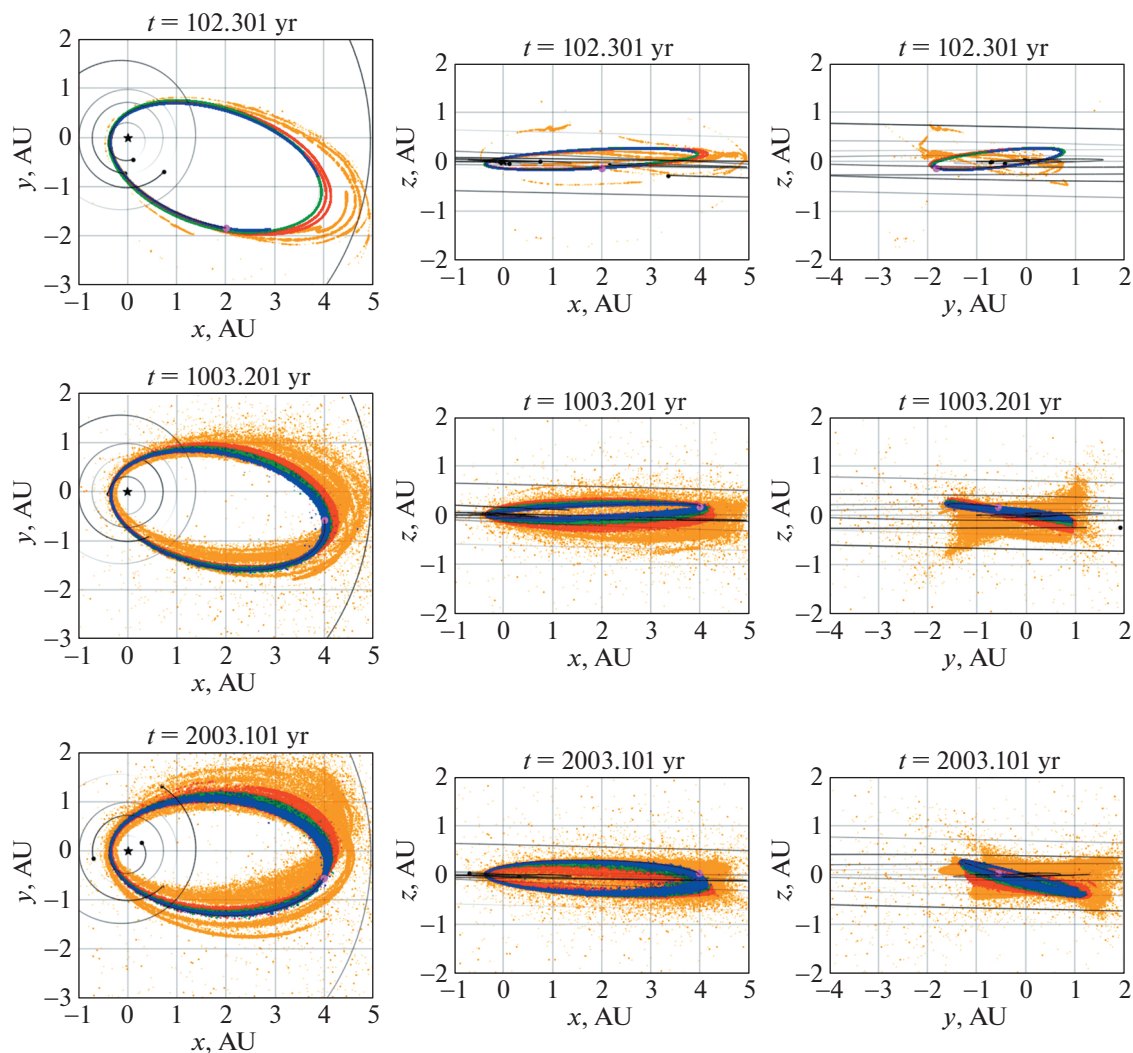


Рис. 4. Эволюция метеороидного потока в базовой модели M2 (комета 2P/Encke). Показано положение частиц (метеороидов) различного размера в проекции на плоскость эклиптики XY и плоскости XZ и YZ . Цветовое обозначение соответствует табл. 1. Черными точками и линиями показаны планеты и их орбиты, пурпурной точкой – положение родительского тела на указанный момент времени.

лом (за исключением самых мелких частиц) снова растет, сближения играют менее существенную роль и структура потока в фазовой плоскости $a-i$ выходит на некоторый “стационар”. Для более детального анализа этой сложной картины требуются дополнительные исследования.

На рис. 4 показана эволюция структуры модельного потока, образованного при испарении ядра кометы, орбита которой совпадает с современной орбитой кометы Энке. Картина эволюции сходна с показанной на рис. 2 для кометы 96P/Machholz. Конечно, эти данные требуют более углубленного анализа. Отметим лишь уже упомянутую выше деталь, которая здесь проявля-

ется гораздо более отчетливо – образование со временем дискообразной структуры из самых мелких метеороидов. Это еще более привлекает внимание к проблеме образования и поддержания околосолнечного пылевого диска, ответственного за явление зодиакального света. Но снова отметим, что эта интересная тема не является главной в данной работе.

