

ГИПОТЕЗА О СУЩЕСТВОВАНИИ НЕМЕЗИДЫ И ТЮХЕ.

I. ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТЕЛ

Ю. П. Филиппов, М. И. Чобану

В настоящей работе аргументирована гипотеза существования массивного темного тела на периферии Солнечной системы – коричневого карлика (Немезиды) или (и) газового гиганта (Тюхе). Рассмотрены основные физические свойства и орбитальные характеристики данных тел. Представлено решение задачи об определении угла отклонения фотона в гравитационном поле сферической микролинзы. Показано, что уже сегодня искомая величина для данных тел может быть измерена в эксперименте. Получены аналитические результаты для дифференциального и полного сечений рассеяния фотонов в гравитационном поле микролинзы. Решена задача о формировании «духов» гравитационной микролинзой. Показано, что в большинстве случаев тесного сближения источника и линзы (Немезиды, Тюхе) в эксперименте можно фиксировать два «духа».

Ключевые слова: Солнечная система, коричневый карлик, планета-гигант, гравитационное микролинзирование, дефлектор.

Масштабные исследования природы звезд главной последовательности нашей Галактики (на диаграмме Герцшпрунга–Рессела), к которым принадлежит и Солнце, выполненные астрофизиками в XX–XXI столетиях, указали на то, что не менее 50 % от их общего количества, входят в двойные и кратные системы [1].

Приведенный факт естественным образом порождает следующие вопросы: Солнце – это единственная звезда в Солнечной системе? Есть ли у Солнца компаньон?

Сегодня человечество располагает большим набором фактов (они будут подробно изложены в следующем параграфе), косвенно подтверждающих существование массивного тела на окраинах Солнечной системы.

Эти факты оказались столь значимыми, что американское космическое агентство NASA в качестве одной из главных задач миссии с миллиардным бюджетом New Horizons (запущена в 2005 г.) утвердила поиск массив-

ного объекта за орбитой Нептуна [2]. Также NASA не скрывает больших надежд на обнаружение прямых доказательств существования такого объекта, которые мог бы получить инфракрасный телескоп WISE [3]. Однако в настоящее время NASA не предоставляет какой либо информации относительно подобных находок. Анализ данных, собранных телескопом, продолжается и в настоящее время.

Если допустить, что компаньон существует, то какими свойствами он может обладать? Данное тело может быть маломассивной звездой, коричневым карликом или массивной планетой.

Первая гипотеза наименее вероятна, поскольку всякая маломассивная звезда, хотя и обладает светимостью в 10^2 – 10^5 раз меньшей светимости Солнца, но ее относительная близость к Земле позволила бы быстро ее обнаружить в телескопических исследованиях. Однако оптические телескопические исследования ведутся уже более 400 лет, но ничего подобного пока не было зафиксировано.

Гипотезы о коричневом карлике или массивной планете, подобной Юпитеру, обладают большими шансами на существование. Ведь оба типа астрофизических объектов могут быть с одной стороны, *холодными темными телами* и потому не видны не только в оптическом диапазоне, но должны быть достаточно тусклыми телами даже в инфракрасном диапазоне, с другой стороны, –

© Филиппов Ю. П., Чобану М. И., 2015.

Филиппов Юрий Петрович

(yurphil@mail.ru),

старший преподаватель

кафедры общей и теоретической физики

Самарского государственного университета,

443011, Россия, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1;

Чобану Мария Игоревна

(marychobanu@gmail.com),

ученица X класса Самарского международного

аэрокосмического лицея,

443086, Россия, г. Самара, ул. Лукачева, 45.

движущимися на окраинах Солнечной системы телами с огромными периодами обращения и потому гравитационные возмущения, наводимые ими в движениях наблюдаемых тел, должны проявляться крайне редко и медленно, наконец, они могут быть обнаружены по их гравитационному действию не только на известные тела Солнечной системы, но и на свет, идущий от далеких звезд, который рассматривается нами как фон.

Последний аргумент лежит в основе принципиально нового подхода к поиску массивного темного тела на окраинах Солнечной системы – применения *метода гравитационного микролинзирования*. Данный метод был впервые предложен американским астрофизиком Б. Пачинским и основан на *эффекте гравитационной микролинзы*, заключающемся в искривлении лучей света далекой звезды в гравитационном поле темного точечного тела, в результате чего блеск звезды сильно возрастает [4, 5]. Этот метод уже неоднократно был реализован на практике, но, возможно, в будущем сможет быть использован для решения именно данной задачи.

1. О фактах возможного существования Немезиды или (и) Тюхе

В настоящее время существует ряд фактов, косвенно подтверждающих существование массивного космического тела на окраине Солнечной системы.

1) В XX веке при изучении природы звезд главной последовательности было обнаружено, что среди них преобладают двойные звезды [1]. Поскольку наше Солнце принадлежит той же последовательности, то ученые высказали предположение о возможности существования у Солнца звезды-компаньона, образующей вместе с Солнцем двойную систему.

2) В 1984 году палеонтологи Д. Роп и Д. Сепкоский [6] опубликовали результаты анализа геологических пластов, отвечающих разным эпохам, охватывающим последние 250 миллионов лет. Они обнаружили двенадцать событий, отвечающих резкому увеличению смертности живых организмов на Земле. Промежуток времени между двумя ближайшими событиями составляет 26 миллионов лет (рис. 1). Д. Роп и Д. Сепкоский заключили, что такие события (включая предполагаемое исчезновение динозавров 65 млн лет назад) случались регулярно и могли иметь внеземную причину, в частности, гравитационное возмущение в облаке комет Оорта, вызванное массивным космическим телом, породившим ливень комет во внутренней части Солнечной системы и, как следствие, бомбардировку ими Земли. Последнее приводило к глобальной катастрофе и массовой гибели живого мира.

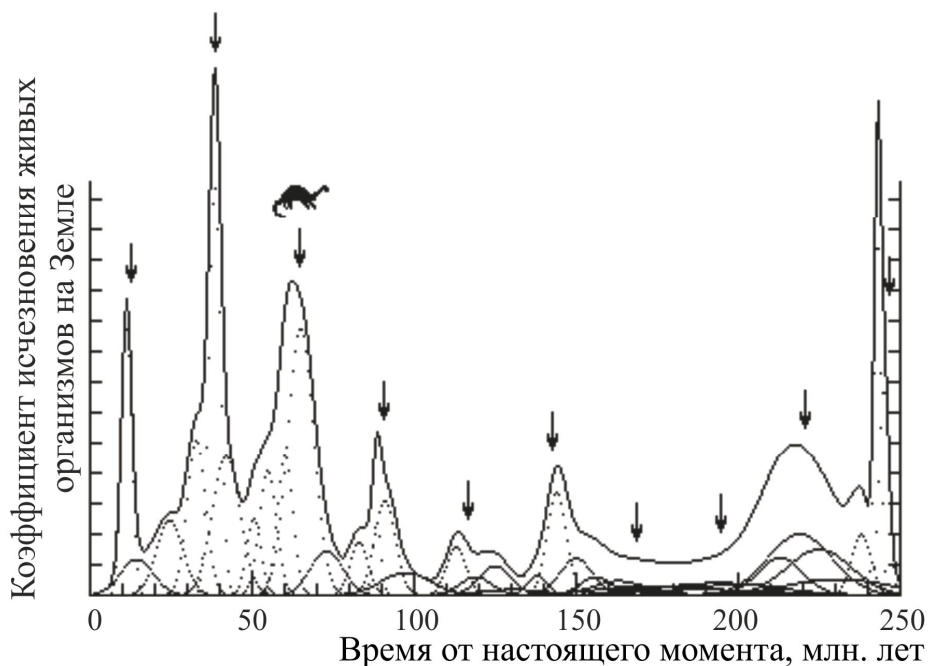


Рис. 1. Изменение смертности органического мира на Земле [6].
Стрелками показаны периоды крупного вымирания живых организмов

3) Многолетние исследования комет показали, что «новые кометы», приходящие к нам с окраин Солнечной системы, появляются нерегулярно: в одни годы их количество существенно больше, чем в другие. Согласно современным представлениям большинство «новых комет» приходят к нам из облака Оорта – гипотетического гигантского хранилища ледяных глыб, имеющего форму сферического слоя. Согласно оценке некоторых специалистов периодичность ливней комет напрямую связана с периодичностью движения неизвестного массивного небесного тела.

