

Зодиакальный свет: старая проблема и новые гипотезы

А.В.Бялко

Институт теоретической физики имени Л.Д.Ландау РАН (Москва, Россия)

Зодиакальный свет — это белый светящийся конус, легко наблюдаемый на западе через несколько часов после захода солнца или на востоке до рассвета. По спектру зодиакального света ясно, что это отраженное излучение Солнца, хотя точно неизвестно, где именно расположены рассеивающие объекты. В процессе анализа динамики осколков образования Луны была указана возможность захвата части осколков устойчивыми точками Лагранжа. В данной работе решениями задачи трех тел показано, что эти области устойчивости оказались существенно шире, а тела, захваченные около точек Лагранжа, далее дрейфуют по подковообразным замкнутым траекториям. Рассчитанная яркость отражаемого ими солнечного света сравнивается с наблюдениями. Дополнительно высказан ряд сопряженных гипотез.

Ключевые слова: зодиакальный свет, точки Лагранжа, задача трех тел, статистика космической пыли.

Зодиакальный свет — это белый светящийся конус, видимый на западе через несколько часов после захода солнца или на востоке до рассвета (рис.1). По яркости его свечение сравнимо с излучением Млечного Пути. Зодиакальный свет простирается вверх от того места, где солнце ушло под горизонт вечером или собирается взойти утром. Его направление совпадает с эклиптической — путем Солнца и планет через звездное небо, на котором и расположены зодиакальные созвездия. Лучшие места для наблюдения зодиакального света находятся в субтропических широтах вдали от городской подсветки, самое удачное время наблюдения — ясные безлунные ночи около весеннего и осеннего равноденствия, когда эклиптика перпендикулярна горизонту.

По спектру зодиакального света ясно, что это отраженное излучение Солнца, хотя точно неизвестно, где именно расположены рассеивающие объекты. Эту проблему можно было бы назвать полузабытой, поскольку с обзорной публикации Н.Б.Дивари [1] прошло более полувека, хотя важность исследований автора подчеркивает тот факт, что недавно его книга была издана по-анг-



Алексей Владимирович Бялко — доктор физико-математических наук, ассоциированный сотрудник Института теоретической физики имени Л.Д.Ландау РАН, заместитель главного редактора журнала «Природа». Область научных интересов — теоретическая физика, науки о Земле.
e-mail: alex@byalko.ru

лийски [2]. Последующие работы [3] уточнили данные измерений, но не добавили ничего принципиального в понимание природы этого явления. Поэтому обратимся к обзору Дивари.

Что показывают наблюдения

Процитируем начало статьи: «В настоящее время общепринятой, хотя и не единственной, является гипотеза о том, что зодиакальный свет обусловлен рассеянием солнечного излучения на сконцентрированных в виде линзообразного облака частицах межпланетной пыли, вытянутого вдоль эклиптики. На возможность такого объяснения указал еще в 1683 г. Ж.Кассини, который дал первое научное описание зодиакального света».



Рис.1. Зодиакальный свет на фоне Млечного пути. Панорама составлена из четырех отдельных кадров, сделанных 10 марта 2010 г. в Национальном парке Тейде на о.Тенерифе.

Фото Даниэля Лопеза (Daniel López), apod.nasa.gov

Далее Дивари подробно описывает историю наблюдений зодиакального света, затем анализирует зависимость его яркости от элонгации — углового расстояния вдоль эклиптики, а также в направлении, перпендикулярном ей. Он приводит анализ спектральных измерений, показывающий достаточную близость излучения зодиакального спектра к солнечному, но отмечает, что глубокие фраунгоферовы линии оказались немного размытыми. Измерения поляризации обнаружили, что она имеет максимум, примерно равный 0.25, при значениях элонгации около 60° . Разными исследователями отмечались флуктуации яркости зодиакального света, но к уверенному заключению о наличии сезонных и межгодовых колебаний прийти не удалось.

В заключение Дивари обсуждает разные гипотезы относительно того, где именно находится рассеивающая пыль в космическом пространстве. Подводя итог своего обзора, он пишет: «Наблюдательные факты не исключают возможности того, что зодиакальный свет обусловлен пылевым облаком, окружающим Землю».

Существенный вклад в понимание природы зодиакального света внес У.Рич (W.T.Reach) из Центра космических полетов имени Годдарда НАСА [4–7]. Его анализ микроволновых наблюдений на длинах волн 5–16 мкм показал, что частицы, ответственные за зодиакальный свет, имеют размеры, превышающие 10 мкм, и располагаются в пределах 1 а.е. от Земли. Спектры отраженного солнечного излучения

отвечают разным силикатам, по составу близким углистым хондритам. Температуры пылевых частиц соответствуют равновесным радиационным температурам при альбедо, не превышающем 8%. Что же касается объемного распределения пыли, то, по предположению Рича, оно представляет собой эллипсоидальное облако около земной орбиты, возможно, со степенным убыванием концентрации частиц с расстоянием. Я выскажу иную гипотезу, основанную на динамике движения пылинок.

Решения задачи трех тел

Оговорюсь, что объяснение зодиакального света не было самоцелью. Гипотеза, которая будет далее изложена, возникла не как самостоятельная задача, а как побочное следствие исследования другой проблемы, о ней придется вкратце рассказать.

Недавно мной вместе с академиком М.И.Кузьминым была поставлена и решена задача [8] о дальнейшей судьбе тех осколков образования Луны, которые в процессе Гигантского столкновения Прото-Земли с Тефией приобретают скорости, достаточные для убегания из гравитационного поля Земли на бесконечность. Но эта бесконечность не так уж далека. Эти быстрые осколки начинают свое движение вокруг Солнца по эллиптическим орбитам и после одного или нескольких периодов обращения возвращаются в ту очень узкую область Солнечной системы, где и произошло Гигантское

столкновение. Математическим подходом к проблеме было нахождение численного решения ограниченной задачи трех тел.

Значительная доля этих осколков затем сталкивается с Землей, и их летучие составляющие формируют первичную атмосферу и океан. Однако в нашей статье была также высказана мысль, что часть осколков может оказаться вблизи так называемых треугольных точек Лагранжа (L4 и L5) системы Солнце—Земля.