На рис. 5 показаны изменения массива значений большой полуоси a , эксцентриситета e и наклонения i орбит частиц в модели M2 (комета 2P/Encke). Видно, что как и в модели M1, у группы массивных частиц распределение a почти не меняется, и в каждый момент времени концентрируется к значению a орбиты родительского тела. Тем не менее разброс по a более выражен по

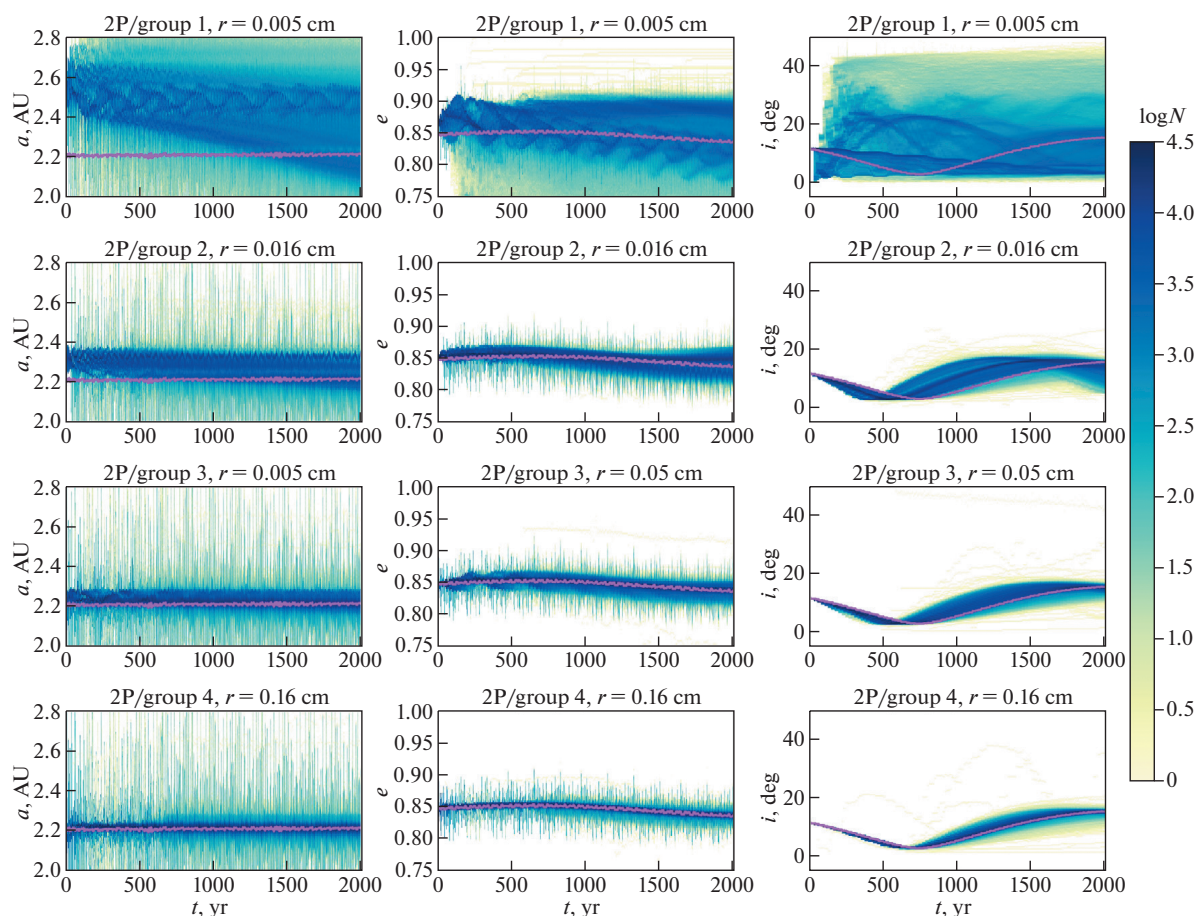


Рис. 5. Эволюция ансамбля частиц в модели M2 (комета 2P/Encke). Показана эволюция распределений большой полуоси a , эксцентриситета e и наклона i для частиц разных групп. Цветовая шкала справа отличается от той, что показана на рис. 3. Она соответствует плотности распределения частиц, т.е. числу частиц в интервалах $\Delta a = 0.008$ а.е., либо $\Delta e = 0.0025$, либо $\Delta i = 0.33^\circ$. Линия пурпурного цвета показывает эволюцию элементов орбиты родительского тела.

сравнению с моделью M1. Также хорошо видны различные периодические детали на этих диаграммах. По нашему мнению, это может объясняться тем, что орбиты кометы Энке и ассоциированных с ней модельных метеороидов лежат в среднем гораздо ближе к плоскости эклиптики, сближения с планетами, расположенными ближе чем Юпитер, гораздо более частые, и возмущения от таких сближений более существенны, чем в модели M1.