4) Также известно, что истинные положения Сатурна, Урана и Нептуна и их спутников в пространстве не совпадают с прогнозами Ньютоновской теории их местоположения в отдельные моменты времени.

5) В 2001 году обнаружено аномальное ускорение аппаратов Pioneer 10 и Pioneer 11, находившихся уже в тот момент далеко за орбитой Плутона.

6) Плутон, Эрида и другие транснептуновые объекты обладают сильно вытянутыми орбитами и большими углами наклона плоскостей их орбит к плоскости эклиптики. Такую сплюснутость орбит и большие углы наклона можно легко объяснить существованием массивного небесного тела, находящегося на периферии Солнечной системы и воздействующего своим гравитационным полем на данные тела.

7) Седна – один из самых удаленных от Солнца транснептуновых объектов, вращающийся по чрезвычайно вытянутой эллиптической орбите. В настоящее время нет убедительных теорий, лаконично объясняющих эволюцию ее эксцентричной орбиты. Данное тело не приближается в перигелии достаточно близко к Солнцу, чтобы испытать его значимое гравитационное действие, и не удаляется слишком далеко в афелии, чтобы попасть под влияние других звезд. Очень трудно объяснить форму ее орбиты без предположения о наличии на «задворках» нашей системы массивного космического тела.

8) 13 декабря 2005 года был открыт еще один странный транснептуновый объект, которому присвоен индекс 2004 XR190 «Баффи». Его орбита лежит в области холодных тел, известной как пояс Койпера.

Странность заключается в исключительно большом значении наклона его орбиты к плоскости эклиптики – оно составляет 47° . При этом его орбита практически круговая.

9) Исследовательская группа из калифорнийского университета в Беркли провела с помощью космического телескопа им. Э. Хаббла исследование дисков темного планетного вещества у звезд и изучение их свойств. Такие диски были обнаружены у HD53143 и HD139664, расположенных на расстоянии около 60 световых лет от Земли. Оба диска, по всей видимости, находятся в равновесном стабильном состоянии.

Ученым удалось исследовать распределение плотности вещества, обращаемого вокруг звезд, в зависимости от расстояния до центра системы. В пылевом диске каждой из указанных звезд были выявлены две зоны. Одна из них представляет собой широкий пояс с постепенно спадающей плотностью вещества, начинающийся с $r \geq 50$ а.е. от центрального светила. Второй диск расположен в диапазоне 20–30 а.е. от звезды и имеет четко выраженный внешний край – то есть на определенном расстоянии от звезды плотность вещества в диске резко падает. Он, по мнению астрономов, чрезвычайно напоминает пояс Койпера в Солнечной системе. Большинство объектов пояса Койпера располагаются в узком диапазоне орбит на удалении от 30 а.е. (орбита Нептуна) до 50 а.е. от Солнца. Согласно существующим представлениям это может свидетельствовать о наличии спутников звезды – в частности, спутника, орбита которого пролегает по внешней границе диска. Он постоянно «подрезает» край дискообразного облака темного вещества, предохраняя его от «размывания». Аналогичные эффекты наблюдаются в системе колец Сатурна – кольца планеты зачастую ограничиваются спутниками, постоянно подравнивающими их внешний край.

10) В январе 2015 года группа британских и испанских ученых опубликовала результаты масштабного компьютерного моделирования эволюции орбит транснептуновых объектов с использованием новой сложной модели [7, 8]. Согласно полученным результатам за орбитой Плутона на расстояниях порядка 150 а.е. от Солнца должны находиться как минимум две мас-

сивных планеты. Такое положение планет гарантировало выполнение правила планетных расстояний Тициуса–Боде (при $n = 9$). Модель была построена на основе данных наблюдений за кометой 96P / Machholz 1 и дюжиной других транснептуновых объектов и воспроизводила их движения по истинным орбитам, угол наклона которых к плоскости эклиптики достигает 20° . При этом расстояния в афелии и перигелии различались, как и ожидалось, в 2–3 раза.

2. Физические свойства Немезиды и Тюхе

В 1984 году профессором университета Беркли (США) Р. Мюллером и его коллегами [9, 10] впервые была предложена гипотеза о существовании звезды-спутницы Солнца – Немезиды (название было дано в честь древнегреческой богини мщения) – темного космического тела, связанного гравитационным

полем с Солнцем, движущегося вместе с ним относительно общего центра масс и таким образом образующего вместе двойную звезду (подробнее о ней см. в работе R. A. Müller [11]). Другие ученые поддержали точку зрения авторов гипотезы и провели теоретический анализ свойств данного объекта.

В табл. 1 представлена сводка численных значений основных характеристик Немезиды и ее орбиты на основании собственных расчетов и литературных данных. Отметим, что при определении интервала допустимых значений массы и эффективной температуры поверхности Немезиды мы вслед за А. Вигроу с соавторами [13] полагали, что она является коричневым карликом. Здесь также было учтено, что масса Солнца (M_\odot) составляет $1,989 \times 10^{30}$ кг, а коричневые карлики имеют радиус, приблизительно равный радиусу Юпитера – то есть $R_N \approx R_J$

Таблица 1

Основные характеристики Немезиды и ее орбиты

Показатель	Значение	Источник данных
Масса (M_N)	$M_N \leq 0,042 M_\odot$	V. Bhalerao, M. N. Vahia [12]
	$2,00 \cdot 10^{-4} M_\odot \leq M_N \leq 7,00 \cdot 10^{-2} M_\odot$	D. P. Whitmire, A. A. Jackson [10]
	$1,241 \cdot 10^{-2} M_\odot \leq M_N \leq 7,00 \cdot 10^{-2} M_\odot$ (2.1)	Ю. П. Филиппов, М. И. Чобану
Радиус	$R_N \approx 71492$ км (2.2)	Ю. П. Филиппов, М. И. Чобану
Эффективная температура	$300 \text{ K} \leq T_{\text{eff}}^{(N)} \leq 3000 \text{ K}$ (2.3)	Ю. П. Филиппов, М. И. Чобану
Большая полуось	$a_N = 8,8 \cdot 10^4$ а.е. (2.4)	D. P. Whitmire, A. A. Jackson [10]; Ю. П. Филиппов, М. И. Чобану
Эксцентриситет	$\epsilon_N = 0,9$ (2.5)	D. P. Whitmire, A. A. Jackson [10]; Ю. П. Филиппов, М. И. Чобану
Период обращения	$10^4 \text{ лет} \leq T_N \leq 6,2 \cdot 10^7 \text{ лет}$	V. Bhalerao, M. N. Vahia [12]
	$T_N = 2,6 \cdot 10^7 \text{ лет}$	D. P. Whitmire, A. A. Jackson [10]; Ю. П. Филиппов, М. И. Чобану
Гелиоцентрическое расстояние	$8,8 \cdot 10^3 \text{ а.е.} \leq r_N \leq 1,672 \cdot 10^5 \text{ а.е.}$ (2.6)	Ю. П. Филиппов, М. И. Чобану

В 2011 году американские астрономы Дж. Матис, П. Витмен и Д. Уитмир из университета Луизианы (США) предложили гипотезу о существовании в облаке Оорта массивного космического тела – *Тюхе* (название было дано в честь богини удачи Тюхе, доброй сестры богини возмездия Немезиды), которая, в отличие от Немезиды, является не звездой, а планетой – газовым гигантом [14]. Анализ данных многолетних наблюдений за орбитами комет, сближавшихся с Солнцем, привели исследовательскую группу Д. Матиса к убедительному выводу – около 20 % падающих во внутреннюю часть Солнечной системы комет «втягиваются» гравитационными силами массивного космического объекта, находящегося в облаке Оорта, с массой, как минимум в 1,4 раза большей массы Юпитера, но не являющегося звездой, иначе доля захваченных гравитационным полем комет была бы гораздо больше.