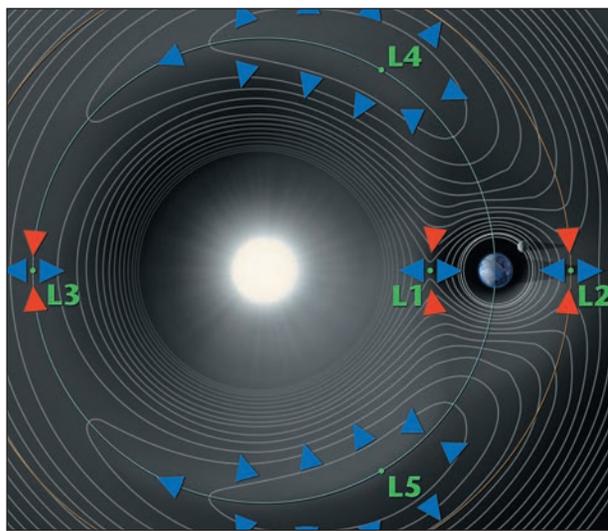


Рис.2. Схема точек Лагранжа системы Солнце—Земля. Около треугольных точек L4 и L5 показаны области устойчивости. Они несколько умозрительны; фактически тело, попавшее в эти области или оказавшееся в этих точках со скоростью, отличной от нуля, не остается в них, но дрейфует вдоль орбиты Земли по эклиптике. Изображение НАСА (NASA / WMAP).

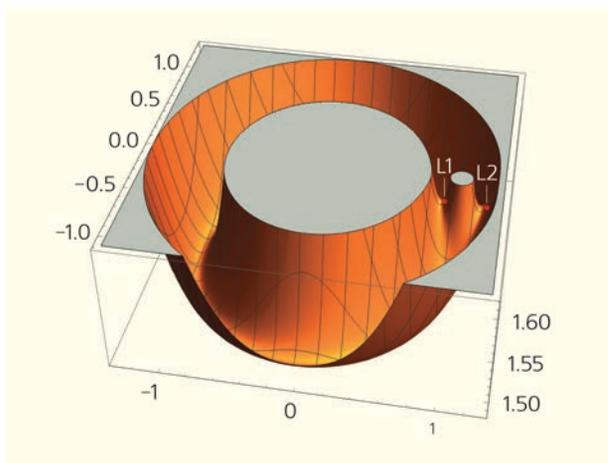


Рис.3. Потенциал $U(x, y)$ при $\mu = 0.01$. L1 и L2 — седловые точки, при подходе к которым тел с малой скоростью происходит их отражение, траектория возвращается в подковообразную долину. Размеры даны в астрономических единицах.

Эти точки расположены под углом 60° по отношению к Земле (рис.2). Лагранж доказал их устойчивость. Тело, оказавшееся с нулевой скоростью в одной из этих точек, далее ее не покидает. Однако в нашем случае даже малые скорости осколков вполне реальны. Поэтому надо было исследовать дальнейшее движение малого тела, оказавшегося вблизи одной из треугольных точек. Это удалось сделать без особых трудностей, поскольку метод численного решения задачи трех тел уже был разработан.

Результат оказался несколько неожиданным. В физике, если какая-то область устойчива, то, как правило, малые возмущения координат или скорости приводят к колебаниям около точки равновесия. Поэтому естественной иллюстрацией точек Лагранжа во многих публикациях служит рис.2, на котором около треугольных точек изображена область устойчивых колебаний. Однако такой рисунок не точен.

Двумерное движение малого тела в поле двух массивных тел, обращающихся по круговой орбите радиуса 1 (в нашем случае это астрономическая единица, а.е.), определяется центробежным потенциалом

$$U(x, y) = r^2/2 + (1 - \mu)/r + \mu/[(x - 1)^2 + y^2]^{1/2}.$$

Здесь $\mathbf{r}(t) = \{x(t), y(t)\}$; $r^2 = x^2 + y^2$.

Его поверхность показана на рис.3 для случая, когда отношение масс крупных тел $\mu = 0.01$. Для пары Солнце—Земля $\mu = 3.06 \cdot 10^{-6}$, из-за чего изображение поверхности $U(x, y)$ для нашей задачи не получается таким наглядным, но характерные особенности потенциала сохраняются и при малых отношениях масс. В частности, важно наличие седловых точек L1 и L2: именно возрастание потенциала при приближении к ним и обеспечивает отталкивание третьего тела, когда оно подходит к Земле. Фактически областью устойчивости служит вся подковообразная долина между точками L5, L3 и L4 вплоть до роста потенциала при приближении к L1 и L2. Заметим, впрочем, что центробежный потенциал нельзя воспринимать так же, как обычный потенциал механики, в частности, закон сохранения энергии $E = mv^2/2 + U$ не выполняется.

Существует математическое доказательство устойчивости точек Лагранжа L4 и L5 [9] при $\mu < 0.135$. Этому условию удовлетворяют не только система Солнце—Земля, но также и пары Солнце—Юпитер и Земля—Луна. Доказательство справедливо в том смысле, что тело, стартовав при начальных условиях с небольшим удалением от этих точек Лагранжа и с небольшой скоростью, через год действительно окажется рядом с исходной по-