4.2. О зависимости результатов от параметров модели

Как отмечалось в [1], расчетные начальные скорости выброса частиц могут заметно отличаться в разных моделях. Также цитируемые в [1] авторы рассматривают разную геометрию выброса. Для исследования зависимости результатов от параметров выброса были проведены вспомога-

тельные сравнительные расчеты, в которых условия выброса параметризовались. Основные параметры — это геометрия и скорость выброса. В базовом расчете (модель M1) моделировался выброс в сферу с терминальными скоростями, указанными в табл. 1, в модели M1.1 выброс происходил с полусферы, в модели M1.2 выброс происходил в узкий конус (угол 10°) в направлении на Солнце, а в модели M1.3 была в два раза увеличена скорость выбрасываемых частиц по сравнению с моделью M1.

На рис. 6, 7 и 8 показаны распределения частиц (всех размеров) по a , e , i соответственно после 10 периодов обращения родительского тела вокруг Солнца при различных допущениях о характере выброса частиц из ядра кометы. Из рис. 6 видно, что структура распределения числа частиц по большой полуоси для выбросов в полусферу и в сферу практически не отличается для частиц

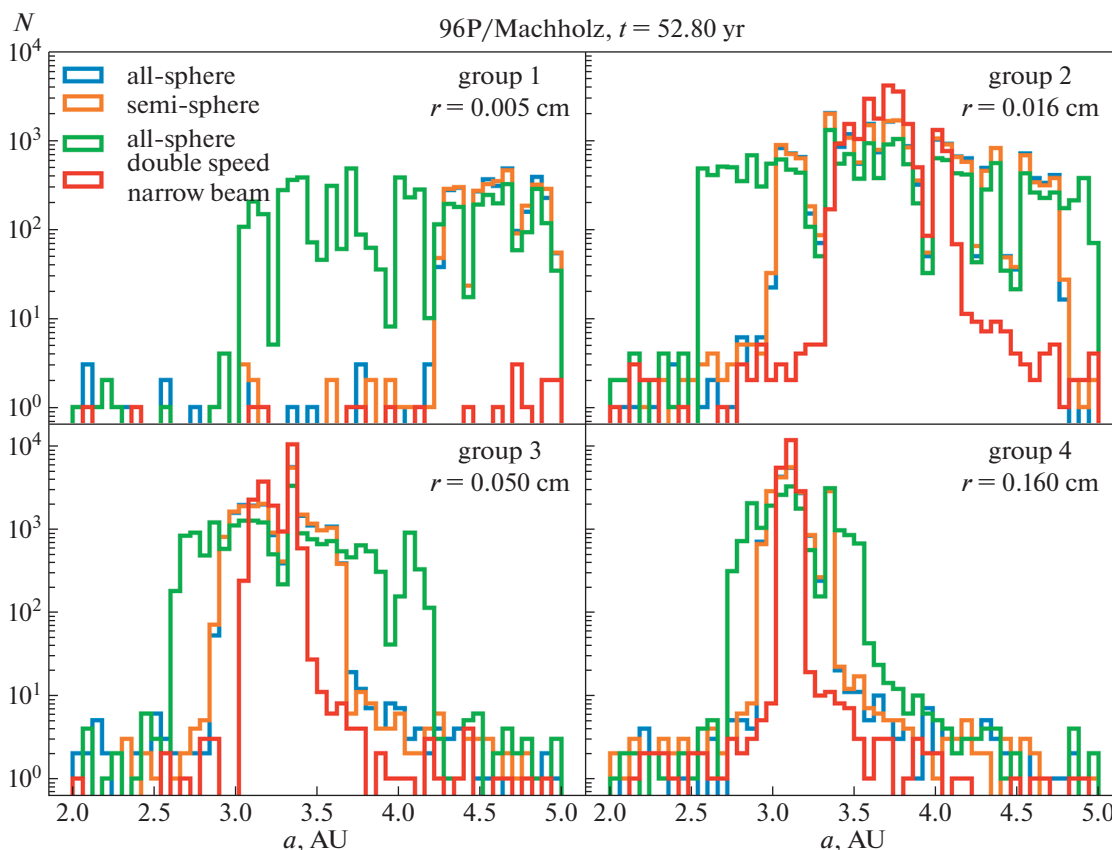


Рис. 6. Распределение частиц (всех групп размеров) по a , после 10 периодов обращения вокруг Солнца при различных допущениях о характере выброса частиц из ядра кометы. Выброс в полусферу (оранжевая линия), выброс в сферу (синяя линия), выброс в узком конусе (красная линия) и выброс в сферу, но с удвоенной (по сравнению с табл. 1) скоростью (зеленая линия).

всех размеров. При выбросе в узкий конус характер распределения тот же, для частиц группы 1 (т.е. наименьшего размера), но для более крупных частиц распределение по a уже. Выброс с двойной скоростью приводит к существенному изменению геометрии потока. Наиболее сильно это проявляется для самых мелких частиц, но и для более крупных частиц распределение по a в разы шире, чем в случае выбросов с неувеличенной скоростью. Из анализа рис. 6 можно сделать заключение, что результаты слабо зависят от геометрии выброса, если не принимать крайние предположения (очень узкий конус выброса), а вот зависимость от скорости выброса намного существеннее. Из рис. 7 и 8 видно, что структура распределения числа частиц по эксцентриситету и наклонению для всех видов выбросов внутри данной группы отличается несущественно.

4.3. Изменение индекса массы s в потоке

Теперь рассмотрим распределение метеороидов на расстоянии 1 а.е. в плоскости эклиптики,

т.е. в той области, где движется Земля, а при входе Земли в наиболее плотную часть потока метеороидов может наблюдаться метеорный дождь. На рис. 9 на левой панели показаны распределения частиц потока в сферах подсчета (см. раздел 3) при $R_{cs} = 0.1$ а.е. в двадцатидневный период с центральным значением $t = 501.6$ года для модели M1 (комета 96P/Machholz). Редуцирующий фактор для учета повторных выбросов был выбран равным $f = 0.97$. Подсчеты проведены в моменты, соответствующие изменениям долготы Солнца на 1 градус (т.е. практически каждые сутки). Количество тяжелых частиц (группы 4) показано как есть, а согласно изложенному в разделе 2 приему, количество расчетных частиц из группы j в сфере подсчета умножено фактор $Norm(j)$ (см. табл. 1). Напомним, что это число модельных, а не реальных частиц, и наши модели дают представления в основном об относительных характеристиках потоков. Величина s как раз является одной из таких относительных величин. На правой панели рис. 9 крестиками показан соответствующий данным на левой панели профиль

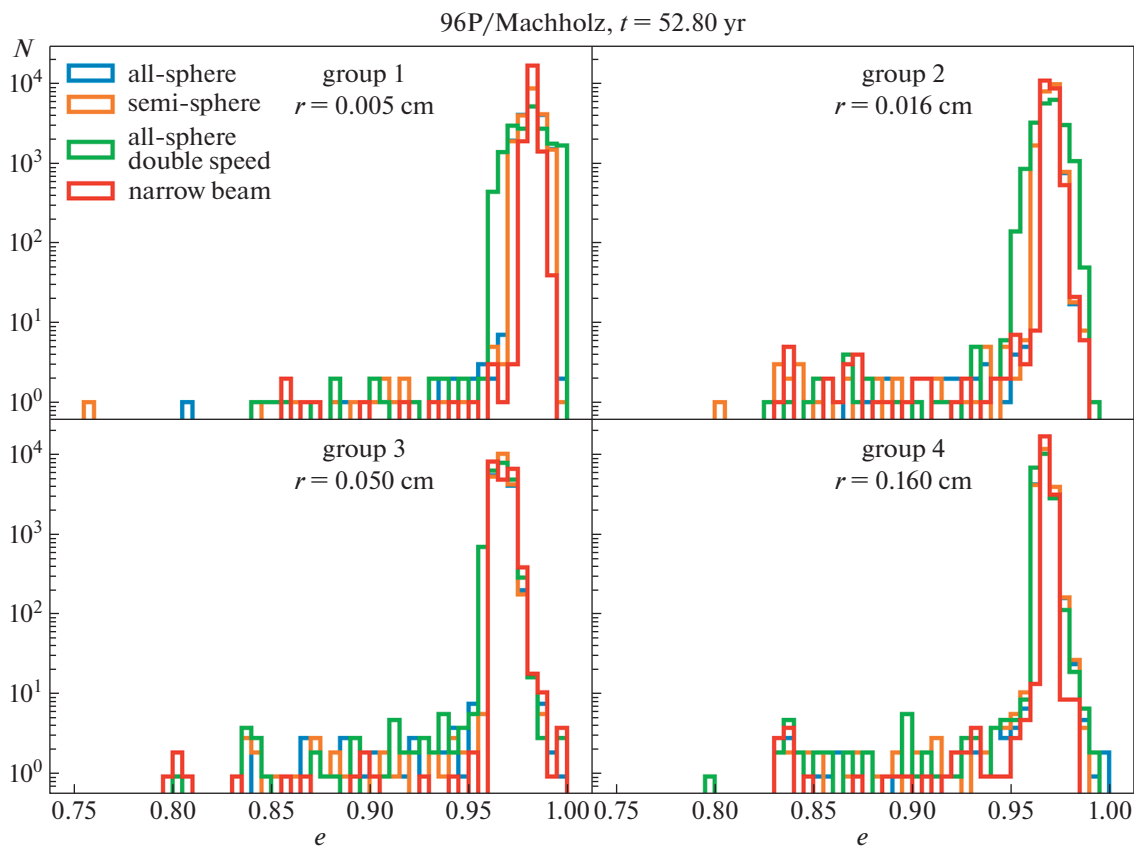


Рис. 7. Распределение частиц (всех групп размеров) по e после 10 периодов обращения вокруг Солнца при различных допущениях о характере выброса частиц из ядра кометы. Обозначения те же, что и на рис. 6.

индекса массы s . Для сравнения с наблюдениями профиль нанесен на наблюдательную диаграмму (см. [26, рис. 7]), отражающую результаты наблюдений потока Ариетиды в 2008 г. с радаром SMOR). Поведение s при прохождении Земли сквозь поток качественно именно таково, как описано в [1]. В максимуме потока $s < 2$, на краю потока $s \sim 2$ или выше. То есть из рис. 9 видно, что есть неплохое качественное согласие между изменением во времени индекса s в модели M1 и наблюдениями.

На рис. 10 показано распределение индекса массы в ассоциированном с кометой 2P/Encke модельном потоке (модель M2). Сферы подсчета распределены со скважностью 1 градус по окружности радиусом 1 а.е. от Солнца в плоскости эклиптики по всему диапазону долгот. Это распределение s получено на момент $t = 511.6$ лет от начала расчетов. Фактор редукции $f = 0.97$. Видно, что метеороидный поток от кометы 2P/Encke пересекает орбиту Земли дважды (на долготах $\sim 105^\circ$ и 230°). Видно, что в периоды пересечения потока с окружностью (почти совпадающей с ор-

битой Земли) индекс массы ведет себя так же, как в случае кометы 96P/Machholz (см. рис. 9).

4.4. Влияние времени начала интегрирования

До сих пор мы исследовали поведение модельных потоков, не делая детальной привязки к истории потока. То есть мы не учитывали первый этап в списке этапов, приведенных во Введении. Для детального исследования эволюции конкретного потока, конечно, необходимо знать не только как, но и когда образовался (начал образовываться) поток. Как уже отмечалось, вопрос о возрастах потоков весьма сложен и во многих случаях данные о возрастах противоречивы. В модели M1.4 мы прошли по классической схеме этапов (1–7), рассматривая момент времени t_0 как параметр. На рис. 11 показаны изменения индекса массы s в максимуме потока, вычисленные для модели M1.4 в предположении, что истечение из кометы (комета 96P/Machholz) началось в момент $t_0 = -500$ или $t_0 = -1000$ лет. Распределение s показано в момент $t = t_0 + 501.6$ лет. Повторные выбросы учитывались с фактором $f = 0.97$.

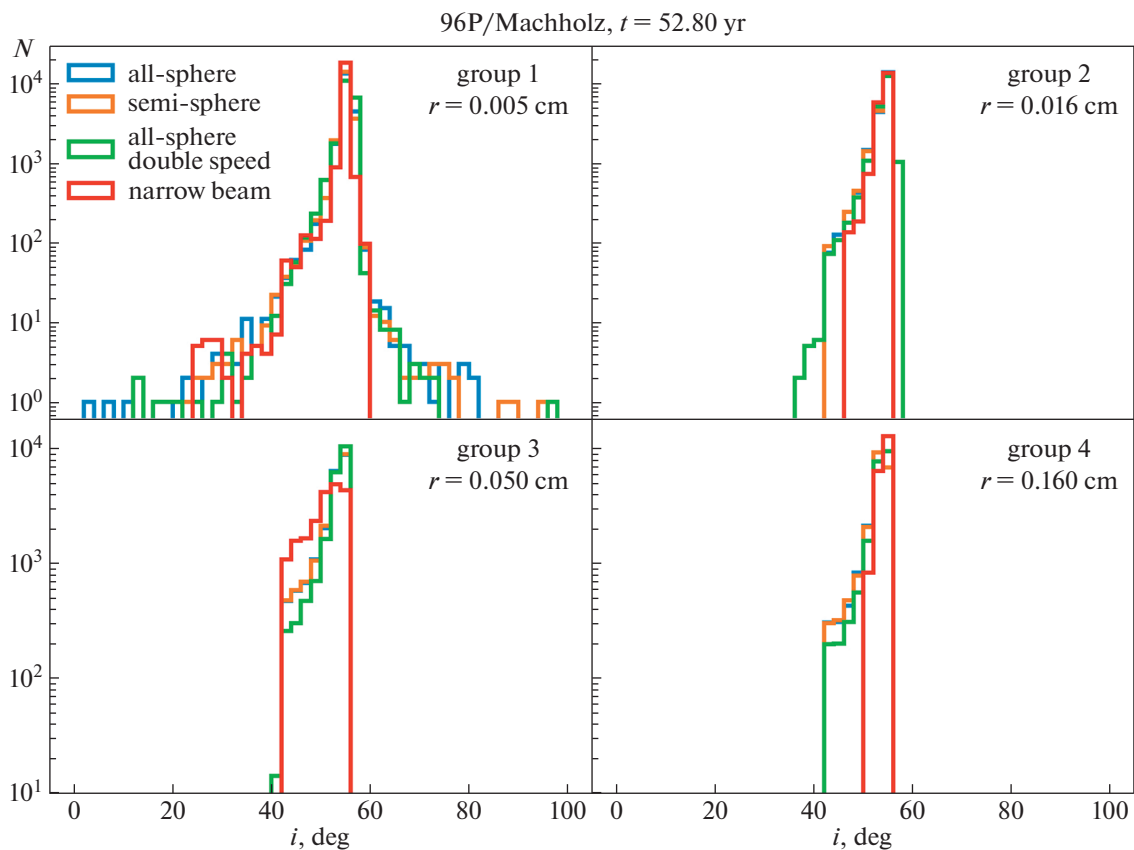


Рис. 8. Распределение частиц (всех групп размеров) по i после 10 периодов обращения вокруг Солнца при различных допущениях о характере выброса частиц из ядра кометы. Обозначения те же, что и на рис. 6.

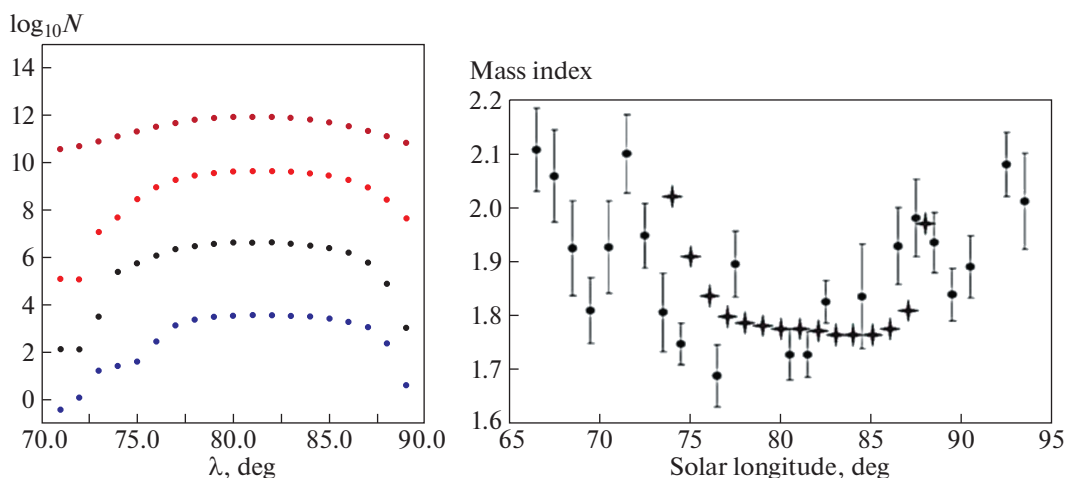


Рис. 9. Слева – распределения числа частиц потока в сферах подсчета при $R_{sc} = 0.1$ а.е. в двадцатидневный период с центральным значением $t = 501.6$ года для модели M1 (комета 96P/Machholz), цвета соответствуют обозначениям в табл. 1. Справа – модельные значения индекса массы s , соответствующие левой панели (крестики), для сравнения приведены наблюдения (точки), построенные по данным о потоках Ариетид в 2008 г. (см. [26, рис. 7]).

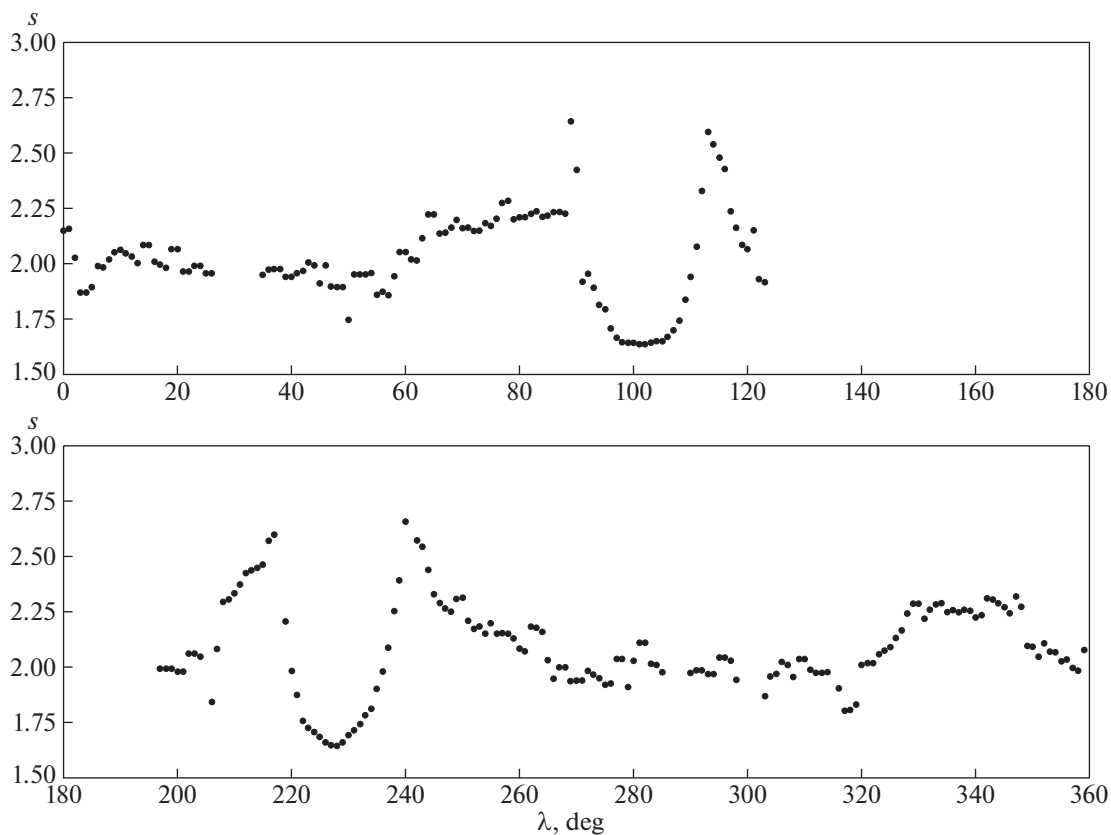


Рис. 10. Индекс массы s , вычисленный для модели M2 (комета 2P/Енке) в области орбиты Земли в момент $t = 511.5$ г.

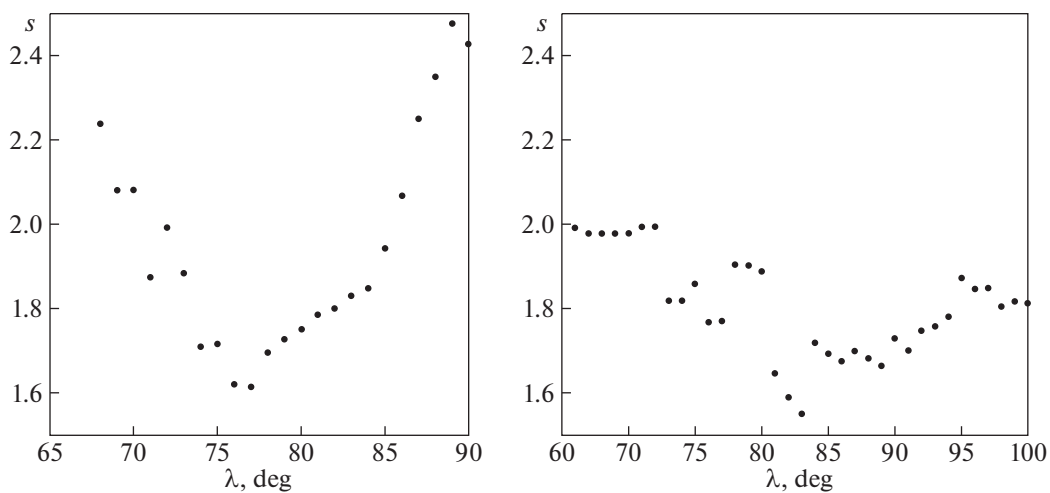


Рис. 11. Слева – изменения индекса массы s в максимуме потока, вычисленные для модели M1.4 в предположении, что истечение из кометы (96P/Machholz) началось в момент $t_0 = -500$ лет, справа – то же, но для $t_0 = -1000$ лет. Распределение s показано в момент $t_0 + 501.6$ лет.

Сравнивая эти диаграммы, а также правую диаграмму на рис. 9 (там было $t_0 = 0$, но возраст потока тот же $t = 501.6$ лет), можно сделать вывод, что структура модельного потока одного и того же возраста значимо зависит от начального момента, когда началось истечение (выброс метеороидов) из ядра кометы. Это вполне понятно, ибо как видно из рис. 3 и 5, на временах во многие сотни и тысячи лет орбита ядра кометы меняется существенно, также существенно меняется и картина сближений с планетами, так что для различных значений t_0 эволюция потока идет по другому из-за различной истории сближений с планетами. Однако общий характер поведения индекса масс все же сходен: в максимуме потока $s < 2$, на краю потока s может превышать 2.

5. ВЫВОДЫ

Выполнены расчеты эволюции метеороидных потоков, полученные с помощью модели, описанной в работе [1]. Главная особенность работы — исследовалась эволюция частиц разных размеров. В каждой из 4 групп по размерам частиц (радиусы частиц 0.005, 0.016, 0.050 и 0.16 см) рассчитывалась динамическая эволюция 10^5 модельных частиц с помощью программного комплекса REBOUND. Результаты получены для моделей потоков, родительскими телами которых являются кометы 96P/Machholz и 2P/Encke. Мы не ставили целью детальное исследование динамической эволюции конкретных наблюдаемых метеороидных потоков, ассоциированных с кометами 96P/Machholz и 2P/Encke. Для этого нужно хорошо знать возраст этих потоков.

Главной задачей было выяснить, как меняется спектр масс частиц в потоке. Основной результат работы — модели подтверждают, что в метеороидном потоке формируется распределение спектров масс: в центре потока значения индекса масс $s < 2$, на краю потока s может превышать 2. Причины таких изменений в структуре метеороидного потока две: 1) начальная скорость выброса из кометного ядра частиц зависит от размера частиц, и мелкие частицы быстрее удаляются от ядра, и 2) мелкие частицы сильнее подвержены действию радиационных сил и поэтому рассеиваются в пространстве быстрее, чем крупные, и поэтому значение индекса масс в центре потока уменьшается. Эти результаты согласуются с изменениями s , определенными по наблюдениям метеорных потоков.

Интересно, что эволюция метеороидного потока слабо зависит от геометрии выброса, если не принимать крайние предположения (очень узкий и притом единственный конус выброса), а вот зависимость от скорости выброса намного суще-

ственнее. Мы промоделировали эволюцию потока, ассоциированного с моделью 96P/Machholz, при двух предположениях о дате начала выброса метеороидов из ядра кометы (500 и 1000 лет тому назад). Результаты расчетов подтверждают, что структура модельного потока одного и того же возраста заметно зависит от начального момента, когда началось истечение (выброс метеороидов) из ядра кометы, но общий характер поведения индекса масс в потоке тот же. Возможно, что вид профиля индекса s массы метеороидов потока может быть некоторым индикатором возраста потока. Для более детального исследования поведения профиля индекса масс в процессе (вековой) эволюции потока необходимы дополнительные расчеты, желательно с большим количеством модельных частиц.

В методическом плане отметим, что в работе предложен метод визуализации эволюционных изменений в потоках на основе диаграмм изменения массивов элементов орбит всех частиц потока. Нам он представляется полезным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *B. M. Shustov and R. V. Zolotarev*, Astron. Rep., in press (2021).
2. *B. M. Shustov*, INASAN Sci. Rep. **4**, 356 (2019).
3. *A. V. Tutukov and B. M. Shustov*, Astrophysics **63**, 552 (2020).
4. *I. P. Williams and G. O. Ryabova*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **415**, 3914 (2011).
5. *G. O. Ryabova*, Solar System Res. **47**, 219 (2013).
6. *J. Vaubaillon, L. Neslušan, A. Sekhar, R. Rudawska, and G. O. Ryabova*, in *Meteoroids: Sources of Meteors on Earth and Beyond*, edited by *G. O. Ryabova, D. J. Asher, and M. D. Campbell-Brown* (Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2019), p. 161.
7. *L. Neslušan, Z. Kaňuchová, and D. Tomko*, Astron. and Astrophys. **551**, id. A87 (2013).
8. *G. O. Ryabova*, *Mathematical Modelling of Meteoroid Streams* (Springer, Cham, 2020).
9. *P. A. Wiegert*, Earth Moon and Planets **102**, 15 (2008).
10. *D. Šegon, J. Vaubaillon, P. S. Gural, D. Vida, Ž. Andreić, K. Korlević, and I. Skokić*, Astron. and Astrophys. **598**, id. A15 (2017), arXiv:1611.02297 [astro-ph.EP].
11. *G. E. Sambarov, T. Y. Galushina, and O. M. Syusina*, Planet. Space Sci. **185**, id. 104885 (2020), arXiv:2008.03823 [astro-ph.EP].
12. *J. Vaubaillon, F. Colas, and L. Jorda*, Astron. and Astrophys. **439**, 751 (2005).
13. *J. Vaubaillon, F. Colas, and L. Jorda*, Astron. and Astrophys. **439**, 761 (2005).
14. *D. L. Clark and P. A. Wiegert*, in *The Meteoroids 2013*, Proc. of the Astron. Conf. held at A. M. University, Poznan, Poland, Aug. 26–30, 2013, edited by *T. J. Jopek, F. J. M. Rietmeijer, J. Watanabe, and I. P. Williams* (A. M. University Press, 2014), p. 275.

15. *G. O. Ryabova*, in *Asteroids, Comets, Meteors*, Proc. IAU Symp. **229**, Búzios, Rio de Janeiro, Brasil, August 7–12, 2005, edited by D. Lazzaro, S. Ferraz-Mello, and J. A. Fernández (Cambridge University Press, 2006), p. 229.
16. *P. Jenniskens*, *Meteor Showers and their Parent Comets* (Cambridge University Press, 2008).
17. *G. O. Ryabova, A. V. Pleshanova, and V. S. Konstantinov*, *Solar System Res.* **42**, 335 (2008).
18. *A. Abedin, P. Wiegert, P. Pokorný, and P. Brown*, *Icarus* **281**, 417 (2017).
19. *P. Jenniskens, H. Duckworth, and B. Grigsby*, *WGN, J. Intern. Meteor Org.* **40**(3), 98 (2012).
20. *J. A. Burns, P. L. Lamy, and S. Soter*, *Icarus* **40**, 1 (1979).
21. *H. Rein and S. F. Liu*, *Astron. and Astrophys.* **537**, id. A128 (2012), arXiv:1110.4876 [astro-ph.EP].
22. *H. Rein, D. M. Hernandez, D. Tamayo, G. Brown, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **485**, 5490 (2019), arXiv:1903.04972 [astro-ph.EP].
23. *J. E. Chambers*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **304**, 793 (1999).
24. *H. Rein and D. Tamayo*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **452**, 376 (2015), arXiv:1506.01084 [astro-ph.EP].
25. *H. Rein and D. S. Spiegel*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **446**, 1424 (2015), arXiv:1409.4779 [astro-ph.EP].
26. *R. C. Blaauw, M. D. Campbell-Brown, and R. J. Weryk*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **414**, 3322 (2011).