Численные значения основных характеристик Тюхе представлены в табл. 2. Здесь в качестве интервала возможных значений для массы Тюхе использован интервал значений, допустимых для планет, подобных Юпитеру [13], при этом массу Юпитера (\mathcal{M}_J) считали равной $1,8986 \times 10^{27}$ кг. При определении допустимых гелиоцентрических расстояний (2.7) учтено, что орбита Тюхе не

должна выходить за пределы солнечной сферы Хилла, внешний радиус которой не менее 120 тыс. а.е. Нижняя граница для r_T определяется внутренним радиусом облака Оорта в предположении, что орбита планеты полностью располагается в нем.

3. Гравитационная микролинза. Расчет угла отклонения светового луча в ее гравитационном поле

Для решения последующих задач будем использовать следующие предположения о гравитационной микролинзе и излучении.

1. *Гравитационная микролинза* (Немезида или Тюхе) – это тело, имеющее форму шара с радиусом \mathcal{R} и массой \mathcal{M} , со сферически симметричным распределением вещества, угловые размеры которого настолько малы (с точки зрения наблюдателя), что оно видится как точечный источник света.

2. Гравитационным влиянием планет и других тел Солнечной системы на ход световых лучей в окрестности микролинзы будем пренебрегать.

3. Поглощением света межпланетной средой будем также пренебрегать.

Электромагнитное излучение звезды можно рассматривать как *поток фотонов* – квантов электромагнитного поля.

Таблица 2

Основные характеристики Тюхе

Показатель	Значение	Источник данных
Масса (\mathcal{M}_T)	$1,4 \mathcal{M}_J \leq \mathcal{M}_T \leq 4 \mathcal{M}_J$	J. J. Matese et al. [14, 15]
	$\mathcal{M}_J \leq \mathcal{M}_T \leq 13 \mathcal{M}_J$ (2.7)	Ю. П. Филиппов, М. И. Чобану
Радиус	$\mathcal{R}_T \approx 71492$ км (2.8)	Ю. П. Филиппов, М. И. Чобану
Эффективная температура	$T_{\text{eff}}^{(T)} \approx 200$ К (2.9)	J. J. Matese, D. P. Whitmire, P. G. Whitman [14]
Период обращения	$T_T = 1,8 \cdot 10^6$ лет	J. J. Matese, D. P. Whitmire, P. G. Whitman [14]
	$8,9 \cdot 10^4$ лет $\leq T_T \leq 4,16 \cdot 10^7$ лет (2.10)	Ю. П. Филиппов, М. И. Чобану
Гелиоцентрическое расстояние	$2,0 \cdot 10^3$ а.е. $\leq r_T \leq 1,20 \cdot 10^5$ а.е. (2.11)	Ю. П. Филиппов, М. И. Чобану

Динамическая масса фотона m_γ определяется с использованием формулы Эйнштейна:

$$m_\gamma = \frac{E_\gamma}{c^2} = \frac{p_\gamma}{c}, \quad (3.1)$$

где p_γ – импульс фотона, E_γ – энергия фотона, c – скорость света.

Вычислим угол отклонения фотона в гравитационном поле микролинзы. Согласно закону всемирного тяготения, на фотон, находящийся на расстоянии r от центра микролинзы, действует сила притяжения (\vec{F}_G), направленная по прямой, соединяющей рассматриваемые объекты, вектор которой представляется в виде:

$$\vec{F}_G = -\frac{G m_\gamma \mathcal{M}}{r^3} \vec{r}, \quad (3.2)$$

где $G = 6,674 \times 10^{-11} \text{ Н}\cdot\text{м}^2 / \text{кг}^2$ – гравитационная постоянная, \vec{r} – радиус вектор фотона, проведенный из центра микролинзы, r – его величина.

Будем полагать, что изначально фотон двигался вдоль прямой с *прицельным параметром* b (рис. 2 а). В результате взаимодействия с микролинзой фотон будет двигаться по геодезической кривой, «сближающейся» с данным телом. Углом отклонения (θ) фотона γ будем называть угол между векторами начального и конечного импульсов фотонов (рис. 2 а). Степень отклонения от прямолинейного движения, очевидно, зависит от величины массы тела \mathcal{M} и от прицельного параметра b .

Далее рассмотрим случай слабого гравитационного поля для сферического тела, когда

кривизной траектории фотона в расчетах можно пренебречь, другими словами, будем полагать, что фотон движется по прямой АВ (рис. 2 б) все время взаимодействия.

С использованием закона изменения импульса и декартовой системы координат, представленной на рис. 2 б, в настоящей работе получены проекции изменения импульса (по отношению к направлению первоначального движения) фотона в виде:

$$\Delta p_{\parallel} = -\frac{G m_\gamma \mathcal{M}}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x dx}{(x^2 + b^2)^{\frac{3}{2}}},$$

$$\Delta p_{\perp} = -\frac{G m_\gamma \mathcal{M} b}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{(x^2 + b^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (3.3)$$

Очевидно, что первый интеграл системы (3.3) равен нулю – интеграл вычисляется по симметричному интервалу (относительно точки O) от нечетной подынтегральной функции [16].

Выполнив ряд математических преобразований, получаем для второго интеграла следующий результат:

$$\Delta p_{\perp} = -\frac{2G m_\gamma \mathcal{M}}{bc} = -\frac{2G p_0 \mathcal{M}}{bc^2}.$$

Данный результат получен в приближении ньютоновской (потенциальной) теории тяготения. Однако, как было показано еще А. Эйнштейном, гравитационное поле является тензорным и потому определяется не только массами взаимодействующих тел, но и кривизной пространства.

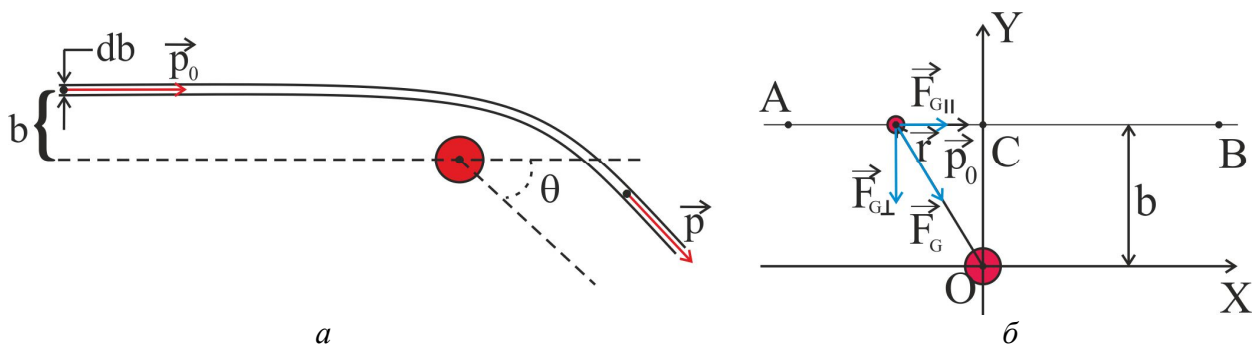


Рис. 2. К определению рассеяния фотона в гравитационном поле микролинзы (объяснения в тексте)

А. Эйнштейном было также установлено, что кривизна пространства дает такой же вклад в итоговый результат в Δp_{\perp} , что и ньютоновская теория тяготения [17]. Следовательно, окончательно имеем следующее выражение для изменения импульса:

$$\Delta p_{\perp} = -\frac{4G p_0 \mathfrak{M}}{b c^2}, \Rightarrow \operatorname{tg} \theta = \frac{|\Delta p_{\perp}|}{p_0} = \frac{4G \mathfrak{M}}{b c^2}. \quad (3.4)$$

Поскольку угол θ мал, то на практике его, как правило, представляют в угловых секундах:

$$\theta'' = \frac{4G \mathfrak{M}}{b c^2} \cdot 206265'' = \frac{2 \mathfrak{R}_{Sh}}{b} \cdot 206265''. \quad (3.5)$$

где \mathfrak{R}_{Sh} – радиус Шварцшильда – критический радиус небесного тела, при котором под влиянием своего собственного притяжения оно становится черной дырой, из которой ничто не может вырваться, даже свет.