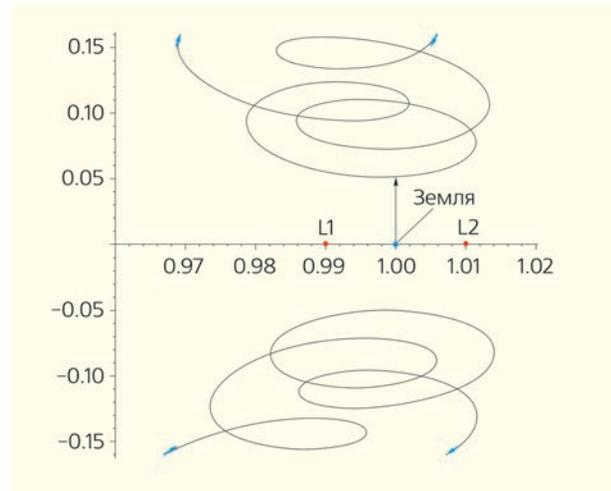
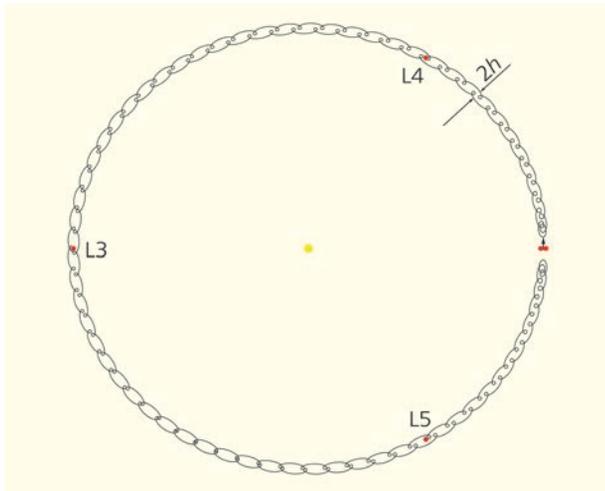


Рис.4. Расчет движения пылинки в двух измерениях: от точки Лагранжа L3 через окрестность точки L4 она приближается к Земле, затем возвращается к L4 по внешней орбите, потом проходит в окрестностях точек L3 и L5, еще раз подходит к Земле, и наконец обратным ходом возвращается к L3. Весь этот почти замкнутый путь пылинки проходит за 842 года. Справа показана увеличенная часть этой же траектории вблизи ее разворотов при приближении к Земле и точкам Лагранжа L1 и L2; шкала расстояний дана в астрономических единицах. Расстояние $2h$ между прямым и обратным ходом орбиты постоянно почти везде, кроме небольшого сужения при разворотах траектории. На небольшом расстоянии от Земли пылинки замедляются, поэтому там возможна их дополнительная концентрация. Желтый диск в центре — Солнце вне масштаба. Синими стрелками показаны направления движения.

зицией. Однако более точный анализ показывает, что оно окажется не точно там, откуда начало свое движение. Появится небольшой дрейф. Математически он не существен. Но посмотрим на фактические расчеты.

Движение малого тела с координатами $\mathbf{r}(t)$ и скоростями $\mathbf{v}(t) = \{v_x(t), v_y(t)\}$ находилось с помощью численного решения дифференциальных уравнений ограниченной задачи трех тел:

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} - \frac{\partial y}{\partial t} = \frac{\partial U}{\partial x}; \quad \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + \frac{\partial x}{\partial t} = \frac{\partial U}{\partial y}.$$

Их точность контролировалась постоянством инварианта Якоби [9]

$$C_J(x, y) = 2U(x, y) - v^2,$$

относительные вариации которого вдоль всех рассчитанных траекторий не превышали 10^{-7} . Поскольку координаты нашей задачи по величине близки к единице, это же число характеризует и точность самого решения.

Численные решения с разными начальными условиями показывают высокое подобие траекторий при условии малых начальных отклонений от земной орбиты и малых скоростей. На рис.4 показано движение тела из точки Лагранжа L5 с начальной скоростью 0.006 (0.18 км/с в физических единицах), рассчитанное численным решением системы дифференциальных уравнений. Эта траектория состоит из ряда петель, движение по каждой из них

продолжается 1 год. Через 892 года тело возвращается к исходной точке почти с той же скоростью, пройдя подковообразный путь. Изменения модуля скорости v и отклонения h от земной орбиты, соответствующие решению рис.4, показаны на рис.5. Как видно, скорость малого тела на протяжении

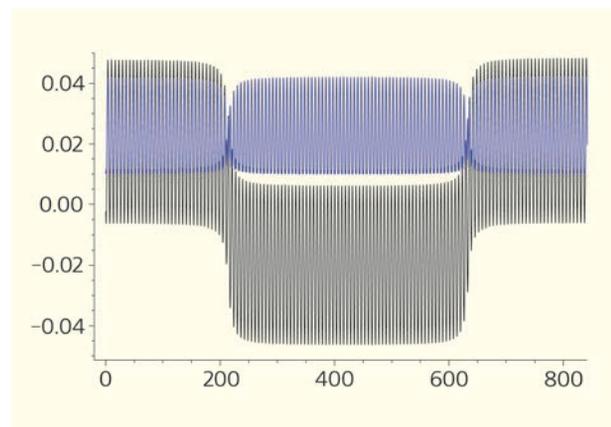


Рис.5. Скорость тела по абсолютной величине $v(t)$, синяя кривая) и вариации радиуса $h(t) = r(t) - 1$ (черная), соответствующие траектории рис.4, в течение 842 лет, полного оборота по «подкове» земной орбиты. Первое отражение происходит во временной интервал 200–220 лет, второе — 630–650 лет после старта. Скорость и вариации радиуса остаются почти постоянными вдоль большей части траектории. Обе величины даны в астрономических единицах, единичная скорость соответствует 29.8 км/с.

всей траектории не превышает 0.035 (т.е. 1 км/с). Конечно, это очень небольшая величина по сравнению с большинством тел Солнечной системы, но в данном случае она представляет собой скорость относительно Земли, которая сама движется вокруг Солнца со скоростью около 30 км/с.

Траектория на рис.4 была выбрана из многих расчетов по той причине, что она замкнута, и тем самым демонстрирует возможность длительного периодического движения. Однако почти такая же картина движения получается и при иных начальных условиях, если точка старта лежит вблизи земной орбиты, а начальная скорость достаточно мала.

Траектория пробного тела зависит от величины и направления начальной скорости. Важное свойство разных траекторий состоит в том, что амплитуда колебаний относительно земной орбиты остается почти постоянной везде, кроме точки разворота. Скорость тела вдоль траектории почти не меняется от одной петли к следующей, кроме той части траектории, которая близка к области разворота.

