

Кафедра общей и теоретической физики

И. Погильдякова<sup>1</sup>

## Количественный анализ эффекта Ярковского

(научно-исследовательская работа)

### Аннотация

В данной работе рассмотрена актуальная задача вычисления и анализа силы эффекта Ярковского для сферических, не вращающихся вокруг своей оси астероидов с использованием новых теоретических результатов (дифференциальное сферическое альbedo, бондовское альbedo, температура поверхности), полученных в рамках разработанной модели. Особенностью модели является возможность применения законов геометрической оптики для частиц с радиусом, большим некоторого предельного значения, а также корректное, оригинальное сочетание элементов классической (геометрическая оптика, классическая механика) и квантовой (квантовая теория излучения серого тела) теории. Измерение силы эффекта Ярковского дает единственную реальную возможность достоверно определять с Земли массу и плотность маленьких астероидов, что важно для оценки потенциальной угрозы, исходящей от них. Наконец, учет этого явления позволит установить вероятность опасного сближения астероида с нашей планетой.

Комментарии: работа выполнена под научным руководством педагога дополнительного образования по астрономии, руководителя астроклуба "Апогей" Снетковой Ю.А.<sup>2</sup> и представлена на Самарской областной конференции научно-исследовательских работ школьников в 2008 г., а также на XV Всероссийском конкурсе юношеских исследовательских работ им. В.И. Вернадского.



Работа выставлена на **ASTRODROME**: 25.02.2008

---

<sup>1</sup>E-mail:

<sup>2</sup>E-mail: JSnet@mail.ru

# Оглавление

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Околоземные объекты и потенциально опасные астероиды</b>	<b>9</b>
<b>3</b>	<b>Сила эффекта Ярковского для сферических тел</b>	<b>14</b>
3.1	Определение модели физической системы . . . . .	14
3.2	Расчет дифференциального сферического альбеда . . . . .	15
3.3	Сферическое альбеда астероида . . . . .	17
3.4	Температура поверхности астероида . . . . .	17
3.5	Расчет силы Ярковского для сферических тел . . . . .	19
3.6	Вычисление интеграла $A$ . . . . .	21
<b>4</b>	<b>Результаты вычислений и их анализ</b>	<b>24</b>
<b>5</b>	<b>Заключение</b>	<b>27</b>
	<b>Список использованных источников</b>	<b>29</b>

# Глава 1

## Введение

В последнее десятилетие произошел существенный сдвиг в восприятии научными кругами и широкой общественностью опасности, которую представляют падения на Землю крупных космических тел. Такие падения в прошлом играли важную роль в развитии жизни на Земле, но в настоящее время они представляют серьезную опасность для нашей планеты и постоянную угрозу цивилизации. По мере накопления наблюдательных данных и теоретических разработок проблема астероидной опасности начинает привлекать к себе все больше и больше внимания. Астероидная опасность встала в один ряд с такими глобальными угрозами современному человечеству как загрязнение окружающей среды, парниковый эффект, озоновый коллапс. Мировое сообщество астрономов призвало ученых к всемерному исследованию этой опасности. По инициативе обеспокоенных ученых в ряде стран уже начали реализовываться проекты обнаружения потенциально опасных космических тел, ежегодно стали проводиться международные конференции по проблеме астероидно-кометной опасности. Поставлен вопрос о создании глобальной системы защиты Земли от опасных космических объектов.



Рис. 1.1: Возможное столкновение астероида с Землей.

Как и любая сложная проблема, проблема противодействия астероидной опасности является многоплановой. Однако на первом плане находятся задачи, связанные с научной стороной проблемы: обнаружение объектов, способных сближаться с Землей, определение и каталогизация их орбит, оценка потока космических тел на Землю, изучение их физической природы и происхождения, оценка катастрофических последствий возможных столкновений тел с Землей (рис. 1.1).

В 90-е гг. начался регулярный обзор неба с помощью автоматических систем наблюдений, которые совершают в настоящее время основную часть всех открытий. Каждый год обнаруживается до сотни потенциально опасных для Земли объектов. Размеры их варьируются от 41 км (1036 Ганимед) до нескольких метров (1991 VG) (см. рис. 1.2, 1.3). Лишь менее половины из их числа имеют надежно определенные орбиты.

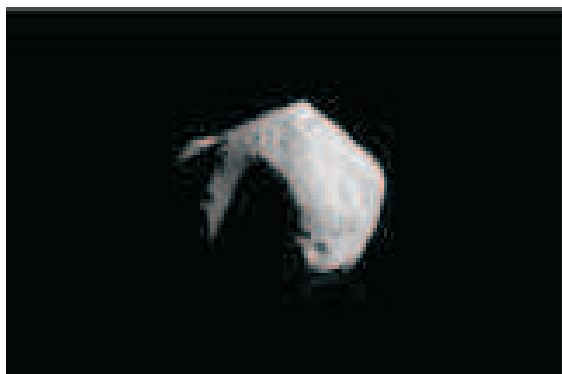


Рис. 1.2: Астероид 253 Матильда. Снимок NASA, космический аппарат "NEAR", июнь 1997 г.

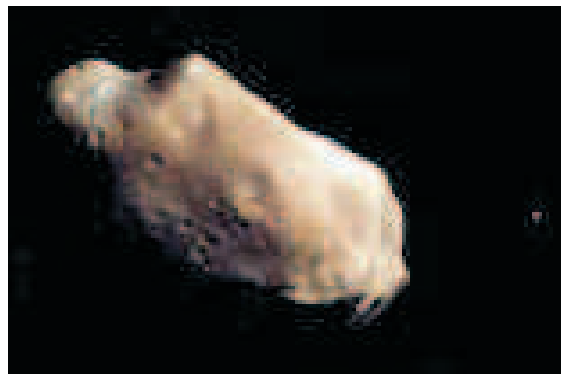


Рис. 1.3: Ида – астероид Главного пояса, изображения которого получены с помощью космического аппарата "Галилео" 28 августа 1993 г. Эти изображения позволили обнаружить маленький спутник Иды, названный впоследствии Дактилем.

В списке потенциально опасных для Земли объектов первым стоит астероид 1999 AN10 размером 1200 м, который приблизится 7 августа 2027 г. к Земле на расстояние, сравнимое с расстоянием до Луны. В текущем, XXI столетии еще один астероид, 2001 WN5, диаметром 800 м пройдет вдвое ближе Луны на расстоянии 190 тыс. км 26 июня 2028 г [1].

К сожалению, научная часть проблемы проработана недостаточно. Имеется значительная неопределенность в частоте падения на Землю тел различной природы и размеров. Очень мало известно о возможных периодических флуктуациях притока этих тел на Землю. Помимо научного аспекта, необходимо уделять особое внимание технологическим и техническим проблемам организации эффективной защиты Земли от космических тел, находящихся на траекториях столкновения с Землей.

В настоящее время для спасения жизни на Земле, как выяснилось, чрезвычайно важен почти забытый эффект Ярковского-Окифи-Радзиевского-Паддака (YORP-эффект), поскольку он может быть положен в основу разрабатываемой методики постепенного увода астероидов, способных столкнуться с Землей, с опасных орбит. Этот эффект, впервые обнаруженный русским астрономом-любителем XIX века Иваном Осиповичем Ярковским (1844-1902) (рис. 1.4), проявляется в изменении орбиты вращающегося вокруг своей оси космического объекта под действием солнечного излучения, что приводит к быстрой (по астрономическим меркам) эволюции его орбиты [2].



Рис. 1.4: И.О. Ярковский (1844-1902).

В результате действия эффекта Ярковского появляется новый фактор, который вынуждает ученых внимательнее отслеживать будущие изменения траекторий астероидов. В зависимости от того, каково соотношение угловых скоростей вращения вокруг своей оси и обращения вокруг Солнца, движение может приобретать различный характер. YORP-эффект может сыграть роль силы, способной в отдельных случаях "подтолкнуть" астероиды с их орбит на орбиту нашей планеты, превращая их в околоземные объекты, создающие, время от времени, угрозу столкновения.

YORP может и по-другому влиять на астероиды – например, уменьшать период их обращения и "отгонять" дальше от Солнца.

До сих пор реальность существования эффекта Ярковского подтверждалась лишь в отношении искусственных спутников Земли. Однако путем точного определения орбит околоземных астероидов, имеющих диаметры до нескольких километров, удалось доказать действенность эффекта Ярковского на данные объекты.