Данный радиус определяется выражением

$$\mathfrak{R}_{Sh} = \left(\frac{2G \mathfrak{M}}{c^2} \right). \quad (3.6)$$

С использованием интервалов (2.1) и (2.7) получаем следующие интервалы возможных значений для \mathfrak{R}_{Sh} (в радиусах Юпитера) для Немезиды и Тюхе:

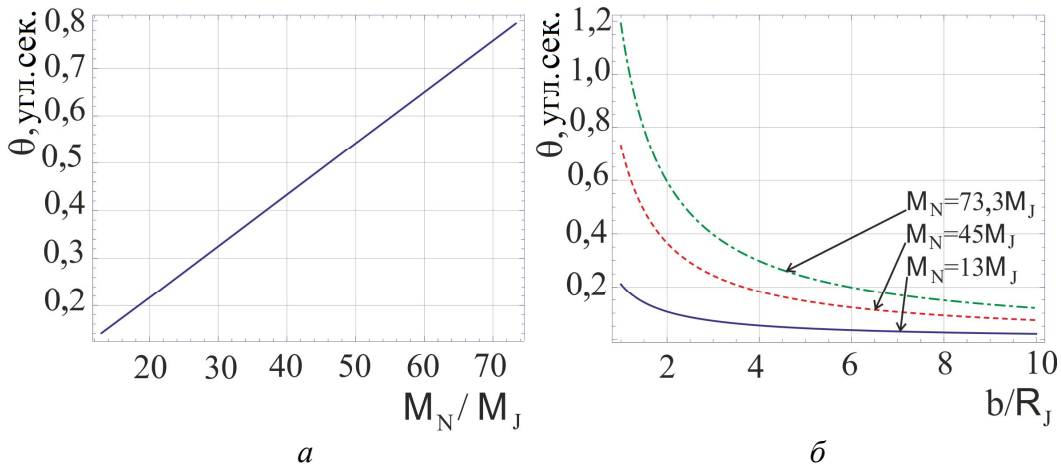


Рис. 3. Кривые зависимости угла отклонения светового луча в гравитационном поле Немезиды от некоторых параметров:
а) от массы планеты (выраженной в массах Юпитера) при $b = 1,5 \cdot \mathfrak{R}_J$;
б) от прицельного параметра b (выраженного в радиусах Юпитера)

$$5.120 \cdot 10^{-7} \leq \frac{\mathfrak{R}_{Sh}^N}{\mathfrak{R}_J} \leq 2.888 \cdot 10^{-6},$$

$$3.939 \cdot 10^{-8} \leq \frac{\mathfrak{R}_{Sh}^T}{\mathfrak{R}_J} \leq 5.120 \cdot 10^{-7}. \quad (3.7)$$

Важно отметить, что угол θ'' согласно выражению (3.5) не зависит от частоты (длины волны) фотона, таким образом, фотоны разных энергий в гравитационном поле микролинзы отклоняются на равные углы при прочих равных условиях. Это свойство называется *ахроматичностью эффекта микролинзирования*.

Выполним численный анализ полученных результатов. На рис. 3 а представлена зависимость угла отклонения θ'' светового луча от массы Немезиды (при вариации последней в интервале $13\text{--}73 \mathfrak{M}_J$) при значении прицельного параметра $b = 1,5 \cdot \mathfrak{R}_J$. Данная зависимость является линейной, при этом величина угла меняется в пределах $0,14''\text{--}0,80''$. При этом принимаем массу Юпитера $1,899 \cdot 10^{27}$ кг, а его радиус 71492 км. В случае Тюхе (см. рис. 4 а) при изменении массы планеты в интервале $(1\text{--}13) \mathfrak{M}_J$, значение угла θ'' изменяется в пределах $0,012''\text{--}0,140''$.

На рис. 3 б, 4 б представлены кривые зависимости угла θ'' от величины прицельного параметра b , выраженного в радиусах Юпитера, для Немезиды и Тюхе соответственно.

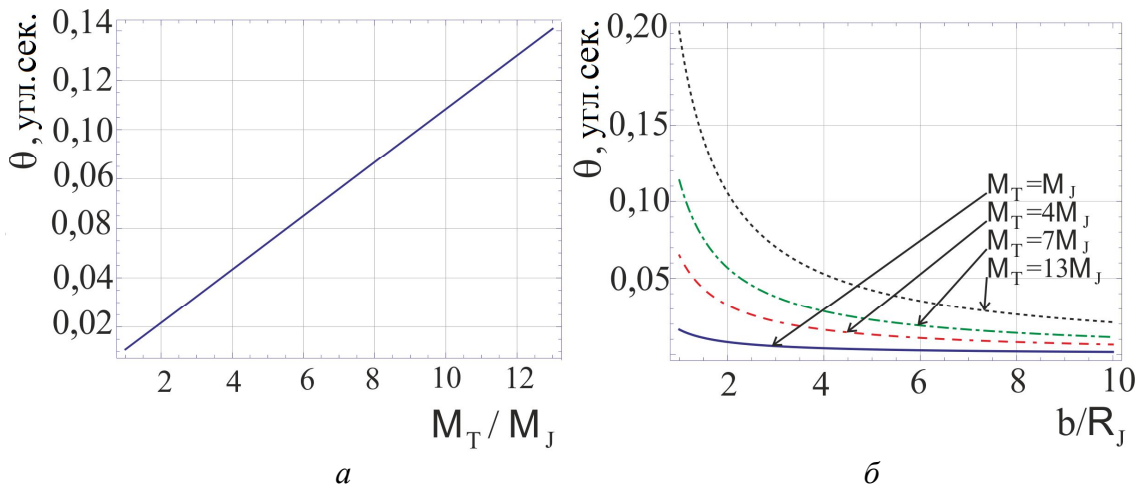


Рис. 4. Кривые зависимости угла отклонения светового луча в гравитационном поле Тюхе от некоторых параметров:
а) от массы планеты (выраженной в массах Юпитера) при $b = 1,5 \cdot R_J$;
б) от прицельного параметра b (выраженного в радиусах Юпитера)

В случае Немезиды представлены три кривые для значений масс звезды $M_N = \{13, 45, 73,3\} M_J$, отвечающие сценариям мало-массивного коричневого карлика, карлика с промежуточной массой и массивного коричневого карлика. В случае Тюхе представлены четыре кривые, отвечающие значениям массы планеты $M_T = \{1, 4, 7, 13\} M_J$ (данные значения отвечают сценариям: «двойник Юпитера», тяжелая планета-гигант, очень тяжелая планета-гигант, сверхтяжелая планета-гигант).

Очевидно, что данная зависимость является гиперболической. Для всех рассматриваемых случаев с Немезидой и Тюхе величина угла отклонения не меньше $10^{-2}''$. Последнее значение сравнимо с разрешающей способностью действующего космического телескопа им. Э. Хаббла ($\beta'' = 0,05''$) и будущего телескопа им. Дж. Вебба ($\beta'' = 0,018''$) и существенно больше теоретической оценки ($\beta'' = 0,003''$) разрешающей способности будущего телескопа E-ELT (European Extremely Large Telescope) с диаметром $D_{E-ELT} = 39$ м. Следовательно, уже сегодня величина θ'' может быть, в принципе, измерена в эксперименте.