Для каждой траектории вдали от точек разворота существует приближенная связь между амплитудой колебаний $h(t) = r(t) - 1$ и скоростью тела $v(t)$. Это не точное, но статистически достоверное соотношение в безразмерных переменных доказывается анализом вариаций инварианта Якоби: $v^2 \approx v_0^2 + 3h^2$.

Минимальная скорость пылинок достигается в те моменты, когда $h(t) = 0$, т.е. при пересечении земной орбиты. Поскольку при этом их скорости малы, в распределение частиц по отклонениям h эти медленные тела вносят наибольший вклад. Это означает, что в распределении по направлениям, перпендикулярным эклиптике, существует широкий максимум при $h = 0$. В связи с этим уместно привести цитату из главы «Ход яркости перпендикулярно к эклиптике» обзора Дивари [1]: «Зависи-

мость яркости зодиакального света от эклиптикальной широты представляется зависимостью вида

$$I = I_0 \exp[-k_1(\beta - \beta_0)^2],$$

где β_0 — широта максимума яркости при данной элонгации. По наблюдениям 1958 г. k_1 оказалось равным 0.0039, а по наблюдениям 1955 г. $k_1 = 0.00335$ ».

Размерность величины k_1 у Дивари есть градус дуги в степени -2 . Приведенным им численным величинам соответствует среднеквадратичная ширина зодиакального света $(2/k_1)^{1/2} = 23.5 \pm 1^\circ$, или 0.42 рад. К сожалению, этой информации еще недостаточно, чтобы уверенно вычислить разброс зодиакальных частиц по амплитудам h отклонений от земной орбиты или скоростям v .

Еще одно важное свойство вариаций скорости тел вдоль траектории — их симметрия: при движении вперед к точке разворота и обратно от нее скорости тел меняют знак, по величинам оставаясь почти одинаковыми. Наблюдательным следствием этого свойства должна быть симметрия размывания фраунгоферовых линий в спектре зодиакального света в красную и синюю стороны по сравнению со спектром Солнца. В обзоре Дивари [1] действительно нет вывода об их асимметрии, отмечено только небольшое уменьшение глубины зодиакальных фраунгоферовых линий по сравнению с солнечными. Диапазон уменьшения глубин для нескольких линий составляет 0.95–0.97.

Для трехмерных решений ограниченной задачи трех тел (рис.6) также нет качественных отличий от плоских решений по амплитудам колебаний, скоростям и координатам разворота. Синусоидальное движение по вертикальной координате $z(t)$ имеет период, равный 1 году; оно просто рассчитывается по известной начальной высоте $z(0)$ и скорости $v_z(0)$. Его влияние на горизонтальное движение не очень существенно, поэтому достаточно анализировать многочисленные варианты плоских решений. Но и эта задача не слишком проста.

Яркость зодиакальной пыли и оценка ее полной поверхности

Обратим внимание на то обстоятельство, что амплитуды дрейфовых петель h слабо меняются вдоль траектории (см. рис.4, 6). Используем этот факт для вычисления яркости зодиакального света вдоль эклиптики. Конечно, пылинки распределены каким-то образом по скоростям v и амплитудам h . С этим связаны и различные углы максимального приближения к Земле. Распределение тел по скоростям нам пока неизвестно. Однако постоянство

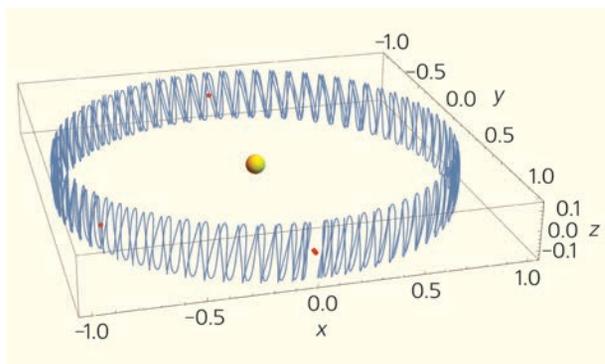


Рис.6. Расчет движения пылинки в трех измерениях. Шкалы расстояний (оси x, y) даны в астрономических единицах. Период колебаний по оси z равен точно 1 году. Красным отмечены точки Лагранжа.

амплитуд h вдоль каждой отдельной траектории делает возможным предположение, что и интегральное распределение всех амплитуд также остается неизменным вдоль эклиптики, точнее, вдоль земной орбиты.

Малые частицы движутся и отражают свет независимо друг от друга. За большие времена распределение их по зодиакальному пути Земли могло стать достаточно равномерным, кроме, возможно, области их сближения с треугольными точками Лагранжа. Из общих соображений следует, что яркость рассеянного света должна быть пропорциональна площади пылинок dS в том слое $d\epsilon$ дрейфа толщины h , который находится при наблюдаемой элонгации ϵ . Эта зависимость во всем диапазоне углов элонгации нам неизвестна, но можно предполагать, что зодиакальная пыль равномерно распределена по элонгации: $dS/d\epsilon = S_{\text{tot}}/2\pi$. Здесь S_{tot} — суммарная поверхность зодиакальной пыли.

Рассмотрим отражение солнечного света от отдельной частицы радиуса R , находящейся в слое дрейфа толщиной h (рис.7). Формы малых тел, конечно, весьма произвольны, но для простоты будем рассчитывать отражение от сферической поверхности. Предположение сферичности частично оправдано как вращением частиц, так и множественностью их размеров. Частица расположена на расстоянии $a = 1$ а.е. от Солнца на угловом расстоянии от наблюдателя вдоль земной орбиты с элонгацией ϵ . Расстояние от нее до Земли равно $r = a\sin(\epsilon/2)$. Освещенность ее передней полусферы равна $B_s/4\pi a^2$, где B_s — яркость Солнца. Частица отражает наблюдателю солнечный свет той частью своей поверхности, которая обращена к Земле, а кроме того, отражается только часть падающей энергии (эта доля называется альбедо A). Следовательно, солнечная энергия, приходящая к наблюдателю от одного тела радиуса R , расположенного при элонгации ϵ , равна $AB_sR^2/4a^2\sin^2(\epsilon/2)$.

Далее заменим площадь поверхности нашей сферы πR^2 на площадь поверхности dS всех тел, приходящих на дифференциальный угол элонгации $d\epsilon$. Следовательно, распределение яркости вдоль эклиптики должно отвечать следующей зависимости от угла элонгации: $F_B(\epsilon) = C_B/\sin^2(\epsilon/2)$, где $C_B = B_sAS_{\text{tot}}/8\pi a^2$.

Сравним эту зависимость с данными Дивари [1, 2] и предложенной им эмпирической зависимостью $C_D\epsilon^{-2.26}$ (рис.8). Мы ввели здесь постоянную Дивари C_D , которая в его работе не присутствует. Однако она легко вычисляется из сравнения степенной зависимости с приводимыми им же численными данными: $C_D = 1.486 \cdot 10^{-15}B_s$. С другой стороны, достаточно близкое совпадение теоретической и наблюдатель-

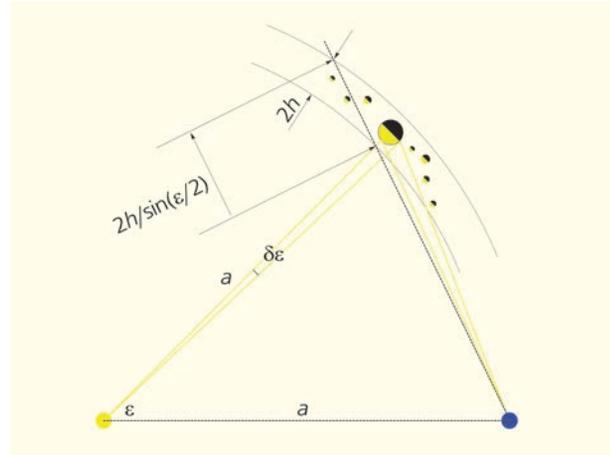


Рис.7. Отражение света Солнца (желтый диск) от пылинки по направлению к Земле (синий). Множество отражающих пылинок (черно-желтые круги, желтым выделены освещенные стороны) сосредоточено в полосе дрейфа шириной $2h$. Все тела даны не в масштабе. Расстояние от Земли до Солнца $a = 1$ а.е. Расстояние от Земли до пылинки $r = 2a\sin(\epsilon/2)$.

ной зависимостей позволяет вычислить коэффициент C_B в теоретической формуле. Некоторое занижение теоретической кривой в области малых углов не принципиально на фоне полного диапазона изменений яркости; оно может быть объяснено тем обстоятельством, что в области малых углов возможна дополнительная концентрация пыли при замедлении движения тел перед сменой направления дрейфа.

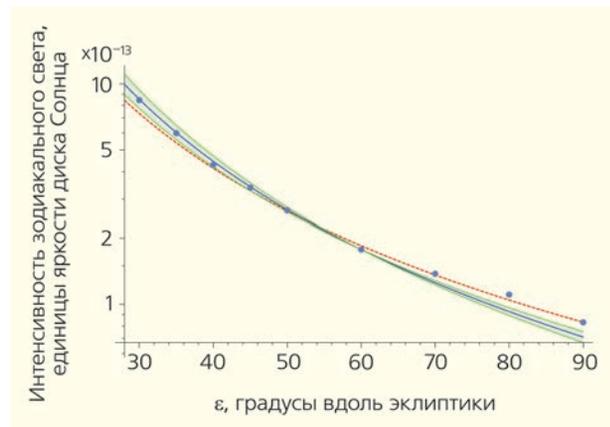


Рис.8. Сравнение наблюдательных зависимостей интенсивности зодиакального света от элонгации ϵ [1, 2] с теорией. Точки — усредненные по данным разных исследований отношения яркости зодиакальной пыли к яркости солнечного диска. Сплошная синяя кривая — степенная зависимость Дивари $F_B(\epsilon)$ с показателем степени $k = 2.26$. Зеленая заливка — степенные зависимости по данным других наблюдателей с показателями k от 2.12 до 2.4, приведенные к интенсивности при $\epsilon = 60^\circ$. Красная штриховая кривая — теоретическая зависимость $F_B(\epsilon)$.

Поскольку обе постоянные C_D и C_B пропорциональны яркости Солнца, это позволяет оценить полную поверхность S_{tot} , порождающую зодиакальный свет. Будем считать все тела одинаково темными, с малым альбедо, равным 4–10%. Тогда для суммарной поверхности тел, расположенных вдоль земной орбиты и обеспечивающих зодиакальный свет, имеем следующую оценку: $S_{\text{tot}} = 8\pi a^2 \cdot 1.486 \cdot 10^{-15} / A = (3-7) \cdot 10^{10} \text{ м}^2$.

Распределения небесных тел по размерам, оцениваемые по статистике астероидов и лунных кратеров, имеют степенной вид, причем суммарная масса определяется наибольшими массами. На первый взгляд кажется, что по суммарной площади частиц можно грубо оценить и полную массу пыли. Однако далее будет показано, что для зодиакальной пыли эта задача нетривиальна, поэтому нет уверенности, в том, что такая оценка будет надежна.

Дискуссия: еще несколько гипотез

Эта статья несколько отличается от стандарта журнала «Природа». Как правило, научно-популярное изложение результатов публикуется здесь после их представления в одном из специализированных научных журналов. Статья, положившая начало идеям этой работы, вышла год назад [8], ее авторы планируют адаптировать ее для «Природы». Однако зодиакальный свет — явление, доступное наблюдениям, поэтому эта тема представляет интерес для большего числа читателей нашего журнала.

Предыдущее изложение этой статьи базируется на точных численных решениях. Но несколько соображений по разным поводам, возникших в процессе этой работы, плохо сочетаются со строгостью изложения, характерной для специальных журналов. Часть последующих гипотез можно попробовать доказать теоретически, но многие нуждаются в объемных экспериментальных исследованиях. Поэтому дальнейшее изложение носит характер предварительных набросков, этот стиль не требует строгости, зато некоторые представленные идеи могут послужить для разработки новых научных проектов.

Устойчивость зодиакальных орбит. Возникает естественный вопрос: насколько адекватно исследование траекторий методом ограниченной задачи трех тел, может ли повлиять на эти результаты учет притяжения планет-гигантов и Венеры? Этот же вопрос можно сформулировать иначе: задача рассматривалась нами в предположении круговой орбиты Земли вокруг Солнца, а насколько изменятся траектории пылинок при учете ее эксцентриситета? Строгого ответа на эти сомнения у нас пока нет,

такое исследование, конечно, необходимо. Сегодня эксцентриситет земной орбиты мал, он равен 0.0167 и в ближайшие 20 тыс. лет будет только уменьшаться. Однако известно, что в прошлом эксцентриситет земной орбиты имел вариации с характерным периодом около 100 тыс. лет, причем в максимумах он достигал величины около 0.06. Такие же колебания эксцентриситета предстоят и в будущем.

Возможная периодичность метеорных потоков. Разумно предполагать, что в периоды, когда эксцентриситет становится велик, малые тела, отвечающие за зодиакальный свет, будут значительно отклоняться от описанных устойчивых траекторий. В условиях большого эксцентриситета они могут уходить с земной орбиты и становиться астероидами группы Аполлона. При этом вероятность их столкновения с Землей также заметно вырастает. Следствием этого могло стать значительное увеличение потока метеоритов во времена, когда эксцентриситет нашей планеты становился больше.

Интересно отметить: бурение антарктического льда показало, что в периоды оледенений потоки пыли становились до 25 раз сильнее, чем в межледниковья [10, 11]. Авторы этих работ полагают, что похолодание приводило к интенсификации обмена аэрозолями, а основным источником пыли служили пустыни Южной Америки. Однако именно в те же моменты геологической истории у орбиты Земли был высокий эксцентриситет, что могло нарушать устойчивость орбит зодиакальной пыли и астероидов группы Аполлона. Эта гипотеза доступна проверке геохимическим анализом: по минеральному составу пыли можно различить пылинки земного и космического происхождения [12]. Впрочем, даже подтверждение внеземного источника пылевых отложений в антарктических льдах не докажет их непосредственную связь с зодиакальной пылью, поскольку более частое выпадение метеоритов может быть также связано и с возмущениями пояса астероидов.

Могут ли «греки» и «троянцы» Юпитера обмениваться своими позициями? У Юпитера отношение массы к массе Солнца в 300 раз больше, чем у Земли, а его период обращения в 12 раз больше, чем у нашей планеты, но решения задачи трех тел принципиально не отличаются для объектов, находящихся на орбите Юпитера, и зодиакальной пыли Земли. Около 6000 массивных тел, расположенных недалеко от юпитерианских треугольных точек Лагранжа L4 и L5, получили названия «греки» и «троянцы». Встает вопрос, могут ли «греки» и «троянцы» меняться местами, проходя по орбите около точки противостояния Солнца, аналогично зодиакальной пыли на рис.4 и 6.

Ответ на этот вопрос неоднозначен. С одной стороны, полный оборот по таким траекториям занимает до тысячи лет, а аналогичный путь для «греков» или «троянцев» Юпитера потребует на порядок больше времени. Весь же период астрономических наблюдений этих астероидов продолжается чуть более 100 лет. Поэтому даже небольшие экскурсии «к стану врага» за столь короткое время могли остаться незамеченными. Но, с другой стороны, есть и сомнения в принципиальной возможности таких «измен родине». «Греки» довольно кучно сгруппированы около точки Лагранжа L4, а «троянцы» (которых, впрочем, вчетверо меньше «греков») расположены недалеко от L5. Если бы обмены позициями, «перебежки», были реальны, кучности астероидов оказались бы более размытыми или даже уступили место равномерному распределению вдоль орбиты Юпитера, кроме, конечно, тех областей, которые близки к самой планете и точкам Лагранжа L1 и L2 (расстояние от них до Юпитера составляет 0.032 радиуса его орбиты).

Происхождение и история астероидов Рюгу и Бенну. В последнее время были обнаружены более десяти небольших астероидов на устойчивых подковообразных орбитах, например 54509YORP, 2002AA29, 2015SO2, 2010SO16. Вблизи треугольной точки Лагранжа L4 пока обнаружен только один астероид 2010TK. Он был открыт инфракрасным космическим телескопом WISE в 2010 г. Размер 2010TK — около 300 м. Примерно тот же порядок величины имеют и два других околоземных астероида — Рюгу и Бенну, недавно изученные японскими и американскими учеными [13, 14]. Их средние плотности близки между собой — около 1.19 г/см³. Такое низкое значение плотности свидетельствует о рыхлости их тел, доля пустот в астероидах оценивается в 40–50%. Совпадают и формы обоих тел, подобные вращающейся юле. На поверхности этих астероидов наблюдается относительно мало кратеров, их очертания размыты, они покрыты мелкими булыжниками. Скорость убегания тел с поверхности Рюгу равна 0.2 м/с, с Бенну — 11 м/с, поэтому скорости, с которыми выпадали на них булыжники, не могли значительно превышать эти пределы.

В последней работе японских ученых, посвященной астероиду Рюгу [15], проведен анализ внешних красноватых и голубоватых пород на его поверхности. Было высказано предположение, что покраснение — следствие выветривания или даже длительной экскурсии Рюгу ближе к Солнцу, которое опалило внешнюю поверхность астероида. Голубоватые породы представляют собой более глубокие слои астероида, которые обнажились после ударов, образовавших кратеры. Максимальный возраст по-

верхности Рюгу рассчитан по вероятностям образования кратеров и оценен как 8.5 ± 2.4 млн лет.

Позволим себе повторить предположение [16]: красноватые булыжники, покрывающие Рюгу, да и сам астероид, представляют собой осколки образования Луны возрастом более 4 млрд лет, которые кочевали недалеко от земной орбиты, сталкиваясь с зодиакальной пылью на малых относительных скоростях, что и сформировало такую рыхлую структуру. Их покраснение могло стать следствием не экскурсии к Солнцу, а длительной экспозиции под действием солнечного ветра и облучения. Малое же число кратеров на поверхностях Рюгу и Бенну может быть связано с тем, что те кратеры, которые оставлены телами, прилетевшими из пояса астероидов со скоростями порядка 20 км/с, постепенно размывались накапливающимися зодиакальными булыжниками.

Как оценить массу зодиакальной пыли?

В конце предыдущего раздела была приведена оценка полной поверхности зодиакальной пыли $S_{\text{tot}} \sim 10^{11}$ м². Можно ли из нее получить оценку полной массы пыли m_{tot} ? Кажется бы, для этого достаточно знать функцию распределения частиц $N(D)$ по размерам (диаметрам D), пересчитать из нее функции распределения по массам $N(m)$ и по сечениям $N(S)$, где S — сечение видимой поверхности. Вообще говоря, эти функции имеют степенной вид. Так, функция $N(D) \sim D^{-q}$ хорошо известна по размерам астероидов, она согласована с распределением лунных кратеров по их размерам. Показатель q в логарифмически широком диапазоне оказывается достаточно близким к 2. При этом наклоне распределения полная масса по порядку величины оказывается лишь немного больше максимальной массы $m_{\text{tot}} \sim (1 + q/3)m_{\text{max}}$, а масса большего тела m_{max} , по-видимому, имеет тот же порядок величины, что и массы Рюгу, Бенну и астероида 2010TK. При такой оценке суммарная масса всей зодиакальной пыли не превосходит 10^{15} кг.

Однако обратный пересчет от $N(D)$ и $N(m)$ к распределению по сечениям $N(S)$ не приводит к общей площади поверхности, близкой к S_{tot} даже по порядку величины. Вероятно, это расхождение связано с тем обстоятельством, что для малых пылевидных тел логарифмический наклон распределения существенно меняется, оно становится более пологим. Если полная масса определяется самыми большими телами, то полное сечение, напротив, может существенно зависеть от наклона в области самых малых тел и определяться именно ими. Так, при $dN/dS \sim S^{-1}$ все размеры вносят одинаковый вклад в полное сечение, а при более пологих распределениях в общей площади доминируют уже са-

мые мелкие частицы. Некоторые оценки распределения малых масс известны по статистике яркости метеоритов кометного происхождения, сгорающих в атмосфере. Их наклон распределения становится более пологим при размерах метеоритов от сантиметров до метров. Статистика кратеров Рюгу показывает, что излом логарифмического наклона происходит при диаметрах кратеров около 30 м [15]. Но надежно построить всю кривую распределения по этим данным не удастся. Возможно, полное сечение рассеяния S_{tot} соответствует результатам Рича [4], который пришел к выводу, что зодиакальная пыль может состоять из малых частиц размерами вплоть до десятка микрометров. Поэтому связать массу зодиакальной пыли с ее полным сечением с достаточной точностью не удастся.

Если же принять оценку суммарной массы всей зодиакальной пыли по наибольшим телам, то величина 10^{15} кг окажется пренебрежимо меньше массы тех осколков образования Луны (порядка 10^{19} кг или даже 10^{20} кг), которые после Гигантского столкновения 4.45 ± 0.05 млрд лет назад могли оказаться на орбите Земли [8]. В дальнейшем такие захваченные тела возмущениями планет-гигантов постепенно выводились на орбиты астероидов, называемых NEO (Near Earth Objects), которые затем с высокой вероятностью сталкивались с Землей и Луной.

Проблемы поздней бомбардировки. Выпадения этих крупных астероидов, возможно, есть одна из причин кратерообразования, называемого поздней тяжелой бомбардировкой. Они падали и на Землю, и на Луну, но информацию о них мы получаем в основном по датировке и статистике лунных кратеров, поскольку следы ударов о Землю сохранились много хуже. Лунные кратеры удастся датировать начиная с возрастов 1160 млн лет назад, причем с тех пор интенсивность бомбардировки с ускорением спадала [17].

Общепринятое мнение состоит в том, что источник поздней тяжелой бомбардировки — пояс астероидов. Его тела приближаются к орбите Земли и дополнительно разгоняются притяжением Земли и Луны до скоростей, близких к 20 км/с. Эта скорость обычно и принимается в перерасчетах статистики лунных кратеров к размерам и массам упавших тел. Однако орбиты зодиакальных тел, ставшие астероидами NEO, близки к Земле, поэтому их столкновение с нашей планетой происходит со скоростями, примерно равными второй космической (11.2 км/с). А с Луной астероиды NEO сталкиваются с существенно меньшей скоростью, равной примерно 3 км/с. Радиус кратера зависит от энергии удара, пропорционального квадрату скорости. Поэтому перерасчет статистики кратеров,

образованных далекими астероидами и астероидами NEO, может существенно отличаться. Если зодиакальные тела вносили значимый вклад в позднюю тяжелую бомбардировку, то их статистику по размерам и массам нужно рассчитывать по лунным кратерам, образованным телами с большей массой, но более медленными. Кроме того, движение медленных тел из эклиптики к системе Земля—Луна приводит к асимметрии бомбардировки видимой и обратной сторон Луны [18]. Причиной асимметрии служит то, что Земля фокусирует подлетающие к ней медленные частицы, увеличивая вероятность их падения на свою поверхность и ускоряя те из них, которые огибают Землю и попадают в Луну. Тела, подлетающие с противоположного направления, не испытывают препятствий для столкновения с обратной стороной Луны.

Проекты дальнейших исследований

Недостаточная информация о распределении зодиакальных тел по их размерам и скоростям, по-видимому, не может быть восполнена ни оптическими, ни микроволновыми наблюдениями. Для прояснения необходим запуск специального космического аппарата с траекторией вдоль земной орбиты. Близкими по постановке задач исследований пылевых частиц были экспедиции нескольких аппаратов к комете Галлея в 1986 г. [19]. Наиболее успешной оказалась советская программа «Вега». Сближение с кометой аппаратов «Вега-1 и -2» происходило на очень высоких относительных скоростях (около 80 км/с), поэтому использование аналогичных приборов для исследований зодиакальной пыли, вероятно, не удастся.

Планирование полета вдоль земной орбиты не требует жестких условий для момента старта космического аппарата и оставляет достаточную свободу выбора траектории. Было бы целесообразным рассчитать возможность хотя бы однократного сближения аппарата с астероидом 2010TK, структура которого может оказаться подобной Рюгу и Бенну. Не будем пока ставить задач по забору грунта, аналогичных тем, что выполняют японская и американская экспедиции. Следует предусмотреть несколько пересечений земной орбиты при разных элонгациях, что позволило бы получить информацию о распределении встречной пыли по ее размерам и относительным скоростям. На первый взгляд, условия выведения такого аппарата в космос не представляют значительной трудности, вполне достаточным будет движение его относительно Земли со скоростью всего в несколько километров в секунду.

В перспективе (или даже при разработке первого полета) неплохо было бы изучить вопрос о возможности захвата отдельных малых медленных частиц зодиакальной пыли для доставки их на Землю.

Если они действительно окажутся многократно перераспределенными осколками образования Луны, наши представления о ранних стадиях эволюции Солнечной системы получают значимый вклад. ■

Литература / References

1. Дивари Н.Б. Зодиакальный свет. УФН. 1964; 84: 75–98. [Divari N.B. Zodiacal light. Sov. Phys. Usp. 1965; 7: 681–695. DOI:10.1070/PU1965v007n05ABEH003657.]
2. Divari N.B. Zodiakal'nyi svet (Zodiac Light). Odessa, 2003.
3. Leinert C. Zodiacal light — a measure of the interplanetary environment. Space Science Review. 1975; 18: 281–339.
4. Reach W.T. Zodiacal emission. I. Dust near the earth's orbit. Astrophysical Journal. 1988; 335: 468–485.
5. Reach W.T. Zodiacal Emission. II. Dust near ecliptic. Astrophysical Journal. 1991; 369: 529–543.
6. Reach W.T. Zodiacal Emission. III. Dust near the asteroid belt. Astrophysical Journal. 1992; 392: 289–299.
7. Reach W.T., Franz B.A., Weiland J.L. et al. Observational confirmation of a circumsolar dust ring by the COBE satellite. Nature. 1995; 374: 521–523.
8. Бялко А.В., Кузьмин М.И. Осколки образования луны: геофизические следствия гигантского столкновения. ЖЭТФ. 2019; 156(4): 603–614. [Byalko A.V., Kuzmin M.I. Fragments of the Moon formation: geophysical consequences of the Giant Impact. J. Exp. Theor. Phys. 2019; 129: 511–520. DOI:10.1134/S1063776119100182.]
9. Roy A.E. Orbital Motion. 2005. Chapter 5.11.4: The stability of the libration points.
10. Petit J. R., Jouzel J., Raynaud D. et al. Climate and atmospheric history of the past 420,000 years from the Vostok ice core, Antarctica. Nature. 1999; 399: 429–436.
11. Lambert F., Delmonte B., Petit J.R. et al. Dust-climate couplings over the past 800,000 years from the EPICA dome C ice core. Nature. 2008; 452: 616–619. DOI:10.1038/nature06763.
12. Лонго Дж. Живые свидетели Тунгусской катастрофы. Природа. 1996; 1: 40–47. [Longo J. Living witnesses of Tungus catastrophe. Priroda. 1996; 1: 40–47. (In Russ.)]
13. Jaumann R., Schmitz N., Ho T.-M. et al. Images from the surface of asteroid Ryugu show rocks similar to carbonaceous chondrite meteorites. Science. 2019; 365: 817–820. DOI:10.1126/science.aaw8627.
14. Lauretta D., Della Giustina D.N., Bennett C.A. et al. The unexpected surface of asteroid (101955) Bennu. Nature. 2019; 568: 55–60. DOI:10.1038/s41586-019-1033-6.
15. Morota T., Sugita S., Cho Y. et al. Sample collection from asteroid (162173) Ryugu by Hayabusa 2: Implications for surface evolution. Science. 2020; 368: 654–659. DOI:10.1126/science.aaz6306.
16. Бялко А.В. Удивительные астероиды Рюгю и Бенну: гипотезы происхождения. Природа. 2019; 9: 72–73. [Byalko A.V. Amazing asteroids Ryugu and Bennu: hypotheses of their origin. Priroda. 2019; 9: 72–73. (In Russ.)]
17. Mazrouei S., Ghent R.R., Bottke W.F. et al. Earth and Moon impact flux increased at the end of the Paleozoic. Science. 2019; 363: 253–257. DOI:10.1126/science.aar4058.
18. Miljković K., Wieczorek M.A., Collins G.S. et al. Asymmetric distribution of lunar impact basins caused by variations in target properties. Science. 2013; 342: 724–726. DOI:10.1126/science.1243224.
19. Марочник Л.С. Экспедиция к комете Галлея: По результатам программы «Вега». М., 1987. [Marochnik L.S. Expedition to Comet Halley: According to the "Vega" Program. Moscow, 1987. (In Russ.)]

Zodiacal Light: an Old Problem and New Hypotheses

A.V.Byalko

Landau Institute for Theoretical Physics, RAS (Moscow, Russia)

Zodiacal light is a white luminous cone that is easily observed in the west a few hours after the sunset or in the east until dawn. The spectrum of the zodiacal light gives an evidence of its origin from the reflected radiation of the Sun, although it is not known exactly where the scattering objects are located. Analysis of the dynamics of fragments of the Moon formation shows the possibility of capturing a part of the fragments by stable Lagrange points. In this paper, by solving the three-body problem, it is shown that these stability regions are much wider and the bodies captured at the Lagrange points drift along horseshoe-shaped trajectories. The estimated brightness of the sunlight reflected by them is compared with observations. Additionally, a number of related hypotheses have been expressed.

Keywords: zodiacal light, Lagrange points, three-body problem, cosmic dust statistics.