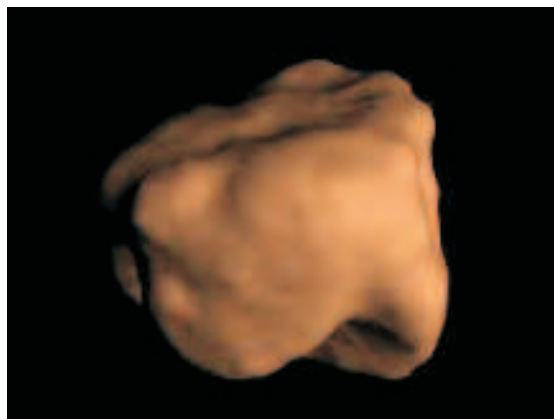


Рис. 1.5: Астероид 6489 Голевка.

В 1991-2003 гг. международная группа астрономов в составе С. Чесли (Лаборатория реактивного движения НАСА в Пасадене), Д. Вокрухлицкого (Карлов университет в Праге), М. Нолана (Обсерватория Аресибо в Пуэрто-Рико) и др. впервые сумела зарегистрировать еле заметную силу негравитационного происхождения, действующую на околоземный астероид 6489 Голевка (рис. 1.5).

Это небесное тело диаметром около 530 м группе ученых удалось надежно наблюдать методом радиолокации с помощью гигантской чашеобразной антенны обсерватории Аресибо в периоды его максимального сближения с Землей в 1991, 1995 и 1999 гг. В наблюдениях также активно принимала участие радиобсерватория Голдстон (штат Калифорния, США) [3].

Наблюдения и анализ полученных результатов (вероятный состав астероида, степень теплопроводности его поверхности, местонахождение центра масс, вращение вокруг собственной оси, давление солнечного ветра, гравитация планет и других астероидов) показали, что местоположение астероида 6489 Голевка на орбите из-за эффекта Ярковского сдвигается примерно на 15 км. Когда та же самая сила действует десятки миллионов лет, это может иметь огромное воздействие на орбиту небесного тела. Так, астероиды, находящиеся на орбитах между Марсом и Юпитером (Главный пояс астероидов), могут фактически стать околоземными объектами.

В 2007 году Стивен Лоури из университета в Белфасте и его коллеги провели исследование астероида (54507) 2000 РН<sub>5</sub>, открытого в 2000 г. 150-метровый астероид оказался довольно удобным объектом для наблюдений. Его орбита иногда проходит рядом с траекторией Земли. Астероид имеет небольшие размеры, а значит, эффект Ярковского должен быть для него особенно сильным. Это подозрение оказалось небезосновательным – объект делает полный оборот вокруг своей оси всего за 24 минуты, и этот астероид, вероятно, является самым быстро вращающимся в Солнечной системе. Как показала обработка параметров, такая невероятная скорость вращения – результат действия силы Ярковского, и она не может объясняться гравитационным воздействием Земли или Солнца. Группа американских и европейских ученых на протяжении четырех лет следила за скоростью вращения астероида. Чтобы поймать разницу в одну миллисекунду за год, астрономам пришлось использовать самые совершенные наземные оптические и радиотелескопы.

Другая группа исследователей под руководством финского ученого Микко Каасалайнена изучила подробные снимки большого астероида 1862 Apollo, длина которого составляет 1.4 км, полученные в 1980, 1982, 1998 и 2005 годах. Построив компьютерную модель, они обнаружили, что его вращение непрерывно ускоряется на малую величину – порядка одного дополнительного оборота за 40 лет. Помимо частоты обращения вокруг Солнца, вследствие эффекта Ярковского увеличивается и скорость вращения вокруг своей оси. Величина ускорения вращения может быть настолько большой, что возможен распад астероида под действием центробежных сил. Не исключено, что наблюдаемые кластеры астероидов возникли именно таким образом. Исследователи утверждают, что это первые прямые доказательства существования давно предполагаемого явления, показывающего, что кроме гравитации есть и другие силы, формирующие траекторию астероидов.

Эффект Ярковского является важным инструментом для описания многих аспектов динамики астероидов. Теоретики применяют его, чтобы объяснить такое явление, как передвижение объектов из основного астероидного пояса

во внутреннюю часть Солнечной системы, для оценки возраста метеоритов и характеристик так называемых "астероидных семейств", образованных, в основном, за счет столкновений более крупных астероидов.

Астрономы также полагают, что измерение силы эффекта Ярковского даст единственную реальную возможность достоверно определять с Земли массу и плотность маленьких (меньше километра) астероидов, что важно для оценки потенциальной угрозы, исходящей от них. Наконец, учет этого явления позволит установить вероятность опасного сближения астероида с нашей планетой.

Таким образом, возникает необходимость создания эффективной модели для вычисления возмущений, вызываемых эффектом Ярковского, для того, чтобы знать, какие астероиды представляют реальную опасность.

Задачей учета эффекта Ярковского при вычислении движений малых планет занимались многие ученые. В их числе Уильям Ф. Боттки мл. (Корнельский университет), Дэвид П. Рубинкам (Центр космических полетов Годдарда NASA), Паоло Фаринелла (Пизанский университет Италии), Дэвид Вокрухлицкий (Университет Чарльза Чешской Республики), Джозеф Спайтэйл (Лаборатория Луны и планет университета Аризоны), Уильям Хартманн (Институт планетарной науки, Туксон) и др.

На сегодняшний день существует большое количество работ, посвященных указанной проблеме. Наиболее примечательными являются следующие основные подходы к учету действия негравитационных сил при построении численных теорий движения малых тел: метод Дубяго [4], модель Марседена-Секанины [5], примененная к описанию движения комет, и модель Д. Вокрухлицкого [6], [7], примененная к описанию движения астероидов и метеоров.

Однако в рамках данных подходов существует ряд серьезных недостатков [8], [9]:

- 1) использование большого количества феноменологических зависимостей и параметров;
- 2) введение эмпирических величин, определяемых совместно с элементами орбиты из наблюдений;
- 3) игнорирование зависимостей сферического альбедо и температуры малых тел от их геометрических и оптических свойств.

В связи со сказанным, **целью настоящей работы** является количественный анализ эффекта Ярковского с привлечением новой модели взаимодействия солнечного излучения со сферической частицей (в случае больших размеров, астероидом).

**Основной задачей работы** является расчет силы эффекта Ярковского для сферических объектов с использованием новых теоретических результатов, полученных в рамках предложенной модели, основанной на методе геометрической оптики (МГО).

**Вспомогательной задачей** является расчет сферического альbedo астероида и решение уравнения теплового баланса для определения температуры поверхности астероида как серого тела. В рамках предложенной модели расчет сферического альbedo и температуры поверхности астероидов будет проводиться с учетом их геометрических и оптических свойств.

Данная работа имеет следующую структуру.

Во **второй главе** подробно освещена проблема астероидной опасности для Земли.

В **третьей главе** представлены основные положения модели взаимодействия солнечного излучения со сферическим астероидом. С использованием предложенной модели получено аналитическое выражение для сферического (бондовского) альbedo астероида. Также представлено аналитическое выражение для температуры поверхности астероида в приближении серого тела. Проведен прецизионный расчет силы эффекта Ярковского для сферических объектов.

В **четвертой главе** представлен численный анализ полученных результатов, а также графики различных зависимостей.

Резюме по проделанной работе представлено в **заключении**. Финальная часть работы содержит список использованных источников.



## Глава 2

# Околоземные объекты и потенциально опасные астероиды

Известна категория астероидов, которые называются *околоземными*. Это объекты с большими полуосями от 0.6 до 2.5 а. е., то есть они либо пересекают орбиту Земли, либо достаточно близко подходят к ней. Первый из них был открыт более 100 лет назад. Это (433) Эрос, один из самых больших (33 км) и хорошо наблюдаемых околоземных астероидов, который действительно имеет шанс столкнуться с Землей в ближайший миллион лет (см. рис. 2.2). Сейчас популяция околоземных астероидов содержит 2380 членов. Иногда околоземные астероиды подразделяются на семейства Атона, Амура и Аполлона по типу их орбит, подходящих к орбите Земли изнутри, со стороны Солнца, извне, со стороны больших планет, и пересекающих орбиту Земли [10]. Некоторые из них достаточно близко подходят к Земле. Объект будет считаться потенциально опасным для Земли, если он приблизится на расстояние менее 0.05 а.е., то есть ближе 7.5 млн. км. Кроме того, тело должно быть достаточно крупным, иначе оно сгорит в атмосфере, не причинив особого вреда. Таким образом, если приближающийся к Земле объект больше 200 м в диаметре, то он уже является потенциально опасным для Земли. Падение его на Землю способно принести глобальную катастрофу: изменить уровень океана, вызвать разрушительные цунами, создать большую запыленность атмосферы.

Первым потенциально опасным объектом был Аполлон, который был открыт в 1932 г., потом Адонис и Гермес [1]. Последний был открыт при близком прохождении в 1937 г. и затем был потерян. Этот довольно крупный объект размером около километра вторично наблюдался только в 2003 г., то есть почти 70 лет о нем ничего не было известно. Оказалось, что за это время Гермес несколько раз сближался с Землей и Венерой и значительно изменил свою орбиту. В ближайшие несколько столетий он не приблизится к Земле на расстояние, меньшее 0.02 а.е., что составляет 8 лунных расстояний. Радарные наблюдения показали, что астероид состоит из двух частей почти равного размера 400 м, находящихся на небольшом расстоянии друг от друга.



Рис. 2.1: Изображение астероида 951 Гаспра, полученное с помощью космического аппарата "Галилео". Гаспра имеет неправильную форму и примерные размеры вдоль 3-х осей  $19 \times 12 \times 11$  км. Солнце освещает астероид справа. Снимок NASA GAL-09.



Рис. 2.2: Эрос – сближающийся с Землей астероид, изображения которого были получены с помощью космического аппарата "NEAR" в феврале 1999 г.

История Земли обнаруживает следы очень сильных катаклизмов, которые могли быть результатом глобальных столкновений с космическими телами. Начала почти всех геологических периодов и эпох связаны со временем образования на нашей планете ударных кратеров свыше 20 км в диаметре. Падение Тунгусского метеорита, который мог быть ядром кометы, а также грандиозная катастрофа – падение кометы Шумейкера-Леви на Юпитер в 1997 г. (см. рис. 2.3), – эти два космических события за одно лишь столетие говорят о том, что столкновения небесных тел не так уж редки.

Ученые из США и Чешской республики впервые сумели зарегистрировать еле заметную, но теоретически очень важную силу негравитационного происхождения, действующую на все небесные тела в Солнечной системе. Указанная сила возникает за счет так называемого *эффекта Ярковского*. Первопричиной является солнечная энергия, которую астероид поглощает своей дневной стороной и переизлучает в космос в сумерках.

Представим небольшое тело, вращающееся вокруг Солнца и вокруг своей оси. Излучение Солнца приводит к нагреву дневной стороны астероида. Вследствие осевого вращения нагретая часть с течением временем оказывается в неосвещенной Солнцем области и начинает излучать запасенную энергию в космос. Тепло уходит от тела в виде инфракрасных лучей. В результате поворота астероид оказывается разогретым неравномерно. Эта неуравновешенная тепловая радиация производит ускорение (силу реакции), вследствие которого медленно меняется орбита тела и скорость его осевого вращения. Величина воздействия эффекта относительно мала, но она накапливается с течением времени [2]. В результате его действия появляется новый фактор,

который вынуждает ученых внимательнее отслеживать будущие изменения траекторий астероидов.

В 90-е гг. начался регулярный обзор неба с помощью автоматических систем наблюдений, которые совершают в настоящее время основную часть всех открытий. Каждый год обнаруживается до сотни потенциально опасных для Земли объектов.

Вероятность столкновения Земли с астероидом оценивается по формуле:

$$T(D) = 2 \cdot D^{1.58}, \quad (2.1)$$

где  $T(D)$  – период времени (в годах),  $D$  – размеры астероида (м).

Объекты размерами до 50 м сталкиваются с Землей в среднем раз в 600 лет (масса Сихоте-Алинского метеорита, упавшего в 1947 году на Дальнем Востоке, составляла 100 тонн) и способны произвести разрушения на площади до 100 км<sup>2</sup>. Астероиды размерами до 500 м падают на Землю раз в 60000 лет и вызывают локальные повреждения ее поверхности взрывом мощностью до 10 Мт (Аризонский метеорит, кратер имеет диаметр 200 м и возраст 5000 лет). Падение астероида от 0.5 до 2 км ведет к взрыву мощностью до 10<sup>6</sup> Мт тротилового эквивалента и катастрофе регионального характера: разрушения и пожары охватывают площадь до 10<sup>7</sup> км<sup>2</sup>. Столкновение Земли с астероидом размерами более 2 км происходит реже, чем раз в 1 миллион лет, однако взрыв мощностью свыше 2 · 10<sup>4</sup> Мт ведет к катастрофам глобального масштаба. Помимо разрушений, вызванных ударной волной, пожарами и цунами, опустошающими континенты на сотни километров от берега, в атмосфере значительно возрастает концентрация окислов азота, взрыв выбрасывает в стратосферу миллионы тонн мельчайшей пыли, порождающих эффект "ядерной зимы", или, наоборот, разогревающих атмосферу.

Столкновение Земли с объектами размерами свыше 10 км происходит в среднем каждые 63 миллиона лет. При столкновении Земли с 10-километровым астероидом, движущимся со скоростью 16-17 км/с, мощность взрыва составляет десятки тысяч мегатонн тротилового эквивалента. При этом образуется кратер диаметром до 100 км, глубиной 1-2 км. Миллиарды тонн пыли, выброшенной взрывом в верхние слои атмосферы Земли, преграждают путь солнечным лучам и вызывают эффект "ядерной зимы" с глобальным падением среднегодовых температур на 10-40 К на протяжении десятков и сотен лет и вызывают массовое вымирание живых организмов. На поверхности Земли обнаружено свыше 250 кратеров-*астроблем* ("звездных ран") размерами от 1 до 150 км. Кратер Мороквен размерами 120 × 340 км образовался на границе между юрским и меловым периодом 142.8 – 147.7 миллионов лет назад. Возникший на границе мезозойской и кайнозойской эры 65 млн. лет назад кратер Хиксулуб (полуостров Юкатан) имеет размеры 180 × 280 км. Кратер-

ры Попигаи и Чесапик-Бей возникли на границе эоцена и олигоцена 35.2 – 35.7 миллиона лет назад (см. рис. 2.4).

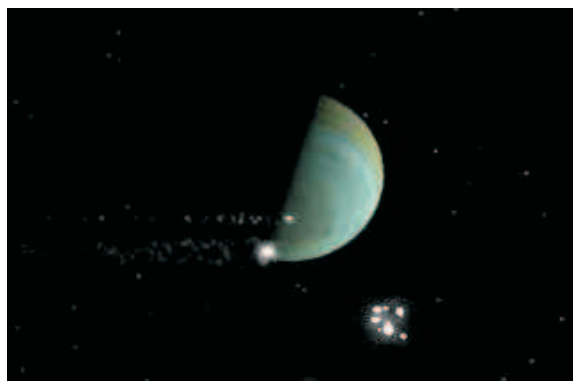


Рис. 2.3: Столкновение кометы Шумейкера-Леви 9 с Юпитером в 1997 г.



Рис. 2.4: Кратер-астроблема.

В 1992 году в Санкт-Петербурге при институте теоретической астрономии был создан международный институт проблем астероидной опасности. Почти одновременно в США был издан труд: "Космическая бомбардировка: способы и соображения об эффективной системе перехвата объектов, бомбардирующих Землю".

Предлагается создание глобальной системы контроля космического пространства, начало развертывания которой намечено на первое десятилетие XXI века. Для защиты Земли от небольших объектов эффективно применение термоядерного оружия: для полного распыления объекта размерами в 50 м достаточен заряд мощностью 0.8 Мт. Для полной безопасности взрыв должен производиться за 40 и более суток до столкновения. Более крупные, свыше 500 м, астероиды следует отклонять от опасной для Земли траектории полета серией последовательных взрывов на их поверхности. Взрыв мощностью 1 Кт на поверхности объекта диаметром 1 км изменяет его скорость на 0.15 м/с. Для управления движения астероида диаметром до 45 км требуются заряды мощностью до 100 Мт. Другими вариантами противодействия могут стать воздействие на астероид мощным лазерным или СВЧ-излучением, столкновения с ним астероидов меньшей массы, создание на его пути облака мелких частиц.

На данный момент разработана шкала астероидной опасности (Р. Бинзел, США), утвержденная в 1999 году Международным астрономическим союзом. Все потенциально опасные объекты с учетом их массы, размеров, геоцентрической скорости и вероятности столкновения с Землей делятся на 11 категорий. Объекты нулевой категории не представляют опасности (не могут столкнуться с Землей или (при размерах до 10 м) практически полностью разрушаются в атмосфере); объекты 1-4 категории требуют внимания; объекты 5-7 категорий являются угрожающими; объекты 8-10 категории сталкиваются

с Землей, вызывая катастрофу различных масштабов; объекты 11 категории становятся причиной глобальных катастроф.

Наиболее рационально не уничтожать, а изменять орбиты астероидов так, чтобы они становились спутниками Земли для последующей добычи полезных ископаемых [11]. Для транспортировки астероида может быть использован бескамерный солнечно-термический реактивный двигатель (СТРД). Реактивная струя (газопылевой выброс) возникает при нагревании небольшого участка поверхности астероида до высоких температур зеркальным солнечным отражателем.

Для 4-5 летней транспортировки астероида диаметром 1 км с гелиоцентрической на геоцентрическую орбиту потребуется зеркало из тончайшей металлизированной полимерной пленки диаметром до 1 км массой до 100 кг.

В будущем астероиды могут стать неисчерпаемыми рудниками человечества, местом постройки космических заводов, лабораторий и электростанций. Энергозатраты пилотируемого полета к астероиду на околоземной орбите будут существенно ниже, чем для полета на Луну.

Вещество астероида может быть использовано для создания экрана для глобального управления климатом Земли и предотвращения ее перегрева. Круглый полупрозрачный ячеистый экран, позволяющий изменять затеняющий эффект от нуля до расчетного значения, будет иметь массу от 200 до 800 млн. тонн и устанавливаться на расстоянии 2.36 млрд. км от планеты, в точке, где центробежная, гравитационная сила и сила светового давления уравновешивают друг друга.

Существующая угроза Земле со стороны астероидов и других космических тел, которые находятся или могут оказаться в земных окрестностях, широко обсуждается в научных и общественных кругах. Более подробно об этой проблеме, а также о мерах, предлагаемых для защиты нашей планеты, можно узнать в книге [12].

## Глава 3

# Сила эффекта Ярковского для сферических тел

В данной главе представлены основные положения модели взаимодействия солнечного излучения со сферическим астероидом. С использованием предложенной модели будет получено аналитическое выражение для сферического (бондовского) альбедо астероида. Также будет представлено аналитическое выражение для температуры поверхности астероида в приближении серого тела. Особое внимание уделено прецизионному расчету силы эффекта Ярковского для сферических объектов.

### 3.1 Определение модели физической системы

В данном параграфе изложены основные положения модели физической системы, определяющие ее теоретическое ядро и подходы к вычислению физических характеристик.

Физическую систему представляют: (1) электромагнитное излучение Солнца, падающее на (2) сферический астероид.

1. Электромагнитное излучение Солнца характеризуется непрерывным спектром, близким по своей природе к спектру абсолютно черного тела с эффективной температурой  $T_s = 5777.11$  К [13], поэтому будем полагать, что Солнце есть абсолютно черное тело с температурой поверхности  $T_s$ . Излучение Солнца является неполяризованным (естественный свет), имеющее изотропный характер распространения.

2. Электромагнитное излучение Солнца в окрестности астероида характеризуется плоским волновым фронтом, распространяется в направлении "Солнце-астероид", определяемого единичным вектором  $\mathbf{k}$ . Для описания процессов взаимодействия излучения с астероидом воспользуемся методом геометрической оптики (МГО) [14].

3. Геометрический центр астероида находится в точке с радиусом-вектором

$r_A$ .

4. Астероид представляется однородным, не вращающимся вокруг своей оси шаром с радиусом  $R_A$  и сферическим (бондовским) альбедо  $A_{\text{ref}}^I$ . Он является серым телом с коэффициентом черноты  $\varepsilon_A$  и показателем преломления  $n(\omega)$ .

5. Сферическое альбедо и температура поверхности астероида  $T_A$  в общем случае являются функциями действительного показателя преломления вещества астероида.

### 3.2 Расчет дифференциального сферического альбедо

Для расчета сферического (бондовского) альбедо астероида необходимо вычислить дифференциальное сферическое альбедо. Данный расчет был проведен в работе [15] в случае частично поляризованного света. В данном параграфе будет представлена методика расчета дифференциального сферического альбедо в случае неполяризованного света.

*Дифференциальное сферическое альбедо* частицы – отношение спектрального потока излучения  $\Phi_{\text{ref}}(\omega, \gamma)$ , отражаемого сферой в направлении угла рассеяния  $\gamma$ , к спектральному потоку  $\Phi_0(\omega)$ , падающему на сферу в виде параллельного пучка лучей, т.е.

$$A_{\text{ref}}(\omega, \gamma) = \frac{\Phi_{\text{ref}}(\omega, \gamma)}{\Phi_0(\omega)}, \quad (3.1)$$

где  $\Phi_{\text{ref}}(\omega, \gamma)$  – спектральный поток излучения, падающего на астероид и отражаемого последним под углом  $\gamma$  к первоначальному направлению.

Для определения  $\Phi_{\text{ref}}$  рассмотрим процесс падения светового луча на площадку  $dS$  границы. Выберем в качестве начала отсчета точку  $O$ , совпадающую с центром астероида, и систему координат так, как показано на рис. 3.1. Будем полагать, что поток фотонов распространяется вдоль оси  $OZ$  (вектор  $\mathbf{k}$  сонаправлен с  $OZ$ ). Спектральный поток фотонов, падающих на площадку  $dS$ , определяется выражением:

$$d\Phi_0(\omega, \theta, \varphi) = \mathbf{j}(\omega) d\mathbf{S} = j(\omega, \varphi) dS \cos \theta, \quad (3.2)$$

где  $j(\omega, \varphi)$  – спектральная плотность потока фотонов. Произведем переход в сферическую систему координат  $(R_A, \theta', \varphi)$ . Поток излучения, отраженного от площадки  $dS$ , есть

$$d\Phi_{\text{ref}}(\omega, \theta, \varphi) = \rho(\omega, \theta) j(\omega, \varphi) dS \cos \theta, \quad (3.3)$$

здесь  $\rho(\omega, \theta)$  – коэффициент отражения для плоской неполяризованной волны. Учитывая, что  $\theta' = \pi - \theta$ ,  $\theta = (\pi - \gamma)/2$ ,  $\gamma$  – угол отклонения светового луча

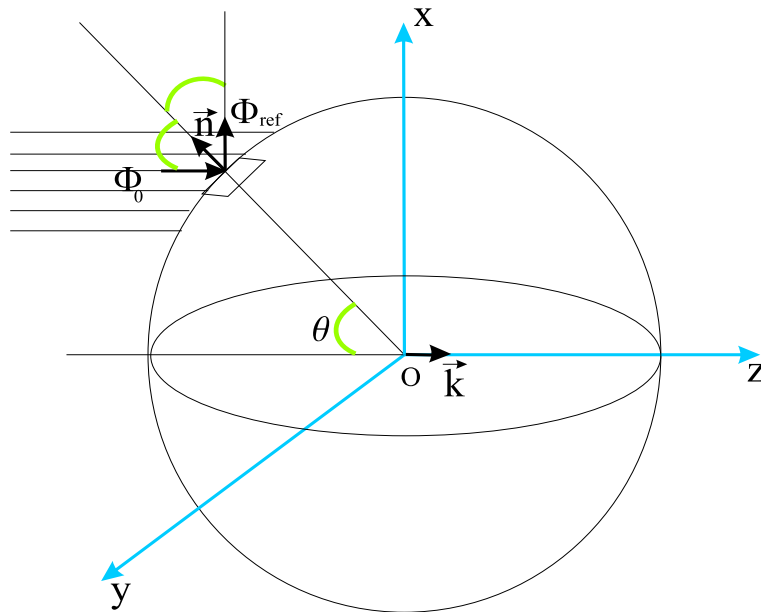


Рис. 3.1: Падение и отражение потока фотонов от единичной площадки астероида.

(см. рис. 3.1), явный вид элемента площади  $dS = -R_A^2 \sin \theta d\varphi d\theta$ , и проводя интегрирование по  $\varphi$  в пределах  $[0, 2\pi]$ , при этом разделив обе части (3.3) на  $d\gamma$ , получаем выражение для  $\Phi_{\text{ref}}(\omega, \gamma)$ ,  $A_{\text{ref}}(\omega, \gamma)$ :

$$\Phi_{\text{ref}}(\omega, \gamma) = \frac{\pi}{2} R_A^2 j(\omega) \rho\left(\omega, \frac{\pi-\gamma}{2}\right) \sin \gamma = \frac{1}{2} \rho\left(\omega, \frac{\pi-\gamma}{2}\right) \Phi_0(\omega) \sin \gamma, \quad (3.4)$$

$$A_{\text{ref}}(\omega, \gamma) = \frac{1}{2} \rho\left(\omega, \frac{\pi-\gamma}{2}\right) \sin \gamma, \quad (3.5)$$

$$\text{где } \rho(\omega, \theta) = \frac{1}{2} S(\omega, \theta)^2 [1 + C(\omega, \theta)^2], \quad (3.6)$$

$$S(\omega, \theta) = 1 - \frac{2}{n^2-1} \left[ \sin^2 \theta + \sqrt{(n^2 - \sin^2 \theta)(1 - \sin^2 \theta)} - 1 \right], \quad (3.7)$$

$$C(\omega, \theta) = 1 + \frac{2 \sin^2 \theta}{n^2 - (n^2+1) \sin^2 \theta} \left[ \sin^2 \theta - \sqrt{(n^2 - \sin^2 \theta)(1 - \sin^2 \theta)} \right]. \quad (3.8)$$

Как правило, для рассматриваемого вещества функция  $n(\omega)$  является нетривиальной, исследованной лишь на узких частотных интервалах, поэтому в численном анализе результатов, как правило, ограничиваются эффективными средними значениями  $\bar{n}$  (данный подход реализуется и в настоящей работе). В этом случае частотная зависимость функции  $\rho(\omega, \theta)$  исчезает, в результате выражение (3.5) может быть представлено в виде:

$$A_{\text{ref}}(\gamma) = \frac{1}{2} \rho_{\bar{n}}\left(\frac{\pi-\gamma}{2}\right) \sin \gamma, \quad (3.9)$$

$$\rho_{\bar{n}}(\theta) = \rho(\omega, \theta) \Big|_{[n(\omega) \rightarrow \bar{n}]}. \quad (3.10)$$



### 3.3 Сферическое альbedo астероида

Сферическое (бондовское) альbedo – отношение интегрального потока излучения  $\Phi_{\text{ref}}^I$ , отражаемого и рассеянного сферой во всех направлениях, к интегральному потоку  $\Phi_0^I$ , падающему на сферу в виде параллельного пучка лучей, т.е.

$$A_{\text{ref}}^I = \frac{\Phi_{\text{ref}}^I}{\Phi_0^I}. \quad (3.11)$$

Поток падающего излучения в окрестности точки  $\mathbf{r}_A$  представляется в виде:

$$\Phi_0^I(\mathbf{r}_A) = \pi R_A^2 \mathfrak{J}(\mathbf{r}_A) = \pi R_A^2 \int_{\omega_0}^{\infty} j(\omega, \mathbf{r}_A) d\omega, \quad (3.12)$$

где  $\mathfrak{J}(\mathbf{r}_A)$  – интенсивность излучения в данной точке. В случае сферически-симметричного характера распространения излучения Солнца как АЧТ без учета поглощения межпланетной средой  $\mathfrak{J}(\mathbf{r}_A)$  можно представить в виде:

$$\mathfrak{J}(\mathbf{r}_A) = \left[ \frac{R_s}{r_A} \right]^2 \mathcal{F}(x_0) \sigma T_s^4, \quad \mathcal{F}(x_0) = \left[ 1 - \frac{15}{\pi^4} \int_0^{x_0} \frac{x^3}{e^x - 1} dx \right], \quad (3.13)$$

где  $R_s$  – радиус Солнца,  $T_s$  – эффективная температура поверхности Солнца,  $\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана,  $x_0 = \hbar\omega_0/kT_s$ ,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $k$  – постоянная Больцмана.

Интегральный поток излучения  $\Phi_{\text{ref}}^I$  может быть представлен в виде:

$$\Phi_{\text{ref}}^I = \int_{\omega_0}^{\infty} \int_0^{\pi} \Phi_{\text{ref}}(\omega, \gamma) d\gamma d\omega = \pi R_A^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_{\omega_0}^{\infty} j(\omega) \rho(\omega, \theta) \sin 2\theta d\theta d\omega. \quad (3.14)$$

В случае, когда функция  $n(\omega)$  не является известной на всем интервале частот и возникает необходимость в использовании эффективного среднего значения  $\bar{n}$ , частотная зависимость функции  $\rho(\omega, \theta)$  исчезает. Следовательно, сферическое альbedo может быть представлено в виде:

$$A_{\text{ref}}^I = \frac{\Phi_{\text{ref}}^I}{\Phi_0^I} = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \rho_{\bar{n}}(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta. \quad (3.15)$$

Сферическое альbedo является ключевым параметром, характеризующим энергетический баланс астероида, и позволяет вычислить температуру последнего.

### 3.4 Температура поверхности астероида

Температура поверхности астероида  $T_A$  является ключевым параметром в расчете силы эффекта Ярковского (см. рис. 3.2). В данном параграфе будет найдено аналитическое выражение для температуры поверхности астероида.

Доля  $(1 - A_{\text{ref}}^I)$  потока излучения, падающего на астероид, поглощается его средой. Согласно определению модели, представленной в параграфе 3.1, астероид – серое тело с коэффициентом черноты  $\varepsilon_A$ . Интегральная светимость серого тела определяется выражением вида:

$$M_{I\text{ gray}} = \varepsilon_A \sigma T_A^4,$$

где  $T_A$  – температура астероида.

Для определения  $T_A$  на освещенной поверхности астероида необходимо воспользоваться уравнением баланса, выражающим закон сохранения энергии: количество энергии, полученное единицей поверхности астероида от Солнца, затрачивается на тепловое излучение данной поверхности, т.е.

$$(1 - A_{\text{ref}}^I) \mathfrak{J}_\odot \cos \theta = \varepsilon_A \sigma T_A^4. \quad (3.16)$$

Здесь  $A_{\text{ref}}^I$  – сферическое альbedo поверхности астероида, определяемое выражением (3.15),  $\theta$  – угол падения светового луча на единичную площадку,  $\mathfrak{J}_\odot$  – интенсивность излучения Солнца в окрестности астероида, в случае сферически-симметричного характера распространения излучения

$$\mathfrak{J}_\odot = \frac{f_{\text{sun}}}{(r_A/a_0)^2}, \quad (3.17)$$

где  $f_{\text{sun}} = 1370$  (Вт/м<sup>2</sup>) – солнечная постоянная<sup>1</sup>,  $r_A$  – гелиоцентрическое расстояние астероида,  $a_0 = 1$  а.е.

В итоге температура освещенной поверхности астероида  $T_A$  может быть представлена в явном виде:

$$T_A = \sqrt[4]{\frac{(1 - A_{\text{ref}}^I) \mathfrak{J}_\odot \cos \theta}{\varepsilon_A \sigma}}. \quad (3.18)$$

Уравнение (3.16) является приближенным, поскольку в его структуре нет слагаемых, отвечающих за передачу тепла внутренним областям астероида (предполагается, что данный эффект мал и не играет существенной роли в определении  $T_A$ ). Именно последний механизм является главным в определении температуры поверхности астероида на ночной стороне. Расчет последней является нетривиальной задачей, поскольку во многом определяется термодинамическими свойствами астероида, о которых мы почти ничего не знаем. На основе модели вращающегося сферического астероида [16] температура на ночной стороне поверхности составляет 150 К. В данной работе мы принимаем это значение как минимальное значение температуры ночной поверхности астероида вблизи перигелия.

<sup>1</sup> Солнечная постоянная – полное количество лучистой солнечной энергии, проходящей за единицу времени через единицу площади, перпендикулярной направлению на Солнце, на расстоянии 1 а.е. [13].

### 3.5 Расчет силы Янковского для сферических тел

В данном параграфе будет найдено аналитическое выражение для силы Янковского в случае сферических астероидов радиуса  $R_A$ .

Согласно второму и третьему законам Ньютона, сила Янковского может быть определена выражением:

$$\vec{F} = -\frac{\Delta\vec{P}}{\Delta t}, \quad (3.19)$$

где  $\Delta\vec{P}$  - изменение импульса, претерпеваемое системой фотонов, испускаемых единичной площадкой  $dS$  за время  $\Delta t$ .

Выберем в качестве начала отсчета точку  $O$ , совпадающую с центром астероида (см. рис. 3.3). Перепишем выражение (3.19) в проекции на нормаль  $\vec{n}$  к площадке  $dS$ :

$$F_n = -\frac{\Delta P_n}{\Delta t}. \quad (3.20)$$

Рассмотрим процесс испускания фотона площадкой  $dS$  в заданном направлении, под углом  $\alpha$  к нормали  $\vec{n}$  (см. рис. 3.3). Проекция изменения импульса



Рис. 3.2: Эффект Янковского. Астероид нагревается под действием солнечного света и начинает испускать тепловое излучение в космическое пространство. Этот "фотонный двигатель" способен сообщить телу значительное ускорение.

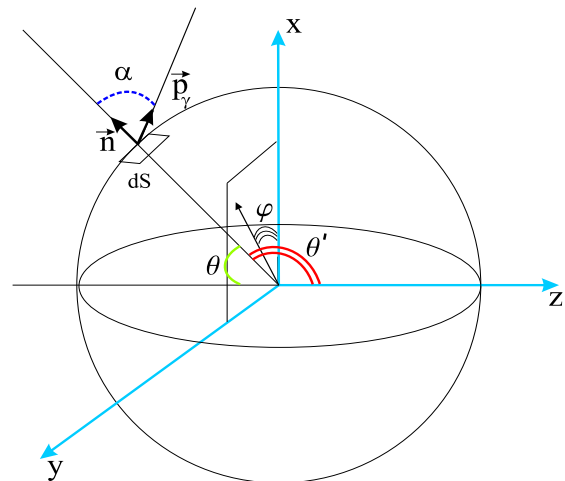


Рис. 3.3: Испускание фотона единичной площадкой астероида в заданном направлении.

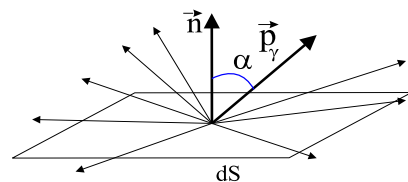


Рис. 3.4: Испускание фотонов единичной площадкой во всех направлениях.

фотона, испускаемого площадкой  $dS$  в заданном направлении, согласно рис. 3.3, определяется следующим выражением:

$$\Delta p_n = p_\gamma \cos \alpha. \quad (3.21)$$

Определим спектральный поток фотонов, вылетающих из площадки  $dS$  в заданном направлении:

$$d\Phi(\omega) = \vec{j}(\omega)d\vec{S}d\omega = j(\omega)dS \cos \alpha d\omega, \quad (3.22)$$

$d\Phi(\omega)$  есть число фотонов, испускаемых площадкой  $dS$  за единицу времени, с частотами, заключенными в интервале  $(\omega, \omega + d\omega)$ ,  $j(\omega)$  – спектральная плотность потока фотонов.

Следовательно, изменение импульса, создаваемое системой фотонов, вылетающих из площадки  $dS$  в заданном направлении за единицу времени с частотами  $(\omega, \omega + d\omega)$ , определяется выражением:

$$dP_n = d\Phi(\omega)\Delta p_n = j(\omega)p_\gamma \cos^2 \alpha dS d\omega. \quad (3.23)$$

Поскольку площадка  $dS$  излучает изотропно по всем направлениям (см. рис. 3.4), следовательно, необходимо усреднить выражение (3.23) по углу  $\alpha$ . В результате получим выражение для изменения импульса системы фотонов, испускаемых площадкой  $dS$  во всех направлениях за единицу времени с частотами  $(\omega, \omega + d\omega)$ :

$$\overline{dP_n} = \frac{1}{2}p_\gamma j(\omega)dS d\omega. \quad (3.24)$$

Здесь учтено, что  $\overline{\cos^2 \alpha} = \frac{1}{2}$ .

Следовательно, имеем:

$$\Delta P_n = \Delta t \int \overline{dP_n} = \frac{1}{2}\Delta t \int \int p_\gamma j(\omega)dS d\omega. \quad (3.25)$$

Перейдем в сферическую систему координат  $(R_A, \theta', \varphi)$  (см. рис. 3.3). Элемент площади в данной системе координат имеет вид:

$$dS = R_A^2 \sin \theta' d\varphi d\theta' = -R_A^2 \sin \theta d\varphi d\theta,$$

при этом

$$0 \leq \varphi \leq 2\pi, \quad \frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \pi.$$

Здесь мы учли, что  $\theta' = \pi - \theta$ .

Следовательно, (3.25) можно переписать в виде:

$$\begin{aligned} \Delta P_n &= -\frac{1}{2}R_A^2 \Delta t \left[ \int_{\frac{\pi}{2}}^0 \sin \theta \int_0^\infty p_\gamma j(\omega)d\omega d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \right] = -\pi R_A^2 \times \\ &\times \Delta t \left[ \int_{\frac{\pi}{2}}^0 \sin \theta \int_0^\infty p_\gamma j(\omega)d\omega d\theta \right] = -\pi R_A^2 \Delta t \int_{\frac{\pi}{2}}^0 \sin \theta \cdot A d\theta, \end{aligned} \quad (3.26)$$

где

$$A = \int_0^{\infty} p_{\gamma} j(\omega) d\omega. \quad (3.27)$$

Результат (3.26) имеет место благодаря тому факту, что

$$\int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi.$$

Спроецируем вектор силы на оси декартовых координат. Однако мы будем иметь только проекцию на ось  $OZ$ , поскольку проекции  $F_x = F_y = 0$  благодаря тому факту, что

$$\int_0^{2\pi} \cos \varphi d\varphi = \int_0^{2\pi} \sin \varphi d\varphi = 0.$$

Следовательно, сила Яркковского определится выражением:

$$F = F_z = -\pi R_A^2 \int_{\frac{\pi}{2}}^0 \sin \theta \cos \theta \cdot A d\theta. \quad (3.28)$$

Выражение (3.28) содержит неизвестный интеграл  $A$ , который подлежит определению. Поэтому следующий параграф данной работы будет посвящен вычислению данного интеграла.

### 3.6 Вычисление интеграла $A$

В данном параграфе будет найдено аналитическое выражение для параметра  $A$ . Для этого будем рассматривать тепловое излучение астероида с точки зрения квантовой теории как поток элементарных частиц – фотонов. Следовательно, спектральную плотность потока фотонов можно определить следующим соотношением:

$$j(\omega) = \frac{M(\omega)}{E_{\gamma}} = \frac{M(\omega)}{p_{\gamma} c}, \quad (3.29)$$

где  $M(\omega)$  – спектральная испускательная способность астероида как серого тела. Последнюю наблюдаемую можно определить через спектральную испускательную способность абсолютно черного тела  $M(\omega, T)_{\text{АЧТ}}$ , определяемую формулой Планка:

$$M(\omega, T)_{\text{АЧТ}} = \frac{\hbar \omega^3}{4\pi^2 c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{\hbar \omega}{kT}} - 1}. \quad (3.30)$$

Следовательно,

$$\begin{aligned}
A &= \int_0^\infty p_\gamma \frac{M(\omega)}{p_\gamma c} d\omega = \frac{1}{c} \int_0^\infty \varepsilon_A \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2} \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT_A}} - 1} d\omega = \left(x = \frac{\hbar\omega}{kT_A}\right) = \\
&= \frac{\varepsilon_A k^4 T_A^4}{4\pi^2 c^3 \hbar^3} \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{\varepsilon_A k^4 T_A^4 \pi^4}{4\pi^2 c^3 \hbar^3 15} = \frac{\varepsilon_A \pi^2 k^4 T_A^4}{60 c^3 \hbar^3} = \frac{\varepsilon_A \sigma T_A^4}{c} = \\
&= \frac{\varepsilon_A \sigma (1 - A_{\text{ref}}^I) \mathfrak{J}_0 \cos \theta}{\varepsilon_A \sigma c} = \frac{(1 - A_{\text{ref}}^I) \mathfrak{J}_0 \cos \theta}{c}, \tag{3.31}
\end{aligned}$$

где  $T_A$  – температура поверхности астероида,  $k$  – постоянная Больцмана,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $\sigma = \frac{\pi^2 k^4}{60 c^2 \hbar^3}$  – постоянная Стефана-Больцмана,  $c$  – скорость света в вакууме.

В итоге выражение для  $F$  с учетом результата (3.31) принимает вид:

$$\begin{aligned}
F &= -\pi R_A^2 \int_{\frac{\pi}{2}}^0 \sin \theta \frac{(1 - A_{\text{ref}}^I) \mathfrak{J}_0 \cos^2 \theta}{c} d\theta = -\pi R_A^2 \frac{(1 - A_{\text{ref}}^I) \mathfrak{J}_0}{c} \times \\
&\times \int_{\frac{\pi}{2}}^0 \sin \theta \cos^2 \theta d\theta = \pi R_A^2 \frac{(1 - A_{\text{ref}}^I) \mathfrak{J}_0}{3c} = \pi R_A^2 \frac{(1 - A_{\text{ref}}^I)}{3c} \frac{f_{\text{sun}}}{(r_A/a_0)^2}. \tag{3.32}
\end{aligned}$$

Отметим основные особенности полученного результата:

- во-первых, из (3.32) очевидно, что сила Янковского прямо пропорциональна квадрату радиуса астероида, следовательно, прямо пропорциональна площади его поверхности;
- во-вторых, сила Янковского обратно пропорциональна квадрату гелиоцентрического расстояния астероида подобно силе притяжения, т.е. сила Янковского носит центральный характер. Поэтому по аналогии с силой притяжения можно построить эффективный потенциал Янковского.

Нетрудно показать, что

$$U_{\text{eff}} = r_A \cdot F. \tag{3.33}$$

Путем построения данного потенциала осуществляется учет действия силы Янковского на сферический астероид при поиске законов его движения в околосолнечном пространстве в рамках формализмов Лагранжа и Гамильтона.

В качестве примера приведем аналитическое выражение для силы Янковского, полученное в работе [17]:

$$F = \frac{8}{3} \pi R_A^2 \frac{\sigma T_A^4 \Delta T}{c T_A}, \tag{3.34}$$

где  $\Delta T$  – различие между температурами на дневной и ночной сторонах поверхности астероида.

Однако данное выражение содержит в себе ряд существенных недостатков, упомянутых во введении.

# Глава 4

## Результаты вычислений и их анализ

В данной главе будут представлены численные результаты для силы Ярковского, действующей на сферический, невращающийся вокруг своей оси астероид.

На рис. 4.1 представлены кривые, определяющие зависимость силы Ярковского от радиуса астероида, находящегося на гелиоцентрическом расстоянии 1 а.е. и относящегося к С-типу (углистый хондрит с низким сферическим альбедо) (см. таблицу 4.1). Очевидно, что по мере роста радиуса астероида сила Ярковского также увеличивается. Как следует из рис. 4.1, на интервале значений  $10 \leq R_A \leq 1000$  (м) сила достигает максимального значения 7 Н, в то время как на интервале значений радиусов  $1 \leq R_A \leq 100$  (км) максимальное значение для силы составляет уже порядка  $7 \cdot 10^4$  Н, что соответствует параболической зависимости силы Ярковского от радиуса объекта.

Следует отметить, что полученные результаты надежно согласуются с результатами работ [3], [6], [7]. Согласно [6], для астероида 6489 Голевка диаметром  $\sim 500$  м сила Ярковского составляет 0.25 Н, в то время как в настоящей работе сила, действующая на объекты данного диаметра на расстоянии от Солнца 1 а.е. и альбедо  $A_{\text{ref}}^I = 0.02$ , принимает значение порядка 0.44 Н. Этот факт указывает на высокую точность полученного результата и справедливость предложенного алгоритма количественного анализа эффекта Ярковского.

Не менее интересна зависимость силы Ярковского от гелиоцентрического расстояния астероида. На рис. 4.2 представлена кривая, характеризующая данную зависимость для сферического астероида С-типа с радиусом  $R_A = 1$  км. Очевидно, что с увеличением гелиоцентрического расстояния сила Ярковского уменьшается. Для околоземных астероидов, находящихся на гелиоцентрических расстояниях  $0.6 \leq r_A \leq 2.5$  (а.е.), сила Ярковского варьируется в пределах  $19.5 \geq F \geq 1.1$  (Н). Для астероидов С-типа с радиусом  $R_A = 1$  км, находящихся в Главном поясе астероидов (т.е. на гелиоцентрических расстояниях  $2.2 \leq r_A \leq 3.6$  (а.е.)), сила Ярковского принимает значения



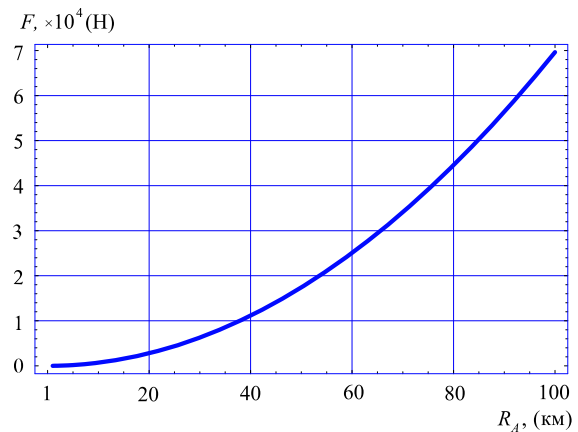
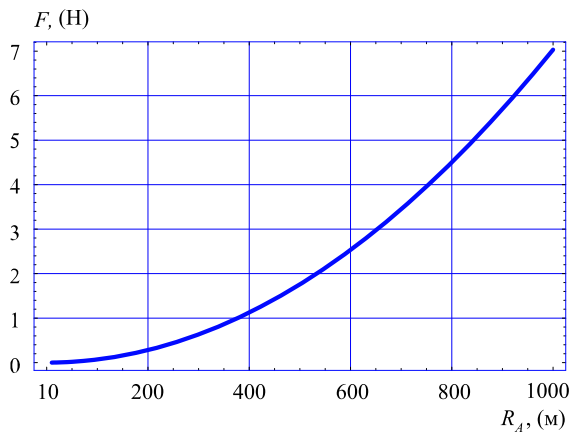


Рис. 4.1: Зависимость силы Ярковского от радиуса астероида  $R_A$  для случая  $r_A = 1$  а.е. и  $A_{\text{ref}}^I = 0.02$ .

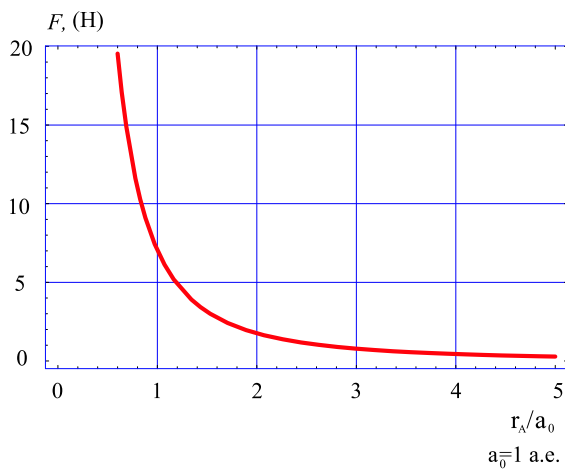


Рис. 4.2: Зависимость силы Ярковского от гелиоцентрического расстояния астероида  $r_A$  для случая  $R_A = 1$  км и  $A_{\text{ref}}^I = 0.02$ .

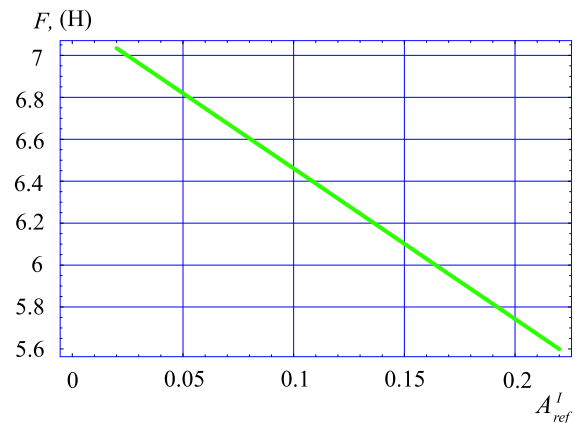


Рис. 4.3: Зависимость силы Ярковского от сферического альbedo астероида  $A_{\text{ref}}^I$  для случая  $R_A = 1$  км и  $r_A = 1$  а.е.

$1.5 \geq F \geq 0.5$  (Н) и за орбитой Юпитера ( $r_A > 5$  а.е.) для рассматриваемых объектов уже составляет менее 0.3 Н.

Весьма существенной является зависимость силы Ярковского от сферического альbedo астероида (линейная зависимость). На рис. 4.3 представлена данная зависимость в случае сферического астероида с радиусом  $R_A = 1$  км, находящегося на расстоянии 1 а.е. от Солнца. При изменении альbedo от 0.02 (астероиды С-типа) до 0.22 (астероиды S-типа) сила Ярковского уменьшается на 1.4 Н! Это объясняется тем, что из-за высокого альbedo светлые S-астероиды поглощают примерно на 10% меньше солнечной энергии, чем астероиды С-типа. Вследствие этого S-астероиды хуже нагреваются, в результате сила Ярковского, действующая на астероид, уменьшается.

Полученные результаты являются оригинальными и очень важными в понимании природы малых тел и основных закономерностей их эволюции.

В заключение приведем таблицу, в которой представлены основные физические характеристики астероидов различных типов [18].

Тип	Альбедро	Химический состав	Метеоритный аналог
C, 75%	0.02-0.03	низкотемпературные гидратированные силикаты с примесью углерода и органических соединений	углистые хондриты <sup>(*)</sup>
S, 17%	0.10-0.22	смесь металлов (железа и никеля) с железно-магниевыми силикатами (пироксен, оливин)	каменно-железные метеориты
M, 8%	0.10-0.18	металлы в свободном состоянии (чистое железо и никель) или смесь металлов с нейтральными силикатами	никеле-железные энстатитовые хондриты <sup>(†)</sup>

Таблица 4.1: Основные типы астероидов и их характеристики.

Примечания:

(\*) *Хондритами* называют каменные метеориты, содержащие округлые силикатные частицы – хондры размерами от долей миллиметра до 3-5 мм [19]. По своему химическому и минералогическому составу хондриты подразделяются на несколько групп: энстатитовые хондриты, оливин-бронзитовые хондриты, углистые хондриты и другие.

Углистые хондриты – самые темные, чем и оправдывают свое название. Они содержат много железа, но оно почти целиком находится в связанном состоянии в силикатах. Темную окраску углистым хондритам, в основном, придает минерал магнетит ( $Fe_3O_4$ ), а также небольшие количества графита, сажи и органических соединений. Эти метеориты содержат также значительную долю водосодержащих минералов или гидросиликатов (серпентин, хлорит, монтмориллонит и ряд других).

(†) В энстатитовых хондритах железо находится, в основном, в металлической фазе, то есть в свободном состоянии (при нулевой валентности). В то же время в их силикатных соединениях железа содержится очень мало. Практически весь пироксен в них представлен в виде энстатита (откуда и название данного класса). Энстатитовые хондриты по сравнению с другими хондритами являются наиболее восстановленными и содержат наименьшее количество летучих соединений.

# Глава 5

## Заключение

Для достижения сформулированной цели в данной работе получены следующие основные результаты.

- Подробно освещена проблема астероидной опасности для Земли. Представлена оценка вероятности падений космических тел на Землю и сопряженного с этим риска. Проанализировано состояние работ по проблеме астероидной опасности. Подробно рассмотрены методы противодействия астероидной опасности.
- Представлена модель взаимодействия солнечного излучения со сферическим астероидом, на основе которой вычислено дифференциальное сферическое альbedo в случае неполяризованного света с использованием метода геометрической оптики.
- Получено аналитическое выражение для сферического (бондовского) альbedo, являющееся функцией действительного показателя преломления вещества астероида  $n(\omega)$ .
- Получено аналитическое выражение для температуры поверхности сферического астероида в приближении серого тела на основе решения уравнения баланса, выражающего закон сохранения энергии.
- Проведен прецизионный расчет силы Ярковского, действующей на сферический, невращающийся вокруг своей оси астероид. Для расчета указанной характеристики был рассмотрен процесс испускания теплового излучения как потока фотонов поверхностью астероида.
- Выражение для силы Ярковского исследовано на примере зависимостей от радиуса, сферического альbedo, гелиоцентрического расстояния астероида. Показано, что новые результаты для силы Ярковского уверенно согласуются с результатами, полученными предшественниками, что указывает на справедливость предложенного алгоритма.

- Показано, что по мере роста радиуса астероида сила Ярковского параболически увеличивается и существенно убывает с увеличением его гелиоцентрического расстояния. Продемонстрирована линейная зависимость силы Ярковского от сферического альbedo астероида. Показано, что для астероидов S-типа сила Ярковского на несколько значений меньше, чем для астероидов C-типа. Указанное различие объясняется тем, что светлые S-астероиды нагреваются хуже, поскольку из-за высокого альbedo они поглощают меньше солнечной энергии, чем углистые хондриты.
- Показано, что сила Ярковского является потенциальной и центральной, т.е. имеет зависимость от гелиоцентрического расстояния  $r_A$  вида  $O(\frac{1}{r_A^2})$  аналогично силе притяжения Солнца. По аналогии с потенциалом центрального поля сил тяготения тела со сферически-симметричным распределением массы был построен механический потенциал Ярковского. Путем построения данного потенциала осуществляется учет действия силы реакции на астероид при поиске законов его движения в межпланетном пространстве в рамках формализмов Лагранжа и Гамильтона.
- Собраны, переработаны и представлены в таблице основные характеристики астероидов различных типов, использованные в численном анализе полученных результатов.
- В результате данных исследований ученым, возможно, придется серьезно пересмотреть особенности эволюции орбит астероидов в современной Солнечной системе, а значит, пересчитать даты вероятных столкновений с Землей.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] Кафель Г.Р. Астероиды, сближающиеся с Землей. Обзор открытий // В кн.: АО-95. Т. 1. С. 25. 1995.
- [2] Добровольский О.В. Кометы // М: Изд-во "Наука", Главная редакция физико-математической литературы, 1966. – 288 с.
- [3] Chesley S.R., Ostro S.J., Vokrouhlicky D., Capek D., Giorgini J.D., Nolan M.C., Margot J-L., Hine A.A., Benner L.A.M., Chamberlin A.B. Direct Detection of the Yarkovsky Effect via Radar Ranging to Asteroid 6489 Golevka // Science. V. **302**. P. 1739-1742. 2003.
- [4] Дубяго А.Д. О вековом ускорении движения короткопериодических комет // Астрон. журн. Т. **25**. С. 361-368. 1948.
- [5] Marsden B.G., Sekanina Z., Yeomans D. Comets and nongravitational forces. V // Astron. J. V. **78**. P. 211. 1973.
- [6] Bottke W.F., Vokrouhlický D., Rubincam D.P., Nesvorný D. The Yarkovsky and YORP Effects: Implications for Asteroid Dynamics // Annu. Rev. Earth Planet. Sci. V. **34**. P. 157-191. 2006.
- [7] Čapek D., Vokrouhlický D. Accurate model for the Yarkovsky effect // Dynamics of Populations of Planetary Systems Proceedings IAU Colloquium No. **197**. P. 171-178. 2005.
- [8] Беляев Н.А., Чернетенко Ю.А. Сопоставление двух методов учета негравитационных сил в движении комет // Бюлл. ИТА. Т. **14**. С. 455-460. 1979.
- [9] Medvedev Yu.D. Nongravitational effects in cometary motion // In: Proceedings of the first Spain-USSR workshop on positional astronomy and celestial mechanics, Spain. P. 101-113. 1991.
- [10] Обрубов Ю.В. Комплексы малых тел Солнечной системы // Астрон. журн. Т. **68**, 5. С. 1063-1073. 1991.

- [11] Чурюмов К.И. О проблемах кометно-астероидной угрозы для человеческой цивилизации: реалии и спекуляции // Современная астрономия и методика ее преподавания: материалы III Всероссийской научно-практической конференции. – Санкт-Петербург, 2002.
- [12] Угроза с неба: рок или случайность? (Под ред. А.А. Боярчука) // М: "Космосинформ", 1999. – 218 с.
- [13] Куликовский П.Г. Справочник любителя астрономии // под ред. В.Г. Сурдина, изд. 5-е, перераб. и полн. обновл. – М.: Эдиториал УРСС, 2002. – 688 с.
- [14] Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами // М.: Мир, 1986. – 664 с.
- [15] Снеткова Ю.А., Филиппов Ю.П. Температура и радиус сферы сублимации сферических частиц из  $H_2O$ ,  $N_2$ ,  $CO$ ,  $CH_4$  льдов // Теоретическая физика. Т. 7. С. 123-132. 2006.
- [16] Enzian A., Klinger J., Schwehm G. Temperature and gas production distribution on the surface of a spherical model comet in the orbit of 46P/Wirtanen // Icarus. V. **155**. P. 386-396. 1999.
- [17] Lorenz R.D., Spitale J.N. The Yarkovsky effect as a heat engine // Icarus. V. **170**. P. 229-233. 2004.
- [18] Zellner B. Asteroid taxonomy and the distribution of the compositional types // In: Asteroids (Ed. T. Gehrels), Tucson: University of Arizona Press. P. 783-807. 1979.
- [19] Шор В.А. Происхождение малых планет // В кн.: Малые планеты (под ред. Н.С. Самойлова-Яхонтова), М., "Наука". С. 283-333. 1973.