4. Дифференциальное и полное сечения рассеяния фотонов в гравитационном поле микролинзы

В процессах рассеяния фотонов в гравитационном поле линзы наблюдать траек-

торию отдельного фотона не представляется возможным. И потому на эксперименте измеряют *поток рассеянных частиц* (F_{sca}) – количество частиц, рассеянных линзой в некотором направлении за единицу времени. Основная физическая величина, используемая для описания процесса рассеяния, – *полное эффективное сечение* σ , которое определяется соотношением вида

$$\sigma = \frac{F_{sca}}{j_0}, \tag{4.1}$$

где j_0 – *плотность потока частиц* (фотонов) – количество частиц, движущихся в направлении мишени и проходящих через единичную площадку за единицу времени.

Параметр σ несет информацию о характере взаимодействия рассеянных частиц. Наглядно его можно рассматривать как эффективную площадь мишени, попадая в которую, частицы рассеиваются под углом $\theta > \theta_{min}$, где θ_{min} – наперед заданная величина.

Процессы упругого рассеяния можно охарактеризовать *дифференциальным эффективным сечением рассеяния*, равным отношению потока частиц dF_{sca} , рассеянных мишенью в телесный угол $d\Omega$, к величине плотности потока падающих частиц j_0 и величине телесного угла $d\Omega$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dF_{sca}}{j_0 d\Omega}, \tag{4.2}$$

С использованием определения (4.2) и полученного ранее результата (3.4) дифференциальное сечение рассеяния представляется в виде:

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}\right] = \left(\frac{4G\mathfrak{M}}{c^2}\right)^2 \frac{\cos\theta}{\sin^4\theta}. \quad (4.3)$$

Полное сечение процесса рассеяния есть

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}} &= \int_{\Omega} \left[\frac{d\sigma}{d\Omega}\right] d\Omega = 2\pi \left(\frac{4G\mathfrak{M}}{c^2}\right)^2 \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \frac{\cos\theta}{\sin^3\theta} d\theta = \\ &= \pi \left(\frac{4G\mathfrak{M}}{c^2}\right)^2 \left[\frac{1}{\sin^2\theta_{\min}} - \frac{1}{\sin^2\theta_{\max}} \right]. \end{aligned} \quad (4.4)$$

где θ_{\max} – максимальный угол отклонения, который может быть достигнут в данных условиях.

Согласно выражению (3.5) угол максимален в том случае, когда прицельный параметр b минимален. Очевидно, что последний не может быть меньше радиуса звезды \mathfrak{R} , то есть $b \geq \mathfrak{R}$, тогда

$$\theta_{\max} = \arctg \left[\frac{4G\mathfrak{M}}{\mathfrak{R}c^2} \right] \approx \frac{4G\mathfrak{M}}{\mathfrak{R}c^2} = 2 \frac{\mathfrak{R}_{Sh}}{\mathfrak{R}}. \quad (4.5)$$

Угол θ_{\min} – минимальный угол отклонения, который еще может быть зафиксирован телескопом. Предполагая, что наблюдения с помощью телескопа проводятся в видимом диапазоне, то данный угол должен быть ограничен снизу разрешающей способностью телескопа (β''). В качестве β'' вос-

пользуемся теоретическим значением разрешающей способности для самого большого наземного телескопа E-ELT:

$$\theta''_{\min} = \beta'' = \frac{120''}{D_{E-ELT}} = 3.08 \cdot 10^{-3}'' , \Rightarrow$$

$$\theta_{\min} = 1.492 \cdot 10^{-8} \text{ рад}. \quad (4.6)$$

В численном анализе полученных результатов удобнее использовать безразмерные величины дифференциального и полного сечений, которые можно получить из (4.3) и (4.4) делением на площадь поперечного сечения тела линзы $S_G = \pi\mathfrak{R}^2$.

Окончательное выражение для дифференциального и полного эффективного сечений рассеяния есть

$$S_{\Omega} = \frac{1}{S_G} \left[\frac{d\sigma}{d\Omega}\right] = \frac{4}{\pi} x^2 \frac{\cos\theta}{\sin^4\theta}, \quad \theta_{\min} \leq \theta \leq \theta_{\max}, \quad (4.7)$$

$$S_{\text{tot}} = \frac{\sigma_{\text{tot}}}{S_G} = 4x^2 \left[\theta_{\min}^{-2} - \left(\frac{1}{2x}\right)^2 \right], \quad \text{где } x = \frac{\mathfrak{R}_{Sh}}{\mathfrak{R}}. \quad (4.8)$$

Поскольку для Немезиды и Тюхе $\mathfrak{R}_N = \mathfrak{R}_J$, то параметр x принадлежит интервалам возможных значений (3.7).

На рис. 5 представлены кривые зависимости дифференциального сечения S_{Ω} рассеяния электромагнитного излучения в гравитационном поле Немезиды и Тюхе от угла рассеяния θ'' в логарифмическом масштабе для трех и четырех значений их массы соответственно.

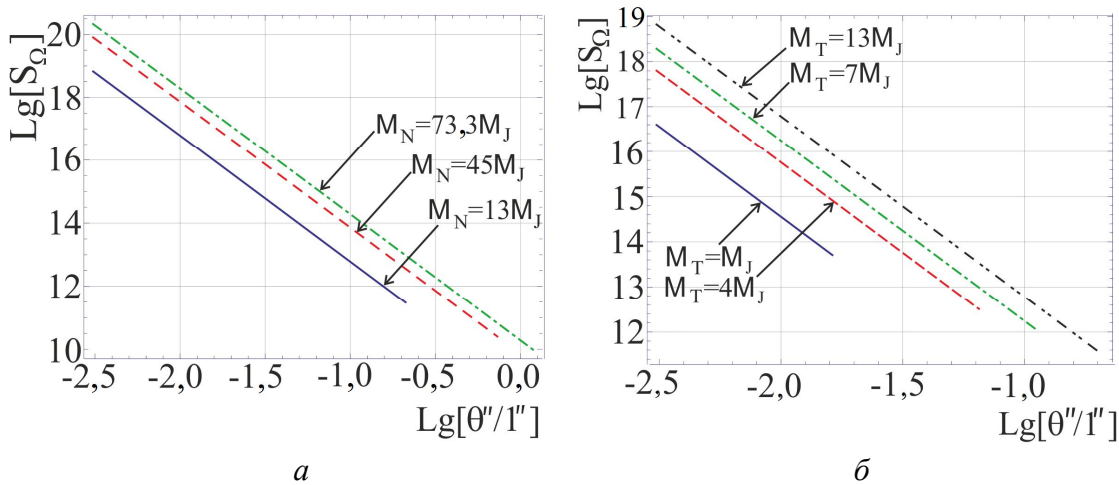


Рис. 5. Зависимость дифференциального сечения S_{Ω} рассеяния электромагнитного излучения от угла рассеяния θ'' в гравитационном поле Немезиды (а) и Тюхе (б)

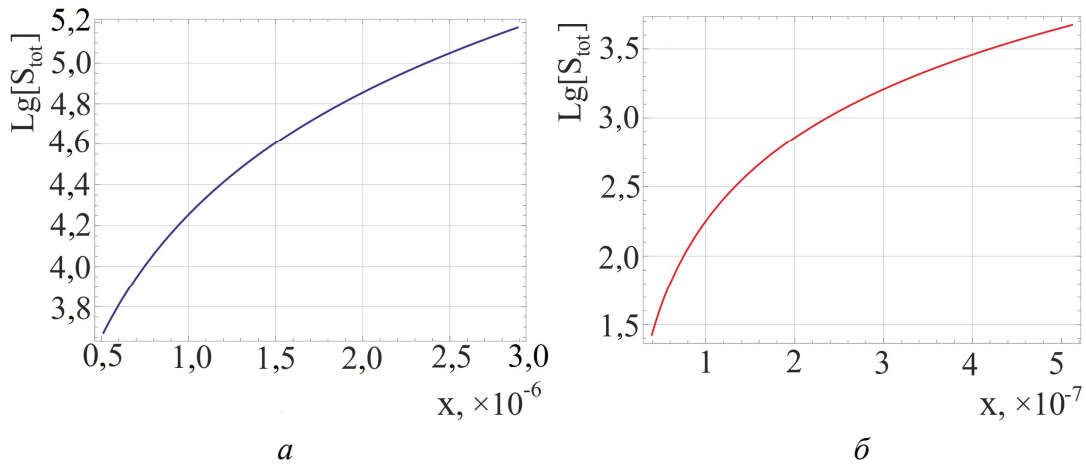


Рис. 6. Зависимость полного сечения S_{tot} рассеяния от величины параметра x рассеяния электромагнитного излучения в гравитационном поле Немезиды (а) и Тюхе (б)

Из рисунка видно, что искомая зависимость в данном представлении является линейной, она чувствительна к массе звезды (планеты), причем с уменьшением ее массы интервал возможных значений для параметра x сокращается.

На рис. 6 представлены кривые зависимости полного сечения S_{tot} рассеяния от величины параметра x рассеяния электромагнитного излучения в гравитационном поле Немезиды и Тюхе в логарифмическом масштабе. Оказалось, что искомая зависимость является монотонно возрастающей.

5. Задача о формировании «духов» гравитационной микролинзой

Рассмотрим задачу о формировании изображений – «духов» – первичного точечного источника света гравитационной микролинзой. Пусть в точке D находится точечная гравитационная линза (дефлектор), в точке S – источник света (звезда фона), в точке O находится наблюдатель (рис. 7). Поскольку вдали от тела D фотон движется практически по прямой линии, то его траекторию можно аппроксимировать двумя прямыми линиями, изломанными вблизи тела D (в точках A и B). Угол α между ними показывает, насколько отклонился фотон, пройдя гравитационное поле тела D .

Угол между направлением на дефлектор и истинное положение источника S обозначим через θ . Два луча света (изображены двумя жирными линиями), прошедшие по разные стороны тяготеющего тела, будут от-

клонены от первоначальных направлений в сторону этого тела. Если источник света S находится достаточно далеко от тела D , то лучи начнут сходиться и пересекутся в некоторой удаленной точке [18].

Из рис. 7 с учетом простейших свойств плоского треугольника для $\triangle AOS$ нетрудно установить, что

$$\alpha = \beta_1 + \gamma_1, \tag{5.1}$$

$$\theta_1 = \theta + \beta_1. \tag{5.2}$$

Для $\triangle AOS$ согласно теореме синусов имеем:

$$\frac{AO}{\sin \gamma_1} = \frac{SA}{\sin \beta_1}.$$

Поскольку углы β_1, γ_1 являются малыми, то $\sin \beta_1 \approx \beta_1, \sin \gamma_1 \approx \gamma_1$. Будем также считать, что угол θ мал, поэтому $SA \approx SD = D_{sd}, AO \approx DO = D_d$. Следовательно,

$$D_d \beta_1 = D_{sd} \gamma_1. \tag{5.3}$$

Выразим из уравнения (5.1) параметр β_1 и подставим его в уравнение (5.2). С учетом того, что $\alpha = 4G \mathfrak{M} / (b c^2)$, получим

$$\theta_1 = \theta + \alpha - \gamma_1 = \theta + \frac{4G \mathfrak{M}}{b c^2} - \gamma_1.$$

Затем из (5.3) выразим $\gamma_1 = \beta_1(D_d/D_{sd})$. В последнем выражении учтем, что $\beta_1 = \theta_1 - \theta$ согласно (5.2). Примем также во внимание, что прицельный параметр $b \approx DA \approx D_d \cdot \theta_1$.

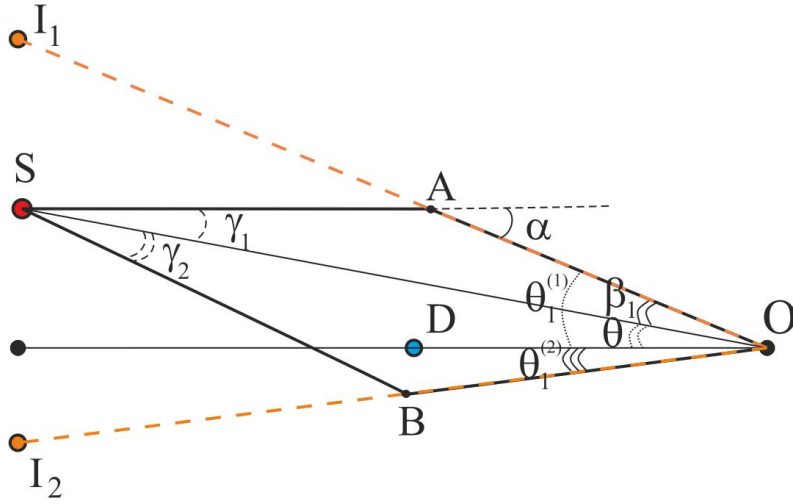


Рис. 7. К определению искривления лучей и образованию изображений источника света S в гравитационном поле точечной линзы D (объяснения в тексте)

В итоге имеем

$$\theta_1 = \theta + \frac{4G\mathfrak{M}}{D_d\theta_1 c^2} - (\theta_1 - \theta)\frac{D_d}{D_{sd}}.$$

Умножим последнее уравнение на θ_1 и поделим все уравнение на сумму двух слагаемых, стоящих при θ_1^2 , в итоге получаем следующее уравнение, в котором θ_0 – угловой радиус конуса Эйнштейна:

$$\theta_1^2 - \theta\theta_1 - \theta_0^2 = 0, \quad (5.4)$$

где

$$\theta_0^2 = \left(\frac{4G\mathfrak{M}}{c^2}\right) \frac{D_{sd}}{D_d(D_{sd} + D_d)}. \quad (5.5)$$

Уравнение (5.4) называют *уравнением гравитационной точечной сферически симметричной линзы*. Последний параметр удобно выразить через годовые параллаксы источника π_s и дефлектора (линзы) π_d .

Так как $D_{sd} = D_s - D_d$ и $D_s = \frac{1 \text{ а.е.}}{\pi_s''} 206265''$, $D_d = \frac{1 \text{ а.е.}}{\pi_d''} 206265''$ (здесь π_s'' , π_d'' выражены в угловых секундах), то

$$\theta_0^2 = 2\mathfrak{R}_{Sh\odot} \frac{(D_s - D_d)}{D_d D_s} = \frac{2\mathfrak{R}_{Sh\odot} \pi_d''}{206265'' \cdot 1 \text{ а.е.}} \left(1 - \frac{\pi_s''}{\pi_d''}\right) \left(\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}_\odot}\right),$$

где $\mathfrak{R}_{Sh\odot} = 2G\mathfrak{M}_\odot/c^2 = 2,95 \text{ км}$ – радиус Шварцшильда для Солнца.

Выражая θ_0 в угловых секундах, в результате получаем:

$$\theta_0'' = 9,025'' \cdot 10^{-2} \cdot \sqrt{\pi_d'' \left(1 - \frac{\pi_s''}{\pi_d''}\right) \left(\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}_\odot}\right)}. \quad (5.6)$$

Для звезд фона (принадлежащих нашей Галактике) с годовым параллаксом $\pi_s'' \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ искомая величина (с учетом $\pi_s'' \ll \pi_d''$) представляется в виде:

$$\theta_0'' = 9,025'' \cdot 10^{-2} \cdot \sqrt{\pi_d'' \left(\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}_\odot}\right)}.$$

Очевидно, что уравнение (5.4) имеет два действительных корня:

$$\begin{aligned} \theta_1^{(1)} &= \frac{1}{2}\theta + \frac{1}{2}\sqrt{\theta^2 + 4\theta_0^2}, \\ \theta_1^{(2)} &= \frac{1}{2}\theta - \frac{1}{2}\sqrt{\theta^2 + 4\theta_0^2}, \end{aligned} \quad (5.7)$$

соответствующих двум изображениям – «духам» – источника.

На рис. 8 представлены кривые зависимостей искомых величин от угла θ , а также величина $\Delta\theta = \theta_1^{(1)} - \theta_1^{(2)}$. Из рисунка видно, что при тесном сближении источника и дефлектора ($\theta \rightarrow 0$), что отвечает ярко выраженному феномену микролинзирования, угловые расстояния между дефлектором и «духами» стремятся к угловому радиусу конуса Эйнштейна (θ_0), а расстояние между «духами» – к $2\theta_0$. По сути, «духи» перемещаются по конусу Эйнштейна.

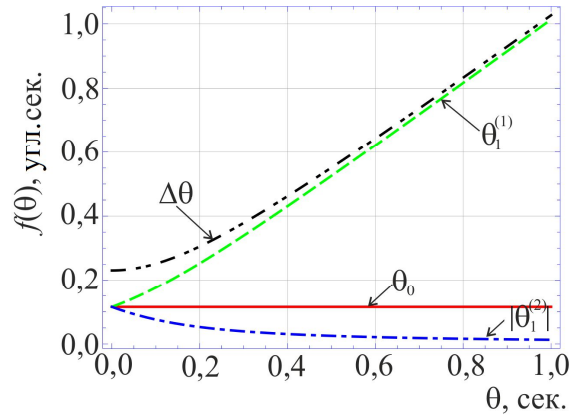


Рис. 8. Зависимость $\theta_1^{(1)}$, $\theta_1^{(2)}$, $\Delta\theta_1$ и θ_0 Немезиды от угла отклонения θ при $\mathfrak{M}_N = 0,07 \mathfrak{M}_\odot$, $D_d = 8800$ а.е.

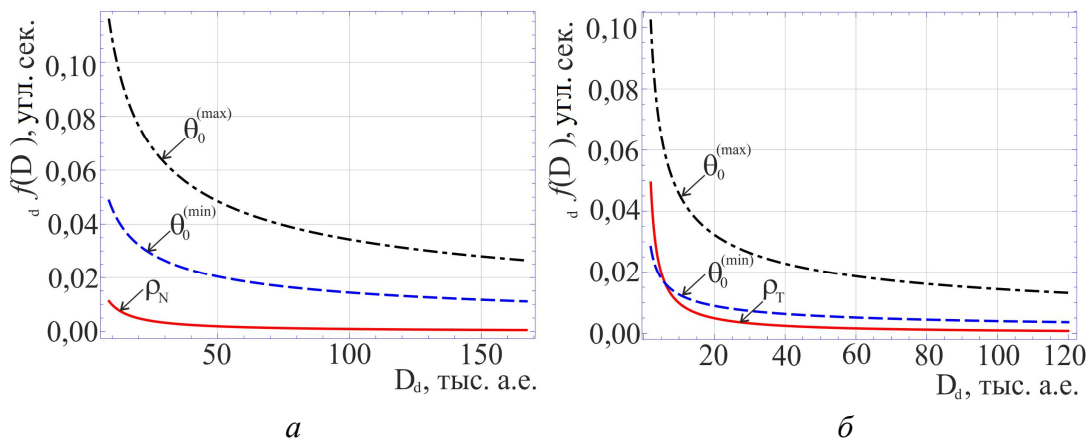


Рис. 9. Зависимость $\theta_0^{(max)}$, $\theta_0^{(min)}$ и ρ Немезиды (а) и Тюхе (б) от гелиоцентрического расстояния линзы D_d

Следует отметить, что два «духа» наблюдаются не всегда. В реальной ситуации, когда меньший корень $\theta_1^{(2)}$ становится меньше углового радиуса дефлектора ρ , изображение I_2 исчезает для наблюдателя O (луч света заслоняется телом гравитационной линзы, если последняя является непрозрачной), в этом случае

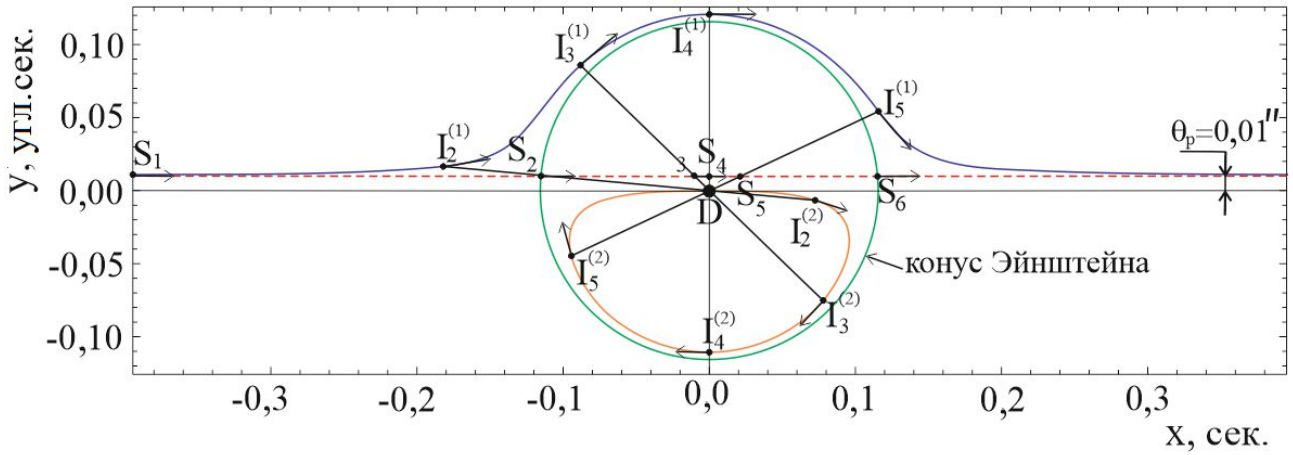
$$\rho > \theta_1^{(2)}, \text{ где } \rho = \frac{\mathfrak{R}}{D_d}.$$

В такой ситуации остается только один «дух», положение которого не совпадает с положением источника.

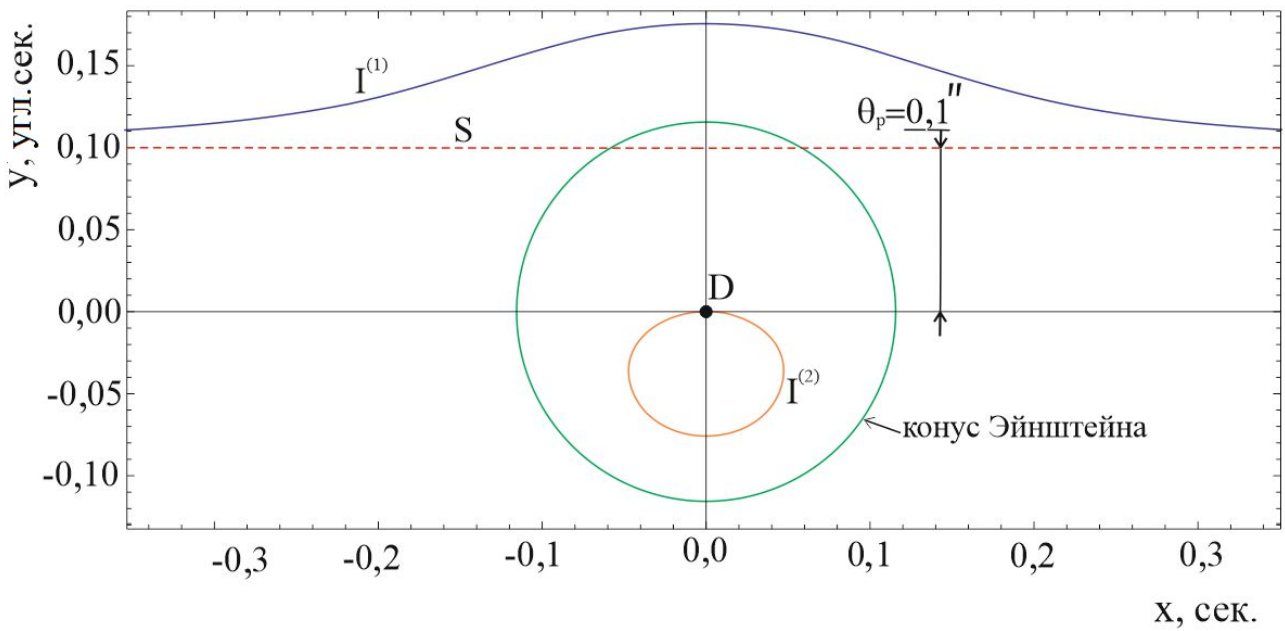
На рис. 9 представлены кривые зависимости минимального ($\theta_0^{(min)}$) и максимального ($\theta_0^{(max)}$) возможного радиуса конуса Эйнштейна для Немезиды и Тюхе. Очевидно, что в случае Немезиды ее угловой радиус на любых допустимых гелиоцентрических расстояниях существенно меньше радиуса

θ_0 . Таким образом, «духи», порождаемые Немезидой, всегда видны и, в принципе, могут быть обнаружены на эксперименте. В случае Тюхе, на большей части интервала допустимых значений r_T , оба «духа» видны и могут быть обнаружены, лишь на расстояниях $r_T < 6060$ а.е. и при массе $\mathfrak{M}_T = \mathfrak{M}_J$ будет наблюдаться один «дух».

