

Ибатуллин Р. У.

Commentarii de Bello Galactico

Физика релятивистского кинетического оружия

Оглавление

Глава 3. Снаряды в полёте.....	2
3.1. Влияние космического газа.....	2
3.1.1. Основные сведения о космическом газе.....	2
3.1.2. Воздействие единичной частицы на снаряд.....	3
3.1.3. Нагрев от столкновений.....	6
3.1.4. Электризация.....	10
3.1.5. Набор массы, торможение и отклонение от курса.....	11
3.2. Влияние космической пыли.....	13
3.2.1. Основные сведения о космической пыли.....	13
3.2.2. Воздействие единичной пылинки на снаряд.....	13
3.2.3. Частота столкновений и скорость потери массы снарядом.....	16
3.2.4. Торможение, отклонение от курса и нагрев при столкновениях.....	19
3.3. Наведение на Землю.....	22
Литература.....	24

Глава 3. Снаряды в полёте

Снаряды после отделения от кораблей должны проделать путь в 90 световых лет до Земли, при этом не разрушиться и не промахнуться мимо цели. Летят они сквозь межзвёздную газопылевую среду, которая всему этому препятствует: тормозит снаряды, разрушает и сбивает с пути. В отличие от кораблей, снаряды неспособны расчистить себе дорогу. Попробуем оценить масштаб влияния межзвёздной среды: вначале газа, а потом пыли.

3.1. Влияние космического газа

3.1.1. Основные сведения о космическом газе

Солнце и Глизе 764.2 расположены в области Галактики, называемой Местным пузырьём. Это сквозная «дыра» в диске Галактики радиусом более 200 световых лет, внутри которой концентрация межзвёздного газа значительно ниже среднегалактической, но достоверно неизвестна. В различных источниках приводятся цифры от 0,05 до 0,005 см⁻³, я буду использовать величину 0,0065 см⁻³ [Ferrière]. Газ в Местном пузыре практически полностью ионизирован и нагрет до температуры порядка 10⁶ К.

Внутри пузыря существуют локальные сгущения — газовые облака. В одно из них, т. наз. Местное Облако с концентрацией газа около 0,3 см⁻³ [Slavin, p. 5], погружена Солнечная система. С нами соседствует т. наз. G-облако, вытянуто примерно на 10-15 световых лет в направлении созвездия Орла, как раз в сторону Глизе 764.2. Газ в облаках значительно холоднее, чем в пузыре — около 6500 К, и ионизирован примерно на 30% [Slavin, p. 1].

Газ облаков движется относительно Солнечной системы со скоростью 23,2 км/с. Вектор течения газа образует угол 41° с направлением полёта снарядов (рассчитано по [Grün, Landgraf, p. 2]), т. е. «межзвёздный ветер» дует на них сбоку с поперечной скоростью 13 км/с (с учётом релятивистского сложения скоростей). Как в облаках, так и в пузыре межзвёздный газ состоит из водорода и гелия в пропорции около 12:1.

О межзвёздной среде в ближайшей к Солнцу области (примерно между 200 а. е. и 4 св. г.) практически ничего неизвестно — ни где проходит граница G-облака с Местным облаком, ни что представляет собой переходная между ними зона. От 100 а. е. начинается гелиосфера — сфера влияния Солнца, из которой межзвёздный газ выдавлен потоками истекающих из Солнца частиц (протонов и электронов). Концентрация частиц этого т. наз. солнечного ветра приблизительно пропорциональна $1/r^2$, где r — расстояния от Солнца. Концентрация и скорость сильно колеблются во времени и пространстве. В т. наз. медленной

фазе концентрация ионов в районе земной орбиты составляет $5\text{--}15\text{ см}^{-3}$, а скорость 250-500 км/с. В быстрой фазе концентрация уменьшается до $1\text{--}5\text{ см}^{-3}$, а скорость возрастает до 500-800 км/с. Температура меняется в пределах 100-300 тыс. К [Parker]. Частицы солнечного ветра разбегаются от Солнца по спиралевидным линиям, а значит, тоже бомбардируют снаряд сбоку.

3.1.2. Воздействие единичной частицы на снаряд

Межзвёздный и межпланетный газ столь разрежён, и скорость снарядов так высока, что газ взаимодействует с ними не как сплошная среда, а как поток отдельных атомов, ионов и электронов. Хотя большинство частиц в облаках — атомы нейтрального водорода, при столкновении с первым же атомом снаряда налетающий атом ионизируется (распадается на протон и электрон). Поэтому в дальнейшем я буду говорить только о столкновении с протонами, электронами и альфа-частицами.

Сталкиваясь с атомами снаряда, налетающие частицы выбивают из них электроны, т. е. ионизируют. Они также передают выбитым электронам часть своей энергии. В результате этих столкновений налетающий протон замедляется, а электрон из-за его малой массы ещё и отклоняется от прямой (рассеивается). Электроны, выбитые из атомов, называют дельта-электронами. Сталкиваясь с ещё «нетронутыми» атомами снаряда, они, в свою очередь, ионизируют их и отдают выбитым электронам «второго поколения» часть своей энергии. Те ионизируют следующие атомы, и так образуется электронный каскад или лавина. В результате вокруг траектории налетевшей на снаряд частицы формируется область частично ионизированного вещества. По форме она напоминает ёлку, растущую внутри снаряда. Роль ствола играет трек протона, ветки — это треки разогнанных им электронов, а мелкие веточки и иголки — треки электронов второго и следующих поколений.

Основная часть энергии налетевшего протона выделяется в самом конце пробега. Это связано с тем, что чем меньше энергия протона, тем быстрее он её теряет. Основной выброс энергии приходится на последние мгновения перед остановкой (брэгговский пик). Чем глубже протон входит в снаряд, тем большее количество дельта-электронов он порождает, но и тем меньше энергия каждого из них, а значит, и их пробег. (Длина веток ёлки уменьшается к вершине). «Радиус поражения» к концу трека уменьшается, а выделение энергии увеличивается, и по мере продвижения протона вглубь снаряда всё бóльшая энергия облучает всё меньший объём вещества. Соответственно, чем глубже, тем сильнее ионизируется и нагревается вещество снаряда на пути протона.

Время от времени протоны сталкиваются не с электронами, а с ядрами атомов

углерода. Это порождает разнообразные ядерные реакции, в частности, неупругое рассеяние с образованием пионов. Пробег пионов (и мюонов, на которые они распадаются) невелик, все они тормозятся внутри снаряда и точно так же, как электроны, тратят кинетическую энергию на его нагрев. Лишь небольшая доля энергии выносится из снаряда жёстким гамма-излучением. Ядерные реакции с выделением энергии тоже будут происходить, но очень редко, и их вклад будет значительно меньше кинетической энергии столкновения.

Пришло время подкрепить это описание количественными выкладками. На скорости 0,518 скорости света энергия налетающего протона межзвёздной среды $E_0 = 159$ МэВ, а электрона 0,09 МэВ. Как видим, вклад электрона пренебрежимо мал, и в дальнейшем будет учитываться только протон. Внутри снаряда он налетает на его электроны — свободные и связанные в атомах. На то, чтобы вырвать электрон из атома, затрачивается в среднем энергия 81 эВ (средний потенциал ионизации углерода). Она пренебрежимо мала в сравнении с энергией протона, поэтому все электроны можно сразу рассматривать как свободные.

Налетающий протон передаёт ударенному электрону энергию, не превышающую величины

$$W \approx 2 m_e v^2 \gamma^2 \quad (3.1.1) \quad [\text{Ленг, т. 2, с. 145}]$$

где m_e — масса электрона, v — скорость столкновения, $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ — лоренц-фактор. Для скорости столкновения 0,518 С энергия $W = 375$ кэВ и $\gamma = 1,17$.

Теряя энергию в этих столкновениях, налетающий протон будет замедляться, пока не «застрянет» в снаряде. Потеря энергии на единицу длины пути вычисляется по формуле Бете-Блоха:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{2\pi e^4 Z^2}{m_e v^2} n_e \left[\ln \frac{2 m_e v^2 \gamma^2 W}{J^2} - 2v^2/c^2 + f \right] \quad (3.1.2)$$

где e — заряд электрона (в единицах СГС, как и другие величины в этой формуле), Z — зарядовое число налетающих частиц (в данном случае 1), n_e — концентрация электронов в мишени ($6,0 \cdot 10^{23}$ см⁻³), J — средний потенциал ионизации (81 эВ), f — сумма различных поправок, которые становятся важными лишь при очень больших энергиях (я их не учитываю).

Численное интегрирование позволяет найти пробег протонов в углероде, т. е. расстояние, которое протоны пролетают до полной остановки. При начальной скорости 0,518 С пробег $b = 9,8$ см.

Пробег электронов находится по эмпирической формуле:

$$r_e = \frac{0,397 \text{ см}}{\rho} W^q, \quad q = 1,265 - 0,0954 \ln W \quad (3.1.3) \quad [\text{Физ. вел., с. 1170}]$$

где W — энергия электрона [МэВ]. Энергия электронов и их пробег уменьшаются в глубину снаряда. Область, «поражённая» электронами, имеет форму конуса радиусом основания 0,05 см и высотой $b = 9,8$ см. Лишь небольшая часть заключённого в ней вещества попадает под прямой удар и ионизируется (образуется всего несколько тысяч ионов), а остальное лишь нагревается.

Рассмотрим подробнее этот нагрев. Сталкиваясь с атомами среды, электроны передают им свою энергию, что заставляет атомы быстрее колебаться, т. е. повышает температуру. На отрезке пробега dx протон теряет энергию dE (формула 3.1.2). Эта энергия разносится электронами по сфере радиусом r_e (формула 3.1.3) и превращается в тепло, нагревая вещество внутри сферы объёмом $dV = 4\pi r_e^3/3$. Расчёт показывает, что прирост температуры исчезающе мал на всём пути, кроме последних микрометров, приходящихся на брэгговский пик.

Часть протонов столкнётся не с электронами, а с ядрами. Вероятность этого не так уж мала. Вероятность того или иного межъядерного взаимодействия можно найти, зная его эффективное сечение σ : $P = N b \sigma = 0,98 \sigma (\text{барн})$, где N — концентрация ядер углерода в снаряде ($1,0 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$), b — пробег протона в углероде (9,8 см), 1 барн (10^{-24} см^2) — единица эффективного сечения.

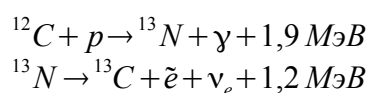
Эффективное сечение неупругого столкновения протона с энергией 150 МэВ и ядра углерода равно 0,22 барн [ENDF], и средняя вероятность для одного протона столкнуться с ядром в толще снаряда — около 22%. Наиболее вероятной реакцией будет образование пиона с кинетической энергией не более 10,5 МэВ (π^0) или 6,5 МэВ (π^+). Дальнейшая судьба этих пионов различна.

Заряженный пион (π^+) пролетит 0,24 см, пока не остановится, растратив энергию в столкновениях с электронами (пробег рассчитан так же, как для протонов). Затем он распадётся на мюон (μ^+) и нейтрино. Пробег мюона около 3,8 см, т. е. он тоже не вылетит из снаряда и потратит кинетическую энергию на его нагревание. В конце концов мюон (уже полностью заторможенный) распадётся на позитрон и нейтрино, а позитрон проаннигилирует с одним из электронов снаряда, породив два гамма-фотона с энергиями около 0,5 МэВ. Поток таких фотонов в толще графита ослабляется в два раза на дистанции 3,9 см [Физ. вел., с. 1170-1171], сравнимой с толщиной снаряда, поэтому большинство из них

«застрянет» внутри снаряда и внесёт вклад в его нагревание.

Нейтральный пион (π^0) сразу же распадётся на два гамма-фотона с энергиями около 70 МэВ. Эти фотоны имеют неплохой шанс вылететь из снаряда, т. к. требуемая для двукратного ослабления их потока толщина графита равна 20,4 см [Физ. вел., с. 1170-1171]. Такое расстояние значительно больше диаметра снаряда (принятое значение — 5 см). Так что часть энергии набегающих протонов (вероятно, не более 1/10) не поглотится в графите, а будет унесена гамма-фотонами в пустоту.

Будут происходить и другие ядерные реакции, в частности, скалывание ядра углерода с образованием изотопов лития, бериллия, бора и лёгкого углерода ^{11}C . Суммарное сечение всех таких реакций 0,117 барн [Ленг, т. 2, с. 137], и вероятность реакции для одного протона, соответственно, 11,5%. Осколки ядер по большей части затормозятся внутри снаряда, потратив энергию на его нагревание. Также ядерная энергия будет высвобождаться при синтезе нестабильного изотопа ^{13}N с его последующим бета-распадом:



Общий выход энергии во всей цепочке реакций, включая последующую аннигиляцию позитрона, равен 4,2 МэВ. Это незначительная величина по сравнению с кинетической энергией протона. Цепная реакция не начнётся. Возбуждение цепной термоядерной реакции в графите невозможно даже при гораздо большей энергии протона 7 ТэВ на Большом адронном коллайдере [Assmann et al.]. Итак, вклад ядерных реакций в энергетику столкновения небольшой и в целом скорее отрицательный: высокоэнергичные гамма-фотоны будут уносить энергию из снаряда.

3.1.3. Нагрев от столкновений

Тепловые и механические эффекты бомбардировки протонами графитовых мишеней хорошо изучены, т. к. такие мишени (beam dumps) служат для сброса отработанных протонов в ускорителях. Начальная энергия этих протонов значительно выше, чем в нашем случае (гига- и тераэлектронвольты), но это не имеет значения, т. к. основной нагрев в любом случае приходится на брэгговский пик, на самый конец трека. Протон с начальной энергией порядка ТэВ углубится в мишень более чем на метр, но в конце пути будет иметь такую же энергию, как протон с тысячекратно меньшей начальной энергией. Итак, по современным моделям [Zazula, p. 10], температура в конце трека достигает 60 000 К, а давление 10^6 бар. При этих условиях графит не испаряется (как при атмосферном давлении), а плавится. С точки зрения сохранности мишени это очень хорошо. Если бы образовался пар, то его давление могло бы

разорвать мишень ударной волной, но расплав и окружающий его слой размягчённого графита эффективно поглощают акустические колебания.

Расплавленная зона, образующаяся от столкновения с одним протоном, представляет собой тонкий канал длиной около 20 мкм и максимальным диаметром лишь около 0,05 мкм. В течение примерно 150 наносекунд микроскопическая ниточка расплава остынет до точки кристаллизации, причём частично кристаллизуется в нанометровые алмазы.

Примерно то же самое происходит при столкновении с альфа-частицами. Они врезаются в снаряд с энергией 636 МэВ и, пройдя до остановки то же самое расстояние 9,8 см, выделяют в 4 раза большее количество тепла. Но оно и распределится по большему объёму, т. к. выбитые альфа-частицами электроны будут иметь бóльшую энергию и разлетятся дальше. С атомами гелия снаряд будет сталкиваться в 12 раз реже, чем с атомами водорода, поэтому гелий увеличит тепловой баланс в среднем на 22,5%.

Итак, от столкновения с одним протоном или альфа-частицей снаряд заметно нагреется и деформируется лишь в ничтожном объёме. Но насколько часто будут происходить такие столкновения?

Пусть n — концентрация частиц межзвёздной среды, R и L — радиус и длина снаряда. (Напомню, приняты величины $R = 2,5$ см и $L = 40$ м). За время dt в лобовую поверхность снаряда врежется число частиц, равное

$$dN_{\text{лоб}} = \pi R^2 n \gamma v dt \quad (3.1.4)$$

В эту формулу входит лоренц-фактор $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2} = 1,17$, т. к. в системе отсчёта снаряда пространство перед ним релятивистски сжато, и концентрация газа n' выше, чем в неподвижной системе отсчёта.

Частицы межзвёздного газа не стоят на месте, а совершают тепловое движение, и благодаря этому врезаются не только в лоб, но и в бока снаряда. В боковую поверхность врежется число частиц

$$dN_{\text{бок}} = 2\pi R L n w dt \quad (3.1.5)$$

где w — средняя поперечная скорость частиц, т. е. проекция их средней скорости на нормаль к боковой поверхности снаряда. (В этой формуле лоренц-фактор сокращается: $n' = n \gamma, w' \approx w / \gamma$). Поперечная скорость частиц складывается из беспорядочно ориентированной скорости теплового движения и направленной скорости течения. В пузыре, где газ нагрет до 10^6 К, преобладает тепловая компонента: $w \sim 150$ км/с. (Средняя скорость теплового движения находится по формуле $w = \sqrt{8 k T_z / \pi m_z} = 4,2 \text{ км/с} \cdot \sqrt{T_z / 1000 \text{ К}}$, где T_z

— температура газа, m_e — средняя масса его атомов). В облаках тепловая скорость (11 км/с) одного порядка со скоростью течения (13 км/с в проекции на нормаль к боковой поверхности снаряда). В Солнечной системе скорость течения солнечного ветра (250-800 км/с) значительно выше тепловой.

Итак, суммарная частота столкновений

$$dN = \pi R^2 \left(\gamma + \frac{2L}{R} \cdot \frac{w}{v} \right) n v dt \quad (3.1.6)$$

В Местном пузыре при концентрации газа $0,0065 \text{ см}^{-3}$ каждый снаряд будет испытывать $2 \cdot 10^9$ столкновений в секунду и поглощать поток тепловой энергии 35 Вт/м^2 . Один и тот же микрометровый объём на брэгговской глубине будет подвергаться ударам в среднем раз в 1 секунду — это значительно больше характерного времени остывания и кристаллизации (150 нс) то есть нагретый снаряд останется твёрдым и не разрушится.

В околосолнечных облаках (Местном и G-облаке) при концентрации $n = 0,3 \text{ см}^{-3}$ снаряд будет испытывать 10^{11} столкновений в секунду. В этих столкновениях будет выделяться тепловая энергия с плотностью потока 1700 Вт/м^2 , т. е. выше солнечной константы. Между двумя попаданиями в один микрометровый объём будет проходить порядка 0,2 с, это всё ещё намного больше характерного времени остывания. На всём межзвёздном отрезке пути боковых столкновений будет значительно меньше, чем лобовых, т. к. поперечная скорость частиц среды значительно меньше скорости снаряда.

В Солнечной системе концентрация газа нарастает обратно пропорционально квадрату расстояния от Солнца: $n = (1 \div 15) \text{ см}^{-3} \cdot r(a.e.)^{-2}$, где величина 1 соответствует минимальному значению в быстрой фазе, а 15 — максимальному в медленной фазе. Частицы солнечного ветра удаляются от Солнца по спиралеобразным траекториям, поэтому они бомбардируют снаряд в бок, и поперечная скорость равна скорости солнечного ветра: $w = 250\text{-}800 \text{ км/с}$. Это уже существенная величина, и боковых столкновений будет происходить примерно в 16 раз больше, чем лобовых. К концу пути, в области наиболее плотного межпланетного газа на расстоянии 1 а. е. от Солнца, снаряд будет испытывать $10^{12} - 10^{13}$ столкновений в секунду, и поглощать поток тепловой энергии от 30 до 450 кВт/м². Снаряды, очевидно, разогреются значительно сильнее, чем в межзвёздном пространстве. Однако между последовательными ударами в один и тот же квадратный микрометр на брэгговской глубине будет проходить не более 10^{-4} с — всё ещё более чем достаточно для остывания и кристаллизации графита. Итак, межпланетный газ не разрушит снаряды даже в последние секунды перед ударом по Земле.

Благодаря рассеянию акустических волн и теплопроводности тепловая энергия распространится из брэгговской глубины по всему объёму снаряда. Расчёт равновесного распределения температур в снаряде — трудоёмкая и излишняя для наших целей задача. Грубо оценим его температуру, исходя из следующих предположений. Будем считать, что тепловая энергия выделяется в брэгговском слое на глубине 9,8 см, а оттуда равномерно рассеивается по всем шести пространственным направлениям: 1/6 теплового потока уходит благодаря теплопроводности вперёд вдоль снаряда, 1/6 — назад вдоль снаряда, а оставшиеся 2/3 излучаются с боков. Пренебрежём пока боковыми столкновениями (что оправдано для межзвёздного пространства, но не Солнечной системы).

Тогда поглощённая лобовой поверхностью мощность

$$Q_{\text{пол}} = \pi R^2 \gamma n E v \quad (3.1.7)$$

где E — средняя энергия столкновения с одной частицей (протоном или ядром гелия):

$$E = \frac{12}{13} E_H + \frac{1}{13} E_{He} = \frac{16}{13} m_H c^2 (\gamma - 1) = 195 \text{ МэВ} = 3,12 \cdot 10^{-11} \text{ Дж} \quad (3.1.7a)$$

Плотность потока тепловой энергии вперёд и назад по стержню (в направлениях $\pm x$)

$$\frac{dQ_x}{dS} = \frac{1}{3} \cdot \frac{Q_{\text{пол}}}{\pi R^2} = \frac{\gamma n E v}{3} \quad (3.1.8)$$

Плотность потока излучаемой с боков тепловой энергии (в направлениях $\pm y, \pm z$) в 2 раза больше, и согласно закону теплового излучения

$$\frac{dQ_{yz}}{dS} = \frac{2}{3} \gamma n E v = \sigma \epsilon T^4 \quad (3.1.9)$$

где σ — постоянная Стефана-Больцмана, ϵ — излучательная способность графита (0,74 у промышленного углеграфита при 400 К [Физ. вел., с. 785]). Приравнявая, получаем выражение для равновесной температуры снаряда в самой горячей зоне его поверхности:

$$T = \sqrt[4]{\frac{2}{3} \frac{\gamma n E v}{\sigma \epsilon}} \quad (3.1.10)$$

Получим, что в пузыре равновесная температура поверхности составит всего лишь 200 К, а в околосолнечных облаках 420 К. При такой почти комнатной температуре графит не будет заметно сублимировать, а его светимость (как я покажу в главе 4.1.2) не позволит земным наблюдателям заметить его на фоне космического шума.

В Солнечной системе важную роль играют боковые столкновения, которые происходят в 16 раз чаще лобовых, но полученная от них энергия переизлучается равномерно

с боковой же поверхности, которая в 3200 раз больше лобовой. А лобовые столкновения будут по-прежнему нагревать небольшой объём на брэгговской глубине, и их энергия, высвечиваясь из узкого пояса на «голове» снаряда, заставит его нагреться до значительно большей температуры. Поэтому для снаряда в Солнечной системе можно по-прежнему пренебречь боковыми столкновениями и находить равновесную температуру по формуле (3.1.10). Для максимальной концентрации солнечного ветра $n = 15 \text{ см}^{-3}$ она равна 1110 К. Это уже значительная температура, при которой нагретая «голова» снаряда светится видимым красным свечением. Но она всё ещё значительно ниже температуры сублимации графита.

3.1.4. Электризация

Когда атом межзвёздного газа влетает в снаряд, он может выбить из последнего электроны. Кроме того, электроны самого налетающего атома останавливаются в первом же миллиметре толщины снаряда, а ядро пролетает дальше, на брэгговскую глубину 9,8 см. В результате лобовая поверхность снаряда приобретает отрицательный заряд, а слой на глубине 9,8 см — положительный. Внутри снаряда образуется разность потенциалов, и поскольку графит является проводником, возникает ток электронов, направленный от поверхности к брэгговской глубине. Выбитые наружу электроны не улетают далеко от снаряда, а из-за притяжения к брэгговскому слою возвращаются в снаряд и вливаются в ток.

Ток внутри снаряда должен уравнивать входящий поток зарядов:

$$I = \frac{dq}{dt} = \gamma e v S_{\text{лоб}} \sum_i n_i Z_i \quad (3.1.11)$$

где dq — входящий положительный заряд за время dt , суммирование проводится по компонентам межзвёздной среды (водород, гелий и др.), n_i — концентрация i -го компонента, Z_i — его зарядовое число.

С учётом водорода и гелия сила тока в снаряде равна $4 \cdot 10^{-10}$ А в пузыре и $2 \cdot 10^{-8}$ А в облаках, а в Солнечной системе на расстоянии орбиты Земли колеблется от $6 \cdot 10^{-8}$ до 10^{-6} А. Этот ничтожный ток взаимодействует с магнитным полем Галактики. Оно очень слабо — магнитная индукция $B \approx 1,4 \cdot 10^{-10}$ Тл [Ferrière, p. 18]. Вектор магнитной индукции лежит в плоскости Галактики и направлен примерно по окружности её вращения. Снаряды движутся к Солнечной системе приблизительно в направлении от галактического центра, поэтому вектор магнитного поля перпендикулярен их траектории. В системе отсчёта снарядов магнитная индукция галактического поля равна $B' = \gamma B = 1,6 \cdot 10^{-10} \text{ Тл}$.

Одно из проявлений влияния магнитного поля на снаряд — эффект Холла: магнитное поле наводит в снаряде поперечное электрическое поле с напряжённостью $\gamma v B = 0,025$

В/м (разность потенциалов вдоль диаметра снаряда 1,25 мВ). Также на ток, протекающий в голове снаряда (от брэгговской глубины к лобовой поверхности), со стороны галактического магнитного поля действует сила Ампера. Она направлена условно «вверх» (перпендикулярно галактической плоскости и вектору скорости снаряда) и равна $I B' b$ (где $b = 9,8$ см – длина отрезка снаряда с током). Под действием этой силы снаряд смещаться «вