

УДАРНОЕ ОТКЛОНЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛЬНО ОПАСНЫХ АСТЕРОИДОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СОВРЕМЕННЫХ РАКЕТ-НОСИТЕЛЕЙ

Джессе Д. Коениг и Кристофер Ф. Чибба

Для отклонения астероидов от столкновения с Землей предлагались ядерные взрывы и широкий ассортимент других, еще не реализованных технологий. Напротив, в этой статье представлены реалистичные модели для отклонения в простом кинетическом столкновении с использованием действительных орбитальных элементов 795 объектов из каталога потенциально опасных астероидов (ПОА), и масс ударников, запускаемых тяжелыми ракетами-носителями Атлас V, или их эквивалентами. Авторы принимали в качестве параметров, влияние которых будет изучено, диаметр астероида, плотность, характеристики процесса образования кратера, и интервал времени до столкновения с Землей. Предполагая плотность астероидов равной плотности типичных скальных пород, в этой статье было показано, что отклонение от столкновения с Землей будет достижимо для интервала до столкновения с одиночным кинетическим перехватом для 100% ПОА с диаметром 250 м, для 20-летнего интервала с одиночным перехватом для 93% ПОА с диаметром 500 м, для 20-летнего интервала с 5 и 10 перехватами, соответственно, для 55% и 94% ПОА с диаметром 1 км, или для 100-летнего интервала с 1 или 2 перехватами, соответственно для 55% и 94% ПОА с диаметром 1 км. Учитывая вероятные будущие интервалы до столкновения для околоземных объектов, одиночное ударное отклонение с использованием современных ракет-носителей является поэтому жизнеспособной стратегией вплоть до астероидов с диаметром до километра. Этот метод обладает важными преимуществами перед другими предложениями: он не требует никаких новых технологий, не требует разработки или испытания ядерных взрывных устройств, и, вероятно, будет наименее дорогим, наименее рискованным, и наиболее быстрым в реализации.

Джессе Д. Коениг работает в компании СпейсДев, Инкорпорейтед, Поуэй, штат Калифорния, США.

Кристофер Ф. Чибба работает на факультете астрофизических наук и в программе науки и всеобщей безопасности школы общественных и международных отношений Вудро Вильсона Принстонского университета, Принстон, штат Нью-Джерси, США.

Статья получена редакцией 19 ноября 2006 года и принята к опубликованию 19 января 2007 года.

Авторы благодарят К. Холсэппла (Университет Вашингтона) за обсуждения моделей кратерообразования и Б. Каттера (фирма Локхид-Мартин) за использование рабочих данных ракеты-носителя Атлас V. Эта работа была частично поддержана Корпорацией Карнеги Нью-Йорка через Центр международной безопасности и сотрудничества Стэнфордского университета, фонд МакАртура и компанию СпейсДев, Инкорпорейтед.

Почтовый адрес для корреспонденций: Jesse D. Koenig, SpaceDev Inc., 13855 Stowe Drive, Poway, CA 92064, USA. E-mail: jesse@spacedev.com.

БАЗОВЫЕ СВЕДЕНИЯ

Было предложено много методов для отклонения астероидов от столкновения с Землей, включая ядерные взрывы^{1,2}, ионные двигатели с ядерным источником энергии³, солнечные паруса⁴, массовые движители⁴, гравитационные буксиры⁵, и более экзотичные технологии. Однако, отклонение простым ударом^{2,4}, если бы было показано, что оно будет жизнеспособным для крупных астероидов, обладало бы важными преимуществами перед другими предложениями: оно не требовало бы новых технологий и, вероятно, было бы наименее дорогим, наименее рискованным, и быстрее всего осуществимым. Кроме того, оно было бы намного более простым в политическом аспекте при разработке и испытаниях по сравнению с любым

вариантом, включающим ядерные взрывные устройства. Эта статья представляет реалистичные модели отклонения при кинетическом ударе с использованием реальных орбитальных элементов 795 каталогизированных потенциально опасных астероидов (ПОА)⁷. Авторы принимали в качестве параметров, влияние которых будет изучено, диаметр астероида, плотность, характеристики кратерообразования, и интервал времени предупреждения до столкновения с Землей. По мере того, как каталог околоземных объектов (ОЗО) будет расширяться, времена предупреждения для любого открываемого сталкивающегося с Землей объекта будут, вероятно, составлять сто или двести лет, что соответствует временному горизонту, до которого обычно могут быть предсказаны орбиты ОЗО⁸. Простое ударное столкновение может быть жизнеспособной стратегией даже для астероидов диаметром с километр.

Столкновения с такими большими объектами, как болид К/Т с диаметром около 10 км, который ударил по Земле с энерговыделением порядка 10^8 мегатонн, происходят примерно раз в 100 миллионов лет⁹. В 1908 году астероид с диаметром около 60 м взорвался над Сибирью в районе Тунгуски, высвободив около 10 мегатонн энергии, эквивалентной взрыву большой ядерной боеголовки¹⁰; столкновения такого масштаба происходят примерно каждые 1000 лет¹¹. Между столкновениями, приводящими к массовому уничтожению, и к местным разрушениям, находится класс глобальной катастрофы с объектами от 1 до 2 км, столкновения с которыми происходят примерно раз в миллион лет.

Усилия по обнаружению, каталогизации, и отслеживанию популяции ОЗО идут полным ходом, и к 28 ноября 2006 года было обнаружено примерно 85% из оцениваемых 1000 ОЗО с диаметром более 1 км¹². Обзор является полным для ОЗО с диаметром более 5 км, в тех пределах, в которых орбиты могут быть надежно предсказаны (около столетия, с дополнительной неопределенностью из-за ограничений наблюдения и точности моделирования, и исходом близкого прохождения рядом с планетами), ни один из них не угрожает Земле^{8,21}. Характеризация этих объектов менее развита, и исследования и разработки отклонения ОЗО едва начинаются^{13,22}.

ОТКЛОНЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКИМ УДАРОМ

Отклонение кинетическим ударом включает одну миссию, или более, в которой обычная ракета-носитель космического аппарата доставляет полезную нагрузку в виде инертной массы на траекторию столкновения с угрожающим астероидом с относительной скоростью удара, обычно составляющую от 10 до 30 км/с. Этот ударник присоединен к блоку космического аппарата, который обеспечивает точное наведение на конечном участке. Диссипация кинетической энергии при ударе приводит к взрывному образованию кратера и выбросу вещества астероида в космос. Этот выброс действует как двигатель для астероида, придавая ему момент импульса, в дополнение к моменту импульса самого ударника⁴.

Ударник направляется в место удара на астероиде, в котором поверхность перпендикулярна желаемому изменению скорости. Это желаемое ΔV параллельно скорости астероида, или противоположно ей, таким образом, чтобы общее воздействие было направлено к изменению большой полуоси и периода орбиты астероида. С каждым последующим оборотом астероида вокруг Солнца его положение будет еще более отклоняться от того, которое он занимал бы без столкновения, так что эффект будет накапливаться до тех пор, пока эфемериды астероида не изменятся настолько, чтобы астероид не столкнулся с Землей. Необходимое смещение предполагается равным одному радиусу Земли (R_{\oplus}). Следовательно, астероид должен быть отклонен таким образом, чтобы в тот момент, когда согласно прогнозу должно было произойти столкновение с Землей, астероид сместился бы на R_{\oplus} вдоль своей орбиты с того места, где он должен был находиться.

В реальном сценарии требуемое расстояние смещения будет зависеть от конкретной орбиты астероида и связанных с ней неопределенностей, по отношению к орбите Земли. Большая часть ПОА обращается вокруг Солнца в том же направлении, что и Земля, так что если траектория ПОА будет пересекать траекторию Земли, угол между их скоростями будет меньше 90° и одно из тел будет по сути нагонять другое. Эта геометрия, наряду со сферической формой Земли, приведет к требуемому смещению, меньшему, чем R_{\oplus} (не принимая во внимание неопределенности орбиты), даже если вектор скорости астероида будет прохо-

дять прямо через центр Земли во время столкновения. Если этот вектор не проходит через центр, то требуемое смещение будет еще меньше. Однако, эти эффекты несколько изменяются под влиянием гравитационной фокусировки, которая делает эффективный радиус Земли равным примерно $1,4R_{\oplus}$ для типичных относительных скоростей.

ПОТЕНЦИАЛЬНО ОПАСНЫЕ АСТЕРОИДЫ

В этом моделировании использовались реальные орбитальные элементы 795 ПОА, вместе с требованием смещения в $1 R_{\oplus}$, определенные в программе околоземных объектов (ОЗО) НАСА для определения технической реализуемости перевода полезной нагрузки реальной ракеты с орбиты Земли на орбиту ПОА. В программе ОЗО ПОА определяется как такие астероиды, у которых «минимальное расстояние пересечения орбиты Земли равно 0,05 а.е., или менее, и абсолютная величина (H) равна 22,0, или менее»⁷. Минимальное расстояние пересечения орбиты (МРПО) Земли определяет самое близкое расстояние, на которое может приблизиться астероид к Земле, пока он находится на своей текущей орбите. Астероиды с небольшим МРПО Земли могут стать сталкивающимися с Землей объектами из-за того, что их орбиты изменяются со временем из-за гравитационных возмущений удаленных планет, и, в особенности, из-за взаимодействия с планетами на малых расстояниях¹⁴. Абсолютная величина $H = 22$ соответствует диаметру примерно 150 м для альbedo, равного 13% (ссылка 7), так что диаметр большинства ПОА будет превышать 150 м. на 24 июля 2005 года ПОА составляли 19% от околоземных объектов (околоземных астероидов и околоземных комет).

В то время как орбитальные элементы ПОА измерены хорошо, другие свойства определены намного хуже. Хотя визуальные величины установлены, значения альbedo, необходимые для преобразования в размеры, известны не очень хорошо. Даже если известен размер, плотность, и, следовательно, масса, не известна. Другими обычно неизвестными характеристиками являются состав, структура, размер и форма. Из-за этих неопределенностей, и из-за того, что полезно использовать в моделировании параметрический подход, в этом анализе использовались орбитальные элементы ПОА, но другие параметры гипотетических астероидов изменялись все вместе, так что в конкретном моделировании все 795 астероидов имели одни и те же свойства, за исключением орбитальных элементов.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАЕКТОРИЙ ПЕРЕХВАТА

Когда будет предсказано, что большой астероид столкнется по Земле, и если в качестве метода отклонения будет избран кинетический удар, то к определению оптимальной траектории от Земли до астероида будут приложены значительные усилия; траектория будет уникальной для конкретного сценария, и она может включать множественные последовательные маневры приложения тяги различными степенями, и (или) гравитационные маневры. Однако, для моделирования большого количества полетов к астероидам в этом анализе используются простые методы перехвата, рассчитанные по методу Ламберта¹⁵, использующий только один тяговый маневр (не включая ступеней, необходимых для выхода из земного притяжения, или небольших маневров для коррекции траектории, выполняемых космическим аппаратом, прикрепленным к ударнику). В дополнение к облегчению обобщенного анализа многих траекторий, этот подход дает консервативные результаты, поскольку во многом он будет улучшен при подробном индивидуальном анализе сценария.

АРХИТЕКТУРА МОДЕЛИРОВАНИЯ

В каждом сеансе моделирования создавались 795 гипотетических астероидов с реальными орбитальными элементами ПОА и выбором параметров, включающих размер, плотность, и модель образования кратера. Также выбиралась плотность ударника; поскольку более высокая плотность дает большую эффективность отклонения, авторы обычно предполагали ударник изготовленным из обедненного урана с плотностью 19 г/см^3 . авторы моделиро-

вали орбитальные элементы a (большая полуось), e (эксцентриситет), i (наклонение), и ω (аргумент перигелия), но не использовали реальных значений Ω (прямое восхождение восходящего узла), или v (истинная аномалия). Эти два последних элемента имели бы отношение к описанию ориентации орбиты астероида по отношению к орбите Земли, если бы орбита Земли не рассматривалась как круговая, и к описанию положения каждого тела на орбите в указанный момент времени. Орбита Земли предполагается круговой и не имеет заблаговременного знания времени запуска для полета.

Для каждого гипотетического астероида рассчитывались траектории перехвата из различных точек орбиты Земли к различным точкам орбиты астероида, и также изменялась большая полуось эллипса, к которому принадлежали орбиты перехвата. Большая полуось траектории изменялась от минимально возможного значения, a_m , до $2 \cdot a_m$, с шагом в $0,04 \cdot a_m$ (общие результаты улучшаются, когда увеличивается верхний предел и уменьшается шаг, но недостатком является рост требований к вычислениям; верхний предел и величина шага определялись так, чтобы достичь компромисса между увеличением выигрыша и уменьшением объема вычислений). Результаты вычисления выражались в терминах отношения λ_{mass} массы ударника, требуемой для адекватного отклонения, к максимальной массе, доставляемой на выбранную траекторию одной конкретной ракетой-носителем. Округленное до следующего целого числа, отношение λ_{mass} дает количество запусков, требуемое для достаточного отклонения для предотвращения столкновения с Землей.

ВЕРОЯТНОСТЬ РЕЗУЛЬТАТОВ

Наиболее эффективное теоретически возможное отклонение может быть найдено, если позволить ударнику выходить из любой точки земной орбиты, и приходить в любую точку орбиты астероида. Однако, в действительности результирующая идеальная геометрия Земли и астероида может быть никогда не достигнута. Моделирование находит величину λ_{mass} , для которой имеется определенная вероятность того, что эта величина, или меньшая ее, может быть достигнута в течение определенного времени ожидания благоприятной геометрии запуска для Земли и астероида. В этой статье сообщаются результаты, полученные по методу Монте-Карло, согласно которым вероятность достижения таких результатов, или лучших, равна 60% для 10 лет, и 80% для 20 лет (Приложение I). Таким образом, для каждого астероида в статье сообщается значение λ_{mass} (Табл. 1 и Рис. 2) такое, что в каждый данный момент времени будет 60% шансов на то, что в последующие 10 лет возникнет геометрия Земли и астероида, позволяющая произвести запуск на траекторию перехвата Ламберта, приводящую к сообщаемому значению, или меньшему его. В действительности используемая траектория может быть более сложной, чем используемая в настоящих моделях траектория Ламберта, что позволит ей быть более адаптированной к текущей или ближайшей геометрии, и, следовательно, сокращающим время ожидания до запуска.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАКЕТЫ-НОСИТЕЛЯ

Для того, чтобы реалистично и консервативно оценить полезность ударного отклонения, в этой статье рассматриваются только доступные ракеты-носители или их эквиваленты. Двумя самыми большими ракетами-носителями США являются Дельта IV (версия большой грузоподъемности HLV) компании «Боинг» и Атлас V (версия большой грузоподъемности HLV) компании «Локхид Мартин», которые обладают примерно одинаковыми возможностями. Авторы выбрали Атлас V HLV в конфигурации верхней ступени «Центавр» с одним двигателем. Не ясно, будет ли построен Атлас V HLV, но уже был проведен испытательный полет сравнимой по возможностям Дельта IV HLV. НАСА планирует построить грузовой вариант ракеты-носителя Арес V с гораздо большей грузоподъемностью, чем у Атлас V HLV и Дельта IV HLV, но этот вариант здесь не рассматривается.

Возможности ракеты-носителя измеряются зависимостью параметра C3 от доставляемой массы полезной нагрузки. Этот параметр равен удвоенной удельной кинетической энергии, доступной для выхода за пределы второй космической скорости Земли, то есть C3, равное 0, указывает, что полезная нагрузка только достигла второй космической скорости, а C3,

равное $100 \text{ км}^2/\text{с}^2$, означает, что полезная нагрузка может выйти на межпланетную орбиту со скоростью по отношению к Земле (v_∞) в 10 км/с. Для каждой траектории, проанализированной в моделировании, было рассчитано требуемое СЗ, так же, как и требуемая масса ударника. Для требуемого СЗ максимально доставляемая масса рассчитывалась с помощью полиномиальной функции подгонки к цитированным значениям характеристик ракеты-носителя (Рис. 1). После этого рассчитывалось значение λ_{mass} , и оно использовалось в качестве метрики, по которой выбирались траектории, и по которой измерялись общие результаты.

РАСЧЕТ МАССЫ УДАРНИКА

Для того, чтобы рассчитать требуемую массу ударника для заданной траектории перехвата, определим требуемое изменение скорости ΔV , которое должно быть приложено к астероиду (Приложение II):

$$\Delta V = \frac{2\pi \cdot \delta \cdot a \cdot (1-e^2)^{0.5}}{3 \cdot t \cdot C \cdot [e \sin \phi \sin \nu + K_\phi (1 + e \cos \nu)]} \quad (1)$$

где ϕ - угол пути полета астероида (угол между вектором скорости астероида и линией, перпендикулярной радиус-вектору от Солнца до астероида):

$$\phi = \cos^{-1} K_\phi \quad \begin{array}{l} \phi(\nu < \pi) \\ \phi(\nu > \pi) < 0 \end{array} \quad (2)$$

$$K_\phi = \left[\frac{(1 + e \cos \nu)^2}{2(1 + e \cos \nu) - (1 - e^2)} \right]^{0.5} \quad (3)$$

S – требуемое смещение астероида вдоль его орбиты во время предсказанного столкновения с Землей, а – большая полуось орбиты астероида, ν - истинная аномалия во время возмущения (когда астероид сталкивается с ударником), t – время между возмущением и предсказанным столкновением с Землей, и C – протяженность орбиты астероида (Приложение III).

Для того, чтобы найти требуемую массу ударника, используйте отношение баланса импульса (Приложение IV):

$$\Delta V = \frac{m_i V_i |\sin \omega_i|}{m_a} + \frac{\Delta P_{ej}}{m_a - \frac{1}{2} m_{ejT}} \quad (4)$$

где m_i – масса ударника, V_i – относительная скорость удара, ω_i – угол удара, m_a – масса астероида (для расчета массы астероиды предполагаются сферическими), ΔP_{ej} – полный импульс выброса, и m_{ejT} – полная масса выброса. ΔV находится из уравнения 1, как V_i , так и ω_i могут быть найдены из анализа конкретной траектории Ламберта, а m_a является параметром. Для того, чтобы найти m_i , требуется модель образования кратера, дающая массу и импульс выброса как функцию известных значений и m_i .

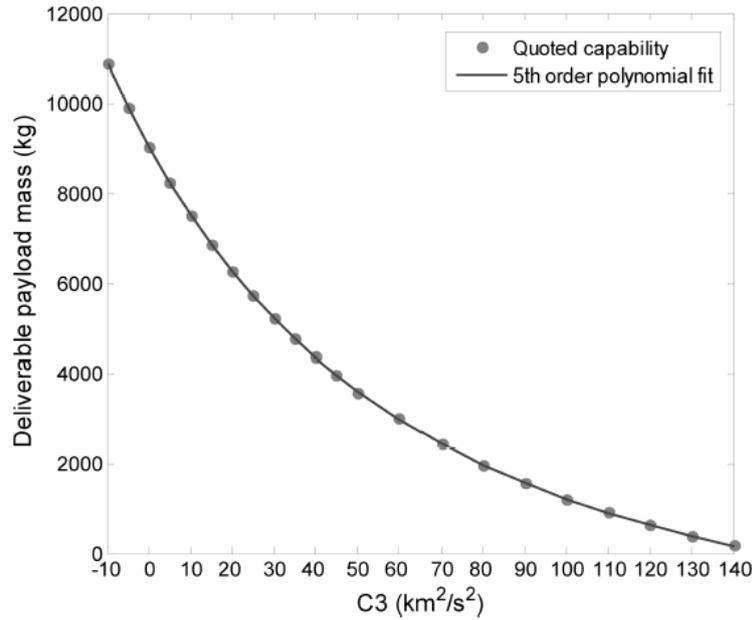


Рис. 1. Цитированные характеристики ракеты-носителя¹⁶, и полиномиальная функция подгонки 5-го порядка к этим данным. Функция подгонки максимальной массы приводится только для полезной нагрузки ракеты-носителя. Ракета-носитель Атлас V HLV SEC имеет возможность оставить ступень Центавр присоединенной к полезной нагрузке после выгорания, что добавит к массе, ударяющей по астероиду, дополнительные 2 500 кг. Для консервативности эта масса не включалась в максимальную массу, но она остается источником запаса для результатов.

Элемент выброса с массой m вкладывает импульс $m \cdot V_{final}$, где V_{final} - скорость выброса по отношению к астероиду после того, как он выйдет из поля тяжести астероида: $V_{final} = (V_{ej}^2 - V_{esc}^2)^{0,5}$ где V_{ej} - начальная скорость выброса по отношению к астероиду, и V_{esc} - скорость для выхода из поля тяготения астероида, равная $(2 \cdot G \cdot m_a / r_a)^{0,5}$, где G – универсальная гравитационная постоянная, и r_a – радиус астероида. При образовании кратера образуется выброс в диапазоне начальных скоростей и поэтому величина ΔP_{ej} находится интегрированием по начальным скоростям:

$$\Delta P_{ej} = \int_{V_{esc}}^{\infty} V_{final} \cdot \sin \theta \cdot \frac{dm_{ej}}{dV_{ej}} \cdot dV_{ej} \quad (5)$$

где θ – угол выброса, принятый равным 45° (ссылка 4) и dm_{ej}/dV_{ej} определяется из выражения¹⁷ для объема выброса Vol_{ej} с начальной скоростью, большей V_{ej} :

$$Vol_{ej} (> V_{ej}) R^{-3} = K \left(\sqrt{gR} / V_{ej} \right)^\zeta \quad (6)$$

где R – радиус переходного (первоначально образованного) кратера, K и ζ - зависящие от мишени константы, и g – сила тяжести на поверхности астероида. В литературе по образованию кратеров ζ обычно обозначается как ν , в этом исследовании применяется ζ для устранения двусмысленности. Модель гравитационного масштабирования была выбрана для того, чтобы описывать астероиды из несвязного материала, или такие, где ударная волна от столкновения фрагментирует первоначально связанный материал перед изменением кратера, так что в момент выброса материала от больше не будет связным¹⁸.

R может быть выражен как функция от g , V_i , m_i , ρ_a (плотности астероида), ρ_i (плотности ударника), и зависящих от мишени констант C_D и β (β определяется ζ в случае гравитационного масштабирования; см. Приложение V) комбинацией отношений для кратера (определе-

ние описывается в Приложении VI)¹⁹. Обнаружено, что масса ударника, требуемая для придания конкретного приращения скорости ΔV астероиду, будет равна:

$$m_i = \left(-B - \sqrt{B^2 - 4AC} \right) / 2A \quad (7)$$

где

$$A = k_1 k_4 \quad (8)$$

$$B = -\Delta V \cdot k_3 k_4 - k_1 k_3 - k_2 k_3 \quad (9)$$

$$C = \Delta V \cdot k_3^2 \quad (10)$$

и

$$k_1 = V_i |\sin \omega_i| \quad (11)$$

$$k_2 = \sin \theta \cdot \zeta K C_D^{3+\zeta/2} V_i^\zeta \rho_a^{-\zeta/6} \rho_i^{\zeta/6} \cdot \int_{V_{esc}}^{\infty} \left(V_{ej}^2 - 2\mu_a / r_a \right)^{0.5} V_{ej}^{-\zeta-1} dV_{ej} \quad (12)$$

$$k_3 = m_a \quad (13)$$

$$k_4 = \frac{1}{2} K C_D^{3+\zeta/2} 2^{\frac{3(1+\beta)}{\beta-1}} V_i^\zeta \rho_a^{-\zeta/6} \rho_i^{\zeta/6} V_{esc}^{-\zeta} \quad (14)$$

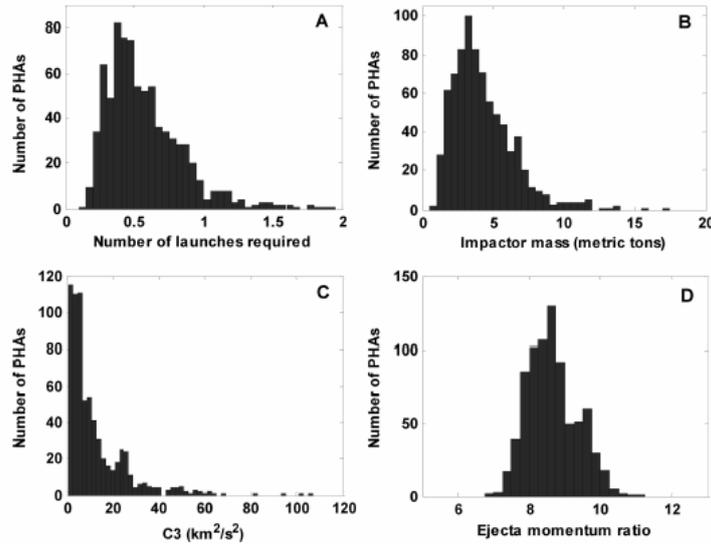


Рис.2. Гистограммы для модели 3 (табл. 1). А - количество требуемых запусков (λ_{mass}); В - масса ударника (в тоннах); С - С3 (в km^2/s^2); D - отношение импульса выброса. По вертикальной оси отложено количество ПОА на элемент гистограммы.

МОДЕЛИ ОБРАЗОВАНИЯ КРАТЕРА

В этом исследовании используется набор констант процесса образования кратера, определенный экспериментально с сухим песком из Оттавы в качестве материала мишени^{17,19}: $K = 0,32$; $\zeta = 1,22$ и $C_D = 1,68$. Это наиболее консервативный набор, в котором получается наименьшее значение отношения импульса выброса, который удалось найти авторам в литературе. Отношение импульса выброса представляет собой отношение полного импульса выброса к импульсу ударника; обе величины берутся по отношению к астероиду. Оно не является отношением эффективного импульса, который применяется для придания желаемого приращения скорости ΔV . Эффективный импульс выброса равен полному импульсу выброса, умноженному на синус угла выброса, принимаемому равным 45° (ссылка 4). В предположении, что ударник направляется на участок поверхности астероида, перпендикулярный же-

лаемому приращения скорости ΔV , выброс будет направлен в оптимальном направлении независимо от направления скорости ударника. Эффективный импульс ударника равен импульсу ударника, умноженному на синус угла падения, который лежит в пределах от 0° до 90° , в зависимости от орбиты астероида и траектории перехвата.

В расчетах модель песка из Оттавы дает отношение импульсов выброса от 5 до 17 (см. Рис. 2D). Модель образования кратера Холсэппла²⁰ предполагает отношение импульсов, равное 38,5 и авторы проводили расчеты и в этом предположении. Уравнение 6.6 в ссылке 20 должно быть:

$$P = \int_{V_1}^{V_2} V dM = \frac{1,65(0,06)}{0,65} mU \left(\left(\frac{V_1}{U} \right)^{-0,65} - \left(\frac{V_2}{U} \right)^{-0,65} \right) \quad (15)$$

Д-р Холсэппл подтвердил эту поправку 24 июля 2006 г. в личном сообщении. Уравнение 6.7 в ссылке 20 должно теперь стать: $P = 38,5 mU$, что указывает на отношение импульса выброса, равное 38,5, вместо 13,6. И, наконец, для модели наихудшего случая и для обращения к опасениям того, что очень пористые околоземные объекты будут давать очень малые выбросы²⁰, авторы моделировали объекты без выброса.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Сводка результатов для выбранных моделей приведена в табл. 1; более подробные результаты показаны для конкретной модели (рис. 2).

ДВОЙНЫЕ АСТЕРОИДЫ

Согласно оценкам, около 15% околоземных астероидов с диаметром более 300 м являются двойными астероидами²³. Кинетический удар может оказаться более сложным в исполнении для двойных астероидов, но в подавляющем большинстве случаев может быть столь же эффективным, как и для одиночных астероидов. При ударе по телу в двойной системе может быть три различных исхода:

- Случай 1: Результирующее приращение скорости столкнувшегося тела может оказаться достаточно большим, чтобы разрушить двойную орбиту, вызвав расхождение двух тел.
- Случай 2: Приращение скорости не вызовет расхождения двух тел, но сделает их орбиту неустойчивой, что приведет к их столкновению и образованию единого тела.
- Случай 3: Два тела останутся на орбите, обращаясь друг вокруг друга.

В случаях 2 и 3, где два тела остаются связанными вместе, результат столкновения с любым телом в двойной системе для целей отклонения будет тем же самым, что и для удара по одиночному астероиду. Импульс сохраняется, и поэтому импульс, переданный одному из тел, будет передан всей системе, и результирующее приращение скорости ΔV для системы будет тем же самым, что и для астероида аналогичной массы. В Случае 1, оба тела после расхождения могут иметь траектории, существенно отличные от траектории первоначальной двойной системы в отношении отклонения от столкновения с Землей. Случай 1 включает также больше риска и больше неопределенности, если одно из тел не будет адекватно отклонено.

В случае 1 может потребоваться, что полученное приращение скорости ΔV должно быть по крайней мере так же велико, как разность между относительной скоростью тел и их общей скоростью убегания. Для двойной системы с двумя телами общей массой m_T и расстоянием между ними d на круговых орбитах вокруг их центра масс будет равно $V_{rel} = (Gm_T/d)^{1/2}$ и их общая скорость убегания будет равна $V_{cm} = 2^{1/2} \cdot V_{rel}$. Для заданных m_T и d случай 1 будет менее вероятным для систем с большим различием между размерами двух тел, в предположении удара по более крупному телу. Поэтому случай 1 будет более вероятен для тел одинакового размера.

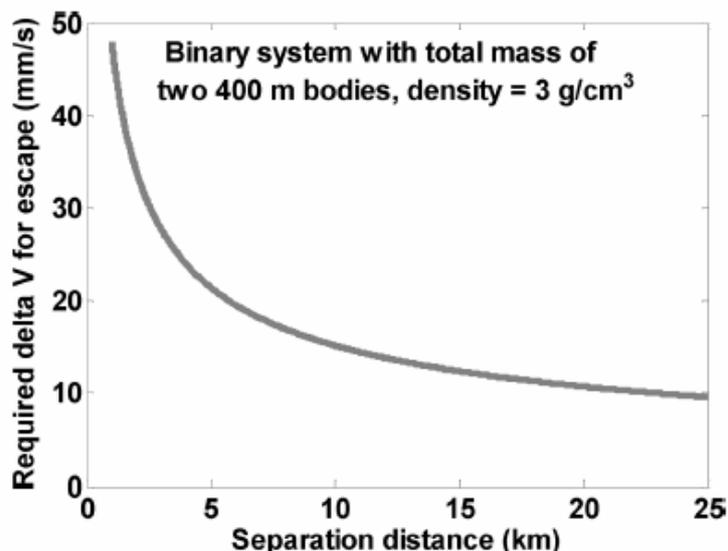


Рис. 3. Минимальное требуемое приращение скорости ΔV (в мм/с) для двойной системы астероидов с общей массой, равной двум телам по 400 м с плотностью 3 г/см³, приложенное к любому телу для достижения общей скорости убегания, в зависимости от расстояния между телами (в км).

Рассмотрим двойную систему астероидов из двух тел размером 400 м (с примерно такой же общей массой как у одного астероида в 500 м), плотностью 3 г/см³, как это представлено на рис. 3. На расстоянии в 23 км минимальное требуемое приращение скорости ΔV , прилагаемое к любому из тел для их перманентного расхождения, будет равно 10 мм/с, если приращение скорости ΔV будет в точности параллельно скорости сталкивающегося тела по отношению к центру масс. На рис. 4 показано, что для времени задержки в 20 лет требуемое приращение скорости ΔV для отклонения для подавляющего большинства ПОА будет меньше 5 мм/с.

Следовательно, для двойного астероида из двух тел диаметром по 400 м и плотностью по 3 г/см³, разделенных на 23 км, или менее, требуемое приращение скорости ΔV для отклонения с 20-летней задержкой будет меньше, чем минимальное требуемое для разделения приращение скорости ΔV , и разделение никогда не произойдет. Даже при меньшем приращении скорости ΔV для расхождения, или большем приращении скорости ΔV для отклонения, время для столкновения можно выбрать таким образом, чтобы приращение скорости ΔV не было параллельно скорости сталкивающегося тела по отношению к центру масс, приращение скорости ΔV не увеличит величину скорости и разделение не произойдет.

Таким образом, для двойных астероидов, отклонение ударом в случаях 2 и 3 будет давать эффективно те же самые результаты, что и для одиночного астероида, в то время как мало вероятно, что возникнет случай 1. Более того, адекватное отклонение может быть достигнуто даже в случае 1. Вероятно, наибольшее различие при ударе в двойной системе будет связано с дополнительными проблемами в нацеливании и управлении ударником.

ВЫВОДЫ

В предположении времени задержки в двадцать лет одиночный удар является эффективным методом отклонения при нескольких запусках (от 1 до 3) для ПОА с диаметром до 500 м, как с плотностью скальных пород (3 г/см³) и значительными выбросами из кратера, так и с малой плотностью (0,5 г/см³) и отсутствием выброса, что перекрывает большинство потенциальных угроз. Важно отметить, что авторы не делали предположений об очень большом объеме выброса. Фактически, их модель образования кратера дает отношения импульсов выброса, значительно меньшие, чем некоторые другие, которые можно найти в литературе (например, отношения, показанные на рис. 2D, лежат в пределах от 8 до 10, по

сравнению с 38,5 в модели Холсэппла²⁰). Различные астероиды имеют различные физические свойства, так что они будут обладать различным поведением при образовании кратера; пористые и несвязные астероиды могут давать очень малое количество выброса, и поэтому авторы также моделировали столкновения с нулевым выбросом для предоставления экстремально наихудшего варианта удара.

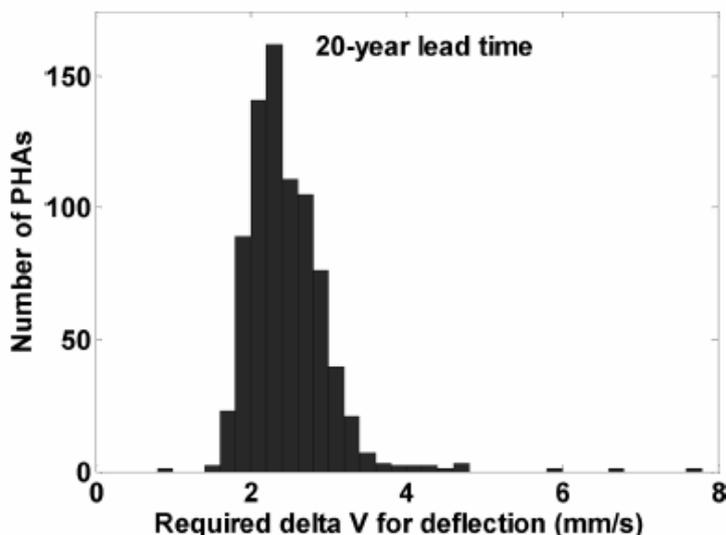


Рис. 4. Гистограмма распределения количества ПОА по требуемому приращению скорости (в мм/с) для смещения на 1 радиус Земли с 20-летним временем задержки.

В предположении времени задержки в сто лет и нескольких запусков, отклонение ударом является эффективным при образовании значительного кратера для подавляющего большинства ПОА из скальных пород с диаметром до 1 км, и без выброса для ПОА из скальных пород с диаметром до 400 м, или ПОА с низкой плотностью с диаметром до 750 м. Более того, из-за своей простоты, технологической готовности, и малого уровня риска, кинетический удар может все еще оставаться предпочтительным вариантом в случае большего требуемого количества запусков для особенно больших астероидов или для меньших времен предупреждения. При 20-летнем времени задержки, пять и десять перехватов успешно отклонят 55% и 94%, соответственно, ПОА из скальных пород с диаметром до 1 км.

Самым большим источником неопределенности при моделировании отклонения ударом является модель образования кратера, которая определяет импульс, передаваемый выбросу. Теоретическое и экспериментальное исследование образования кратеров продолжается, и рамки анализа авторов позволяют включать другие модели кратеров, которые могут принести реальные следствия, относящиеся к отклонению ударом. В частности, уменьшенные по масштабам космические проекты по отклонению астероидов (то есть, учебные проекты) могут оказаться очень полезными для доказательства концепции, а также для улучшения возможности предсказать динамику образования кратера, в особенности, если они будут коррелированы с дистанционными наблюдениями астероидов. Более того, как показал проект НАСА «Дип Импакт», такие исследования вероятно, принесут значительные научные результаты, относящиеся к составу и физической структуре малых тел.

Помимо необходимости в учебных проектах, результаты предполагают, что увеличенные инвестиции в дистанционные наблюдения околоземных объектов могут значительно увеличить потенциальную полезность отклонения ударом несколькими способами. Более надежные наблюдения околоземных объектов позволят повысить точность определения орбиты, что в свою очередь даст большие времена задержки, пропорционально увеличивая эффективность отклонения ударом. Также, важным аспектом проекта отклонения – будь учебного или реального устранения угрозы – является измерение эффекта удара, то есть, измерение приданного приращения скорости ΔV . Это измерение может быть осуществлено вторым наблюдающим космическим аппаратом, как в проекте «Дип Импакт» и планируемом проекте ЕКА «Дон Кихот», или это может быть сделано при помощи надежных наземных наблюдений. В особенности для учебных проектов, измерения ΔV с Земли могут исключить необхо-

димось в наблюдающем космическом аппарате, значительно уменьшив стоимость и сложность проекта. Наконец, высокоточные наземные наблюдения могут быть использованы для характеристики астероида как мишени до осуществления проекта, давая сведения о его размерах, форме, структуре, плотности, скорости вращения, и одиночной или двойной природе. Все эти знания будут полезными для планирования более эффективного проекта отклонения, а также создадут возможность для предсказания эффектов кинетического удара для заданного околоземного объекта, основанную на его предшествующих наблюдениях. Для всех этих приложений дистанционного зондирования межпланетный радар, такой, как в Аресибо на Пуэрто-Рико, может быть наиболее эффективной из существующих технологий.

Табл. 1. Сводка выбранных результатов моделирования. Для всех представленных моделей величина общего отклонения равна одному радиусу Земли, и вероятность достижения такого результата равна 60%, или более (т.е., такой процент ПОА, или более, будет отклонен может быть отклонен в заданном количестве пусков), в течение 10 лет для ожидания приемлемой геометрии расположения Земли и астероида, и 80% в течение 20 лет.

Модель	Диаметр астероида (м)	Плотность астероида (г/см ³)	Плотность ударника (г/см ³)	Время от удара до предсказанного столкновения с Землей (лет)	Модель Кратера	Количество запусков/ Процент ПОА, которые могут быть отклонены при таком или меньшем количестве запусков	
1	1000	3	19	100	Песок из Оттавы	1/55%	2/94%
2	1000	3	19	20	Песок из Оттавы	5/55%	10/94%
3	500	3	19	20	Песок из Оттавы	1/93%	2/100%
4	250	3	19	5	Песок из Оттавы	1/100%	
5	1000	3	8,9	100	Песок из Оттавы	1/44%	2/91%
6	1000	1,5	19	100	Песок из Оттавы	1/97%	2/100%
7	1000	0,5	19	20	Песок из Оттавы	1/95%	2/100%
8	500	1,5	19	10	Песок из Оттавы	1/100%	
9	500	0,5	19	3	Песок из Оттавы	1/99%	2/100%
10	1000	3	Не применимо	50	Отношение = 38,5	1/99%	2/100%
11	1000	3	Не применимо	100	Без выброса	10/57%	30/97%
12	750	0,5	Не применимо	100	Без выброса	1/74%	2/95%
13	400	3	Не применимо	100	Без выброса	1/78%	2/97%
14	500	0,5	Не применимо	20	Без выброса	1/54%	3/96%
15	250	3	Не применимо	20	Без выброса	1/71%	3/99%
16	250	1,5	Не применимо	20	Без выброса	1/92%	2/100%
17	250	0,5	Не применимо	5	Без выброса	1/86%	2/99%
18	150	3	Не применимо	20	Без выброса	1/100%	

Удар является сравнительно недорогим и простым методом отклонения, который не требует ядерного оружия или развития экзотической технологии, и он будет эффективным во всех сценариях, за исключением наиболее масштабных угроз. Метод и его преимущества получают выгоду от инвестиций в высокоточное дистанционное зондирование околоземных объектов, как, например, с помощью радара, и от начала пробных космических проектов уменьшенного масштаба.

ПРИМЕЧАНИЯ И ССЫЛКИ

1. V. A. Simonenko, V. N. Nogin, D. V. Petrov, O. N. Shubin, and J. C. Solem. "Defending the Earth against Impacts from Large Comets and Asteroids." Hazards Due to Comets and Asteroids, T. Gehrels, Ed. (Univ. of Arizona Press, Tucson, (1994): 929-953.
2. T. J. Ahrens, and A. W. Harris. "Deflection and Fragmentation of Near-Earth Asteroids." Hazards Due to Comets and Asteroids, T. Gehrels, Ed. (Univ. of Arizona Press, Tucson, 1994): 897-927.
3. R. L. Schweickart, E. T. Lu, P. Hut, and C. R. Chapman. "The Asteroid Tugboat." Scientific American (November 2003): 54-61.
4. H. J. Melosh, I. V. Nemchinov, and Y. I. Zetzer, "Non-Nuclear Strategies for Deflecting Comets and Asteroids." Hazards Due to Comets and Asteroids, T. Gehrels, Ed. (Univ. of Arizona Press, Tucson, 1994): 1111-1132.

5. E. T Lu, and S. G. Love. "Gravitational Tractor for Towing Asteroids." *Nature* 438 (2005): 177-178.
6. C. Gritzner, & R. Kahle. "Mitigation Technologies and Their Requirements." *Mitigation of Hazardous Comets and Asteroids*, M. J. S. Belton, T H. Morgan, N. Samarasinha, and D. K. Yeomans, Eds. (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2004): 167-200.
7. D. Yeomans. NASA Near Earth Object Program website (2006; <http://neo.jpl.nasa.gov/neo/groups.html>).
8. D. Morrison. "Defending the Earth against Asteroids: The Case for a Global Response." *Sci. Global Sec.* 13(1-2) (2005): 87-103.
9. D. Morrison, C. R. Chapman, and P. Slovic. "The Impact Hazard." *Hazards Due to Comets and Asteroids*, T Gehrels, Ed. (Univ. of Arizona Press, Tucson, 1994): 59-91.
10. C. F. Chyba, P. J. Thomas, and K. J. Zahnle. "The 1908 Tunguska Explosion: Atmospheric Disruption of a Stony Asteroid." *Nature* 361 (1993): 40-44.
11. M. Di Martino, and A. Cellino. "Physical Properties of Comets and Asteroids Inferred from Fireball Observations." *Mitigation of Hazardous Comets and Asteroids*, M. J. S. Belton, T. H. Morgan, N. Samarasinha, and D. K. Yeomans, Eds. (Cambridge Univ. Press, Cambridge, (2004): 153-166.
12. D. Yeomans. NASA NEO Program website, Frequently Asked Questions (2006; <http://neo.jpl.nasa.gov/faq>).
13. M. J. S. Belton. "Towards a National Program to Remove the Threat of Hazardous NEOs." *Mitigation of Hazardous Comets and Asteroids*, M. J. S. Belton, T. H. Morgan, N. Samarasinha, and D. K. Yeomans, Eds. (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2004): 391-410.
14. T. Bowell, & B. Koehn. Minimum Orbital Intersection Distance (1996, Lowell Observatory; <http://www.lowell.edu/users/elgb/moid.html>).
15. J. A. Prussing, and B. A. Conway. "Lambert's Problem." *Orbital Mechanics* (Oxford Univ. Press, Oxford, 1993): 62-79.
16. Atlas V performance chart obtained October 28, 2003 via personal communication from Bernard Kutter, Manager of Advanced Launch Systems, Lockheed Martin; used with permission.
17. K. R. Housen, R. M. Schmidt, and K. A. Holsapple. "Crater Ejecta Scaling Laws: Fundamental Forms based on Dimensional Analysis." *J. of Geophysical Research* 88(B3) (1983): 2485-2499.
18. E. Asphaug, and H. J. Melosh. "The Stickney Impact of Phobos: A Dynamical Model." *Icarus* 101 (1993): 144-164.
19. K. A. Holsapple, and R. M. Schmidt. "On the Scaling of Crater Dimensions." *J. of Geophysical Research* 87(B3) (1982): 1849-1870.
20. K. A. Holsapple. "About Deflecting Asteroids and Comets." *Mitigation of Hazardous Comets and Asteroids*, Belton, M. J. S., Morgan, T. H., Samarasinha, N. and Yeomans, D.K., Eds. (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2004): 113-140.
21. C. Gritzner, K. Durfeld, J. Kasper, and S. Fasoulas. "The Asteroid and Comet Impact Hazard: Risk Assessment and Mitigation Options." *Naturwissenschaften* 93 (2006): 361-373.
22. A. Carusi, G. B. Valsecchi, G. D'Abramo, and A. Boattini. "Deflecting NEOs in Route of Collision with the Earth." *Icarus* 159 (2002): 417-422.
23. J. L. Margot, et. al. "Binary Asteroids in the Near-Earth Object Population." *Science* 296 (2002): 1445-1448.

ПРИЛОЖЕНИЯ

Приложение I Описание выбора траектории и связанных вероятностей

Рассмотрим модель, в которой имеется фиксированная круговая орбита Земли и фиксированная орбита астероида, заданная орбитальными элементами a , e , i , и ω . Траектории перехвата начинаются в некоторой точке на орбите Земли и заканчиваются в 12 фиксированных точках на орбите астероида: в 10 точках, расположенных на равном расстоянии в 36° , начиная с 0° , и в каждом из эклиптических узлов (точек пересечения орбиты астероида с плоскостью орбиты Земли). Узлы включены потому, что для них траектории перехвата лежат в плоскости эклиптики, и они нередко являются оптимальными, поскольку они не требуют

больших затрат энергии на выход из плоскости орбиты. Кроме того, в перечень 10 равно-расположенных точек включен перигелий, который обычно является наиболее эффективной точкой для приложения изменения скорости ΔV для целей ее изменения. Однако, в любом заданном сценарии отклонения он может не оказаться оптимальной точкой соударения из-за соображений C3 и скорости удара для каждой траектории.

Теперь для расчета различных траекторий от точки на земной орбите до точек на орбите астероида используется метод Ламберта. Для каждой траектории рассчитывается требуемое значение C3. Дальнейший анализ производится для значений $C3 < 140 \text{ км}^2/\text{с}^2$ (самое большое значение, для которого известны характеристики Атлас V HLV SEC).

Для заданной точки на конкретной орбите астероида при заданном времени до гипотетического столкновения с Землей и для заданного требуемого смещения астероида для времени предсказанного столкновения рассчитывается требуемое приращение скорости астероида ΔV . Исходя из требуемого ΔV , орбиты астероида, траектории перехвата, свойств астероида, и динамики образования кратера, рассчитывается требуемая масса ударника для достижения требуемого ΔV . Кроме того, используя полиномиальную функцию подгонки для характеристик ракеты-носителя, рассчитывается максимальная масса, которая может быть выведена на орбиту с указанным C3. После этого рассчитывается λ_{mass} , и выбирается траектория с минимальным (наилучшим) значением, называемым λ_{massMin} .

Представим, что это сделано с тестовой точкой во всех различных положениях на орбите Земли, и всегда с теми же самыми 12 тестовыми точками на орбите астероида. Это дает функцию λ_{massMin} в зависимости от положения на земной орбите. Теперь определим «области» функции как интервалы на орбите Земли, в которых связанная тестовая точка на орбите астероида (назовем ее ast_point_{min}) не меняется. Для случая, показанного на рис. A1, у нас имеется шесть областей.

При моделировании анализ делается так, как это описано ранее, за исключением того, что имеются четыре тестовых точки на орбите Земли, равнорасположенные на расстоянии 90° друг от друга. Когда рассчитываются траектории и значения λ_{massMin} , делается переход от каждой из четырех тестовых точек на орбите Земли в каждую из 12 тестовых точек на орбите астероида, и выбирается траектория с минимальным значением λ_{massMin} . Затем все четыре тестовые точки на орбите Земли вместе перемещаются на 1° , а точки на орбите астероида остаются неподвижными. На каждом шаге приращения находится точка с минимальным λ_{massMin} . Перемещения точек на орбите Земли производятся в интервале 90° , равном расстоянию между этими точками. Таким образом все положения на орбите Земли (с шагом в 1°) проверяются одной из тестовых точек на орбите Земли.

По мере того, как тестовые точки на орбите Земли будут перемещаться в диапазоне смещения, точка, связанная с траекторией λ_{massMin} (назовем ее $Earth_point_{\text{min}}$) будет находиться в одной области функции λ_{massMin} (рис. A1) для нескольких шагов приращения, и затем она перейдет в другую область, то есть изменится ast_point_{min} . Этот переход совпадет с переключением $Earth_point_{\text{min}}$ на другую из четырех тестовых точек на орбите Земли, или останется на той же самой тестовой точке. Диапазон приращений, в котором $Earth_point_{\text{min}}$ находится в одной и той же области (т.е., имеет одно и то же ast_point_{min}), называется «зоной». Длина всех зон составляет длину диапазона перемещения, которая равняется расстоянию между тестовыми точками на орбите Земли, или 90° (рис. A2).

Из всех значений λ_{massMin} , полученных в диапазоне смещения, записывается наихудшее (самое большое; назовем его $\lambda_{\text{massMinW}}$), представляющее наихудший случай, которого можно ожидать, пока Земля будет находиться в одной из зон, и астероид будет располагаться таким образом, что он будет находиться в тестовой точке, соответствующей этой зоне, в течение времени, требуемого для пересечения соответствующей траектории перехвата (на рис. A2 $\lambda_{\text{massMinW}} = \lambda_{\text{massMin}}(2)$).

В отдельном моделировании по методу Монте-Карло была рассчитана вероятность того, что такая ситуация возникнет в течение некоторого заданного периода времени. Каждый прогон такой модели включает Землю на своей орбите, и гипотетический астероид на орбите, случайным образом выбранный среди пределов реальных орбитальных элементов ПОА. Определяется заданное количество зон, со случайным расположением, угловые ширины случайно выделяются из диапазона смещения (в этом случае, 90°), и одна из фиксированных точек на орбите астероида случайно присваивается каждой из них. Как Земля, так и астероид, инициализируются в случайных положениях на своих соответствующих орбитах. За-

тем в модели исследуется каждый момент времени, в который астероид находится в одной из своих тестовых точек, и рассчитывается, находится ли Земля в соответствующей зоне в соответствующий момент времени. Если ответ будет положительным по крайней мере один раз в разрешенном периоде времени, то условие будет выполнено. Доля, полученная в анализе по методу Монте-Карло, равна отношению количества прогонов, в которых условие было выполнено, к общему количеству прогонов.

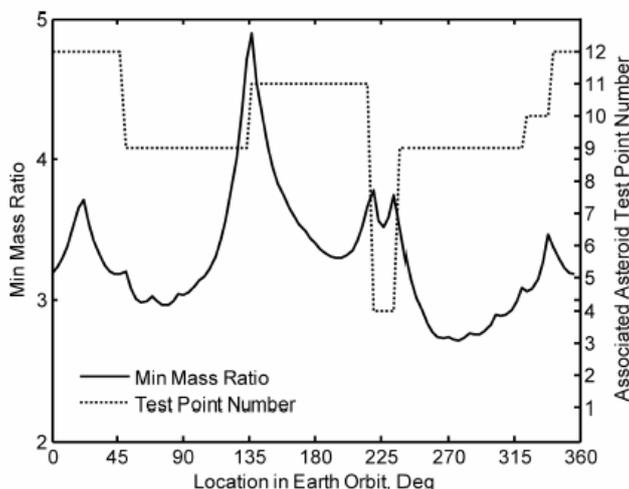


Рис. А1. Минимальное отношение масс (λ_{massMin}) для одного из гипотетических астероидов и номера связанных тестовых точек на орбите астероида (ast_point_{min}) в зависимости от положения на орбите Земли (в градусах). Каждый интервал, внутри которого значение ast_point_{min} постоянно, называется регионом.

Более длительный разрешенный период времени увеличивает вероятность того, что условие будет выполнено, хотя и не пропорционально. Также, вероятность возрастает, когда увеличивается сумма угловых длин зон. Это соответствует меньшему количеству тестовых точек на орбите Земли и возрастающему обратно пропорционально расстоянию между тестовыми точками и диапазону смещения. Однако, это приводит также к худшему (более высокому) значению λ_{mass} . Анализ по методу Монте-Карло дает вероятность того, что минимально достижимое значение λ_{mass} для конкретного астероида в течение разрешенного диапазона времени будет равно $\lambda_{\text{massMinW}}$, или лучше (меньше).

Для того, чтобы быть консервативными, несколько округлим в меньшую сторону результаты, показанные на рис. А3, и скажем, что вероятность достижения указанных результатов равна 60%, если имеется 10 лет для достижения благоприятной геометрии расположения Земли и астероида, и 80%, если имеется 20 лет. В действительности используемая траектория может быть более сложной, чем в методе Ламберта, используемом в настоящих моделях, что позволяет адаптировать ее к любой текущей или близкой по времени траектории, так что время до запуска, вероятно, будет менее 10 лет.

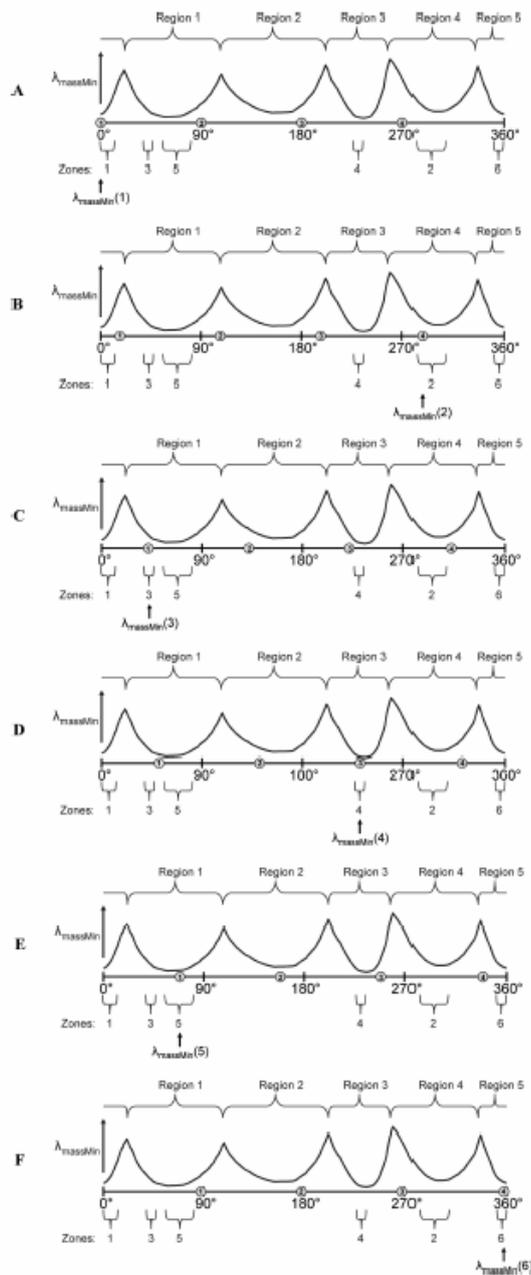


Рис. А2. Области и зоны, иллюстрируемые шестью шагами в процессе приращения тестовых точек на орбите Земли (для упрощения схемы, области показываются здесь как ограничиваемые локальными максимумами функции λ_{massMin} , но это не всегда так, что показано на рис. А1). В настоящей модели тестовые точки на орбите Земли смещаются с приращением в 1° в диапазоне смещения в 90° . Здесь приведены 6 из этих 90 шагов: (А) Тестовые точки на орбите Земли расположены на 0° , 90° , 180° , и 270° . Тестовая точка 1 имеет минимальное значение λ_{massMin} , и общее минимальное значение λ_{massMin} для этого шага, $\lambda_{\text{massMin}}(1)$, находится в области 5. Она находится также в первой зоне процесса приращения, которая является зоной 1. (В) Тестовые точки на орбите Земли смещаются вперед. Теперь минимальное значение λ_{massMin} имеет точка 4, и для этого второго иллюстративного шага находится в области 4. из-за того, что область, связанная с общим минимальным значением $\lambda_{\text{massMin}}(2)$, изменилась, зона также изменилась от зоны 1 к зоне 2. (С) Тестовые точки еще больше смещены вперед, и $\lambda_{\text{massMin}}(3)$ связано с тестовой точкой 1, областью 1, и зоной 1. (D) $\lambda_{\text{massMin}}(4)$ связано с тестовой точкой 3, областью 3, и зоной 4. (E) $\lambda_{\text{massMin}}(5)$ связано с тестовой точкой 1, областью 1, и зоной 5. (F) $\lambda_{\text{massMin}}(6)$ связано с тестовой точкой 4, областью 5, и зоной 6.

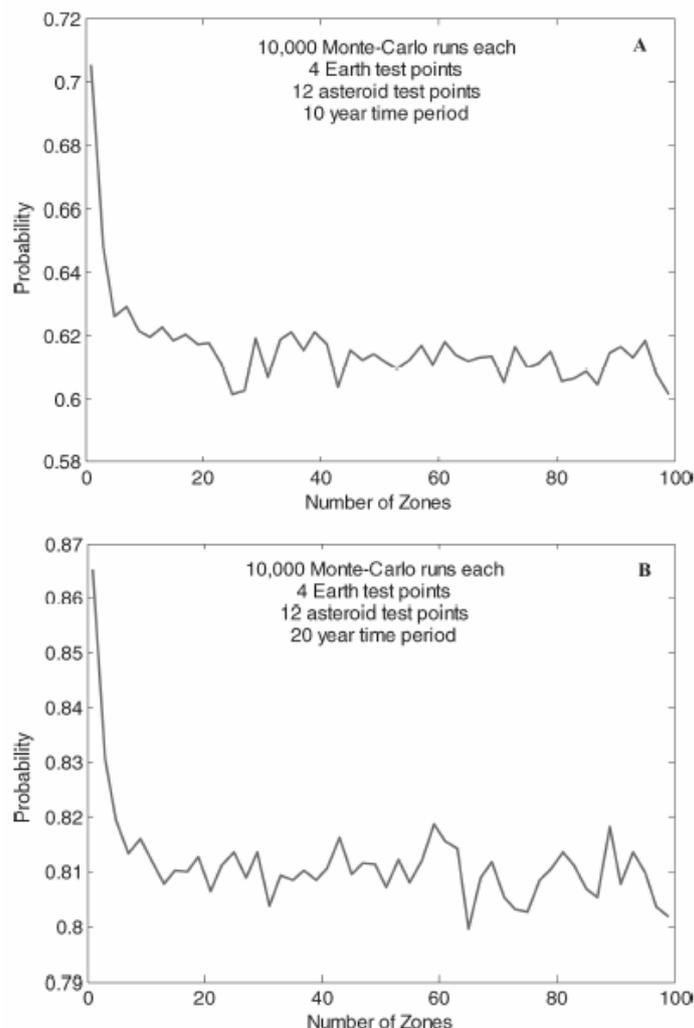


Рис. А3. Вероятности достижения геометрии расположения Земли и астероида, которая дает $\lambda_{\text{massMinW}}$, или лучше, в течение (А) 10-летнего интервала, и (В) 20-летнего интервала. Неизвестно, как много зон существует для конкретного астероида, но в следует ввести количество зон в анализ по методу Монте-Карло. Здесь рассчитаны вероятности для различного количества зон от 1 до 99, с 4 тестовыми точками на орбите Земли, 12 тестовыми точками на орбите астероида, и 10 000 прогонов для каждого расчета вероятности. Как на (А), так и на (В), по мере увеличения количества зон вероятность сначала заметно уменьшается, но затем выравнивается и флуктуирует из-за случайной составляющей. Она устанавливается около 81% в 20-летнем случае, и около 61% в 10-летнем случае.

Приложение II Определение требуемого ΔV

Предположив, что изменение скорости ΔV приложено в направлении скорости астероида, или противоположном ему, мы найдем ΔV , необходимое для отклонения орбиты на некоторое расстояние δ в течение некоторого времени t .

Начнем с уравнения возмущения для большой полуоси на кеплеровской орбите из-за возмущающей силы^{1,2}:

$$\frac{da}{dt} = 2a^{1.5} \left[\mu(1-e^2) \right]^{-0.5} \left[R \cdot e \sin \nu + T(1+e \cos \nu) \right] \quad (\text{A2.1})$$

где a – большая полуось орбиты астероида, μ - гравитационная постоянная Солнца, e – экс-

центриситет орбиты астероида, ν - истинная аномалия орбиты астероида в момент приложения возмущения, R – ускорение (сила на единицу массы), приложенное вдоль радиального направления (от Солнца к астероиду), и T – поперечное ускорение, приложенное перпендикулярно к радиальному направлению, положительное в направлении скорости астероида.

Определим F как полное приложенное ускорение, и тогда:

$$R = F \sin \phi \quad \text{и} \quad T = F \cos \phi \quad (\text{A2.2})$$

где ϕ - угол пути полета астероида:

$$\phi = \cos^{-1} K_\phi \quad \begin{cases} \phi(\nu < \pi) > 0 \\ \phi(\nu > \pi) < 0 \end{cases} \quad (\text{A2.3})$$

и

$$K_\phi = \left[\frac{(1 + e \cos \nu)^2}{2(1 + e \cos \nu) - (1 - e^2)} \right]^{0.5} \quad (\text{A2.4})$$

Теперь:

$$da = 2a^{1.5} [\mu(1 - e^2)]^{-0.5} [\sin \phi \cdot e \sin \nu + K_\phi (1 + e \cos \nu)] \cdot dt \quad (\text{A2.5})$$

и период орбиты астероида равен:

$$P = 2\pi \cdot a^{1.5} \mu^{-0.5} \quad (\text{A2.6})$$

так что:

$$\Delta a = \frac{P}{\pi} (1 - e^2)^{-0.5} [\sin \phi \cdot e \sin \nu + K_\phi (1 + e \cos \nu)] \cdot \Delta V \quad (\text{A2.7})$$

где $F \cdot dt$, интегрированное по времени удара, равно импульсу на единицу массы, или ΔV . Через один оборот после возмущения отклонение будет равно:

$$\delta_1 = \frac{\Delta P}{P} C \quad (\text{A2.8})$$

где C – длина орбиты астероида, аппроксимируемая формулой Раманужана³:

$$C \approx \pi(a+b) \left[1 + \frac{3x^2}{10 + \sqrt{4 - 3x^2}} \right] \quad (\text{A2.9})$$

$$x = \frac{a-b}{a+b}$$

где b – малая полуось орбиты. Поскольку:

$$\frac{dP}{da} = 3\pi \left(\frac{a}{\mu} \right)^{0.5} \quad (\text{A2.10})$$

можно написать:

$$\frac{\Delta P}{P} = 1,5 \frac{\Delta a}{a} \quad (\text{A2.11})$$

Через несколько орбит (количеством N) полное отклонение δ будет равно:

$$\delta = \delta_1 N \quad \text{с} \quad N = \frac{t}{P} \quad (\text{A2.12})$$

Так что

$$\delta = \frac{1,5P}{\pi \cdot a} (1-e^2)^{-0,5} [\sin \phi \cdot e \sin \nu + K_\phi (1+e \cos \nu)] \cdot C \cdot N \cdot \Delta V \quad (\text{A2.13})$$

Окончательно:

$$\Delta V = \frac{2\pi \cdot \delta \cdot a (1-e^2)^{0,5}}{3 \cdot t \cdot C [e \sin \phi \sin \nu + K_\phi (1+e \cos \nu)]} \quad (\text{A2.14})$$

Приложение III Определение угла пути полета ϕ

Угол пути полета объекта на орбите вокруг центрального тела (например, астероида вокруг Солнца) ϕ - это угол между вектором скорости объекта \mathbf{v} и линией, перпендикулярной радиус-вектору \mathbf{r} от центрального тела к объекту, как показано на рис. А4. Угол ϕ определяется как положительный на первой половине орбиты (истинная аномалия между 0 и π) и отрицательный на второй половине орбиты. Здесь определяется выражение для ϕ в зависимости от положения объекта на орбите (задаваемом истинной аномалией ν) и эксцентриситета орбиты e .

Уравнения А3.1 - А3.3, А3.5, и А3.6 можно найти в ссылке 4.

Радиальное расстояние r равно:

$$r = \frac{p}{1 + e \cos \nu} \quad (\text{A3.1})$$

где параметр p равен:

$$p = \frac{h^2}{\mu} \quad (\text{A3.2})$$

где μ - гравитационная постоянная центрального тела, а h – угловой момент объекта, равный:

$$h = rV \cos \phi \quad (\text{A3.3})$$

где V – скорость объекта.

Комбинируя уравнения А3.1 - А3.3, можно получить уравнение А3.4:

$$\phi = \cos^{-1} \left[\frac{1}{V} \left(\frac{\mu(1+e \cos \nu)}{r} \right)^{0,5} \right] \quad (\text{A3.4})$$

Удельная орбитальная энергия ε равна:

$$\varepsilon = \frac{V^2}{2} - \frac{\mu}{r} \quad \text{или} \quad V = \left(2\varepsilon + \frac{2\mu}{r} \right)^{0.5} \quad (\text{A3.5})$$

Другое выражение для параметра p через большую полуось a имеет вид:

$$p = a(1 - e^2) \quad (\text{A3.6})$$

Подставляя уравнения A3.1, A3.5, и A3.6 в уравнение A3.4, и упрощая, получим окончательное выражение для ϕ :

$$\phi = \cos^{-1} \left[\frac{(1 + e \cos \nu)^2}{2(1 + e \cos \nu) - (1 - e^2)} \right]^{0.5} \quad (\text{A3.7})$$

Приложение IV Отношение баланса импульса

Ниже объясняется отношение баланса импульса:

$$\Delta V = \frac{m_i V_i |\sin \omega_i|}{m_a} + \frac{\Delta P_{ej}}{m_a - \frac{1}{2} m_{ejT}} \quad (\text{A4.1})$$

где ω_i – угол столкновения по отношению к поверхности астероида и m_{ejT} – полная масса всего выброса с начальной скоростью, большей, чем скорость выхода из тяготения астероида.

Рассмотрим момент времени прямо перед столкновением ударника с астероидом и момент времени после образования кратера. В системе отсчета, движущейся со скоростью астероида перед столкновением, уравнение баланса импульса (в направлении, касательном к начальной скорости астероида), таково:

$$m_i V_i |\sin \omega_i| = -P_{ej} + \Delta V (m_a - m_{ejT}) \quad (\text{A4.2})$$

где P_{ej} – полный импульс выброса по отношению к системе отсчета, движущейся со скоростью астероида перед столкновением; однако, мы не будем в действительности вычислять эту величину. Вместо этого проинтегрируем импульс выброса, всегда относящийся к мгновенной скорости астероида, чтобы получить член ΔP_{ej} . Следовательно, более точно определять баланс импульса таким образом: рассмотрим два изменения скорости, ΔV_1 и ΔV_2 . Изменение ΔV_1 вызвано импульсом самого ударника. Его часть уравнения баланса импульса в системе отсчета астероида перед столкновением имеет вид:

$$m_i V_i |\sin \omega_i| = \Delta V_1 \cdot m_a \quad \text{или} \quad \Delta V_1 = \frac{m_i V_i |\sin \omega_i|}{m_a} \quad (\text{A4.3})$$

Изменение ΔV_2 происходит от импульса, переданного выбросом. Его уравнение баланса импульса в системе отсчета астероида после ΔV_1 может быть аппроксимировано как:

$$\Delta V_2 = \frac{\Delta P_{ej}}{m_a - \frac{1}{2} m_{ejT}} \quad (\text{A4.4})$$

Окончательно:

$$\Delta V = \Delta V_1 + \Delta V_2 = \frac{m_i V_i \sin|\omega_i|}{m_a} + \frac{\Delta P_{ej}}{m_a - \frac{1}{2} m_{ejT}} \quad (A4.5)$$

что и является уравнением, используемым в настоящих вычислениях. Результаты из этого уравнения, и из уравнения без члена $(1/2)m_{ejT}$ отличаются менее, чем на 0,01%.

Приложение V Соотношение между константами образования кратера β и ζ

В описанных в литературе уравнениях образования кратеров⁵⁻¹⁰, имеются две константы, которые обычно представляются отдельно и независимо, но для которых настоящие авторы нашли простое отношение, которое соблюдается в режиме масштабирования по силе тяжести.

Эти константы чаще всего обозначаются как β и ν . Однако, мы обозначим ν как ζ . Это соотношение имеет вид $\zeta = 6\beta(1 - \beta)$, или $\beta = \zeta / (\zeta + 6)$, и оно выводится следующим образом.

Первое указание на соотношение возникает, когда появляется следующий показатель в определяемом уравнении для переноса определенного импульса через выброс в явлении образования кратера:

$$\frac{6}{6 - 6\beta + \zeta - \zeta\beta}$$

Этот показатель будет равен 1, если $\beta = \zeta / (\zeta + 6)$, что представляется более естественным в контексте, чем позволять β и ζ быть независимыми, и использовать различные значения из литературы, которые заставляют показатель немного отличаться от 1 в обе стороны.

Из ссылки 5:

$$\pi_1 = \frac{Vol \cdot \rho_a}{m_i}, \quad \pi_2 = \frac{g}{V_i^2} \left(\frac{m_i}{\rho_i} \right)^{1/3}, \quad \pi_3 = \frac{Y}{\rho_i V_i^2}, \quad \pi_4 = \frac{\rho_a}{\rho_i} \quad (A5.1)$$

В ссылке 5 ρ_a обозначено как ρ , V_i как U , Vol как V , и m_i как m .

$$\pi_1 = C \pi_2^{-\alpha} \pi_3^{-\beta} \pi_4^{-\gamma} \quad (A5.2)$$

C и все C_i (см. ниже) – это константы.

Как отмечалось в ссылке 5 на стр. 1852, «мы будем предполагать, что как ρ , так и δ , фиксированы и любая зависимость от этих величин не рассматривается».

Следовательно, π_4 фиксировано, так что мы можем установить $\pi_4^{-\gamma} = C_2$, поскольку γ постоянно. Также, в гравитационном режиме π_1 не зависит от прочности Y , так что мы можем исключить π_3 из уравнения A5.2. Теперь $\pi_1 = C_2 \pi_2^{-\beta}$.

Из ссылки 6:

$$\pi_D = D \left(\frac{\rho_a}{m_i} \right)^{1/3} \quad (A5.3)$$

Также, поскольку объем Vol связан с диаметром D как $Vol \propto D^3$:

$$\pi^{1/3} = C_3 D \left(\frac{\rho_a}{m_i} \right)^{1/3} \quad \text{и} \quad \pi_D = C_4 \pi_1^{1/3} = C_4 (C_2 \pi_2^{-\alpha})^{1/3} \quad (\text{A5.4})$$

и

$$\pi_D = C_5 \pi_2^{-\alpha/3} \quad (\text{A5.5})$$

(В определении групп π , описанном в части 6, авторы нашли, что $\pi_1 = Vol \cdot \rho / m$. Поскольку отношение ρ_a / ρ_i считалось постоянным, эта альтернативная формулировка для π_1 может быть использована в определении уравнения A5.6, без различия в результатах, за исключением значения C_5 .)

Из ссылки 6:

$$\pi_D = C_D \pi_2^{-\beta} \quad (\text{A5.6})$$

Комбинируя уравнения A5.5 и A5.6:

$$\beta = \frac{\alpha}{3} \quad (\text{A5.7})$$

Из таблицы 1 в ссылке 7:

$$\frac{Vol_{ej}(>V)}{R^3} \propto \left(\frac{V}{\sqrt{gR}} \right)^{6\alpha/(\alpha-3)} \quad (\text{A5.8})$$

Из ссылки 6:

$$\frac{Vol_{ej}(>V)}{R^3} \propto \left(\frac{V}{\sqrt{gR}} \right)^{\zeta} \quad (\text{A5.9})$$

Комбинируя уравнения A5.8 и A5.9:

$$\zeta = \frac{6\alpha}{3-\alpha} \quad (\text{A5.10})$$

Комбинируя уравнения A5.7 и A5.10:

$$\zeta = \frac{6\beta}{1-\beta} \quad \text{или} \quad \beta = \frac{\zeta}{\zeta+6} \quad (\text{A5.11})$$

Приложение VI Определение групп π

Соотношения для кратера приведены в ссылке 6 следующим образом:

$$\pi_D = C_D \pi_2^{-\beta}, \quad \text{где} \quad \pi_D = D \rho_a^{1/3} m_i^{-1/3} \quad \text{и} \quad \pi_2 = 3,22 gr / V_i^2 \quad (\text{A6.1})$$

Это выражение для π_2 согласуется с тем, которое приведено в ссылке 8: $\pi_2 = 1,61 gL / V_i^2$, где L - диаметр ударника, $L = 2r$. Оно также эквивалентно следующей формуле:

$$\pi_2 = \frac{g}{Q} m_i^{1/3} \rho_i^{1/3} \quad (\text{A6.2})$$

где Q – удельная кинетическая энергия (кинетическая энергия на единицу массы) ударника,

$Q = V_i^2/2$. Это предполагает сферический ударник, так что $3,22 r = 2m_i^{1/3} \rho_i^{1/3}$. Группа π «массового набора» обсуждается в ссылке 5, в котором для описания ударника используется его масса m_i , скорость V_i , и массовая плотность ρ_i . Безразмерные величины перечисляются следующим образом:

$$\pi_1 = \frac{Vol \cdot \rho_a}{m_i} \quad (A6.3)$$

$$\pi_2 = \frac{g}{V_i^2} m_i^{1/3} \rho_i^{1/3} \quad (A6.4)$$

$$\pi_3 = \frac{Y}{\rho_i V_i^2} \quad (A6.5)$$

$$\pi_4 = \frac{\rho_a}{\rho_i} \quad (A6.6)$$

где Vol – объем вырытого кратера, и Y – прочность (в единицах Н/м²) астероида (или другого ударяемого материала). Между определением π_2 в уравнении А5.1 и А6.4 имеется разница на множитель 2. Авторы используют уравнение А5.1 в определении соотношения между массой ударника и приращением скорости ΔV , потому что эта версия применяется для определения констант образования кратера K , C_D , β и ζ в экспериментах, подобных описанным в ссылке 9.

В настоящем определении авторов группы π «массового набора» они получили те же самые величины, которые приведены в ссылке 5, за исключением π_1 , которое найдено равным:

$$\pi_1 = \frac{Vol \cdot \rho_i}{m_i} \quad (A6.7)$$

Помимо того, что эта формула является прямым математическим результатом, она найдена наиболее соответствующей пи-теореме Бакингам¹¹, на которой основаны группы π , поскольку она позволяет каждой величине π быть независимой от других, то есть, любая из них может быть изменена без влияния на любую другую. Это неверно для уравнений А6.3 – А6.5, как они записаны. Однако, при обсуждении анализа размерностей с использованием групп π , в ссылке 5 на стр. 1852 говорится также «мы будем предполагать, что как ρ_a , так и ρ_i , фиксированы и любая зависимость от этих величин не рассматривается». Поэтому является просто константой и уравнения А6.7 и А6.3 различаются просто на константу.

ПРИМЕЧАНИЯ И ССЫЛКИ К ПРИЛОЖЕНИЯМ

1. J. A. Burns, "Elementary Derivation of the Perturbation Equations of Celestial Mechanics. Am. J. Phys. 44(10) (1976): 944-949.
2. J. A. Burns, "Erratum." Am. J. Phys. 45(12) (1977): 1230.
3. R. L. Ward. The Math Forum (Drexel University; http://mathforum.org/dr.math/faq/formulas/faq_ellipse_circumference.html).
4. R. R. Bate, D. D. Mueller, and J. E. White. Fundamentals of Astrodynamics (Dover Publications, New York, 1971): pp. 16-43.
5. K. A. Holsapple and R. M. Schmidt. "On the Scaling of Crater Dimensions. J. of Geophysical Research 87 (B3) (1982): 1849-1870.
6. C. F. Chyba. "Terrestrial Mantle Siderophiles and the Lunar Impact Record." Icarus 92 (1991): 217-233.
7. K. R. Housen, R. M. Schmidt, and K. A. Holsapple. "Crater Ejecta Scaling Laws: Fundamental Forms Based on Dimensional Analysis." J. of Geophysical Research 88 (B3) (1983): 2485-2499.
8. H. J. Melosh. Impact Cratering: A Geologic Process (Oxford Univ. Press, Oxford, 1989): pp. 112-125.
9. R. M. Schmidt and K. R. Housen. "Some Recent Advances in the Scaling of Impact and Explosion Cratering." Int. J. of Impact Engineering 5 (1987): 543—560.

10. H. J. Melosh, I. V. Nemchinov, and Y. I. Zetzer. "Non-nuclear Strategies for Deflecting Comets and Asteroids." Hazards Due to Comets and Asteroids, T. Gehrels, Ed. (Univ. of Arizona Press, Tucson, 1994): pp. 1111-1132.
11. W E. Baker, P. S. Westine, and F. T Dodge. Similarity Methods in Engineering Dynamics (Elsevier, 1991): pp. 19-31.