На рис. 10 для большей наглядности представлены результаты моделирования траекторий движения источника S , и «духов» I_1, I_2 в картинной плоскости линзы для двух значений прицельного углового параметра $\theta_p = 0,01''$ (рис. 10 а) и $\theta_p = 0,1''$ (рис. 10 б). Стрелками указаны направления их движений. Важно отметить, что источник S , «духи» и дефлектор всегда расположены на одной прямой в данной плоскости. Причем второй дух I_2 отделяется от линзы, а первый – I_1 от источника, когда последний достаточно близко подходит к своему конусу Эйнштейна.



а



б

**Рис. 10. Траектории движения источника (S) и его изображений I_1 и I_2 , сформированных точечной гравитационной линзой (Немезидой с массой $M_N = 0,07 M_\odot$ и расстоянием $D_d = 8800$ а.е.) при разных условиях наблюдения:
а) $\theta_p = 0,01''$; б) $\theta_p = 0,1''$**

Заключение

В данной работе представлено десять наиболее значимых фактов, косвенно свидетельствующих в пользу существования массивного темного тела на окраинах Солнечной системы, а именно Немезиды или (и) Тюхе. Рассмотрены основные физические свойства и орбитальные характеристики данных тел. Представлено решение задачи об определении угла отклонения фотона в гравитационном поле

сферической микролинзы. Выполнен численный анализ полученного результата для Немезиды и Тюхе. Показано, что данная величина может быть измерена в эксперименте уже сегодня. Получены аналитические результаты для дифференциального и полного сечений рассеяния фотонов в слабом гравитационном поле сферической микролинзы, в том числе в приведенном безразмерном виде. Показано, что безразмерная функция диффе-

рещионального сечения S_{Ω} принимает экстремально большие значения в силу крайне малых углов отклонения θ'' и зависимости вида $\sim \theta^{-4}$.

Решена задача о формировании «духов» гравитационной микролинзой. Показано, что можно фиксировать на эксперименте два «духа». Лишь для случая Тюхе с массой близкой к массе Юпитера, находящейся на расстояниях меньших 6060 а.е. от Солнца, возможно покрытие одного из «духов» телом микролинзы. Фотометрия феномена гравитационного микролинзирования данных тел требует отдельного рассмотрения.

Литература

1. Кононович Э. В., Мороз В. И. *Общий курс астрономии* М.: УРСС. 2004. 544 с.
2. New Horizons – Mission to Pluto. – Official Page of the mission. URL: http://www.nasa.gov/mission_pages/newhorizons/main/ (дата обращения: 01.10.2015).
3. Can Wise Find the Hypothetical Tyche? URL: http://www.nasa.gov/mission_pages/WISE/news/wise20110218.html (дата обращения: 01.10.2015).
4. Paczynski B. Gravitational Microlensing at Large Optical Depth // *Astrophysical Journal*. 1986. Vol. 301. P. 503–516.
5. Paczynski B. Gravitational Microlensing by the Galactic Halo // *Astrophysical Journal*. 1986. Vol. 304. P. 1–5.
6. Raup D. M., Sepkoski J. J. Periodicity of extinctions in the geologic past // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. 1984. Vol. 81(3). P. 801–805.
7. De la Fuente Marcos C., De la Fuente Marcos R., Aarseth S. J. Flipping minor bodies: what comet 96P / Machholz 1 can tell us about the orbital evolution of extreme trans Neptunian objects and the production of near Earth objects on retrograde orbits // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2015. Vol. 446(2). P. 1867–1873.
8. De la Fuente Marcos C., De la Fuente Marcos R. Extreme trans-Neptunian objects and the Kozai mechanism: signalling the presence of trans Plutonian planets? // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society Letters*. 2014. Vol. 443 (1). P. 59–63.
9. Davis M., Hut P., Müller R. A. Extinction of species by periodic comet showers // *Nature*. 1984. Vol. 308 (5961). P. 715–717.
10. Whitmire D. P., Jackson A. A. Are periodic mass extinctions driven by a distant solar companion? // *Nature*. 1984. Vol. 308(5961). P. 713–715.
11. Müller R. A. Measurement of the lunar impact record for the past 3,5 billion years and implications for the Nemesis theory // *Geol. Soc. of America Special Paper*. 2002. Vol. 356. P. 659–665.
12. Bhalerao V., Vahia M. N. Mass limit on Nemesis // *Astrophysical Journal*. Vol. 1. 2005. P. 7.
13. Burrows A., Hubbard W. B., Saumon D., Lunine J. I. An expanded set of brown dwarf and very low mass star models // *The Astrophysical Journal*. 1993. Vol. 406. № 1. P. 158–171.
14. Matese J. J., Whitmire D. P., Whitman P. G. Cometary evidence of a massive body in the outer Oort cloud // *Icarus*. 2011. Vol. 2. P. 926–938.
15. Matese J. J., Whitmire D. P., Lissauer J. J. A Widebinary Solar Companion as a Possible Origin of Sedna-like Objects // *Earth, Moon and Planets*. 2006. Vol. 97. № 3–4. P. 459–470.
16. Выгодский М. Я. *Справочник по высшей математике*. М.: АСТ, Астрель. 2006. 992 с.
17. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Теоретическая физика*. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2003. Т. 2. 531 с.
18. Захаров А. Ф., Сажин М. В. Гравитационное микролинзирование // *Успехи физических наук*. 1998. Т. 168. № 10. С. 1041–1082.

HYPOTHESIS OF THE EXISTENCE OF NEMESIS AND TYCHE.**I. BASIC PHYSICAL BODIES PROPERTIES**

Yu. P. Philippov, M. I. Chobanu

In this work the hypothesis of existence of massive dark body (in cases of brown dwarf (Nemesis) and gas giant (Tyche)) in the Solar system periphery is reasoned. Basic physical properties and orbital characteristics of these bodies are considered. The solution of the problem on definition of scattering angle of photon in gravitational field of spherical microlens is submitted. It is shown that today the required value for these bodies can be measured in experiment. Dimensionless analytical results for differential and total cross sections of photons scattering in gravitational field of microlens are represented. The problem of «ghosts» formation by gravitational microlens is solved. It is demonstrated that in most cases of the close rapprochement of source and lenses (Nemesis, Tyche) on experiment it is possible to detected two «ghosts». It is one of the main arguments in favor of the method efficiency in search of dark massive objects in the Solar system.

Key words: Solar system, brown dwarf, giant planet, gravitational microlensing, deflector.

Статья поступила в редакцию 28.10.2015 г.

© Philippov Yu. P., Chobanu M. I., 2015.

Philippov Yury Petrovich

(yuphil@mail.ru),

senior lecturer of general and theoretical
physics department,

Samara State University,

443011, Russia, Samara, Academic Pavlov Str., 1;

Chobanu Mary Igorevna

(marychobanu@gmail.com),

Xth form student of the Samara International Aerospace Lyceum,

443086, Russia, Samara, Lukacheva Str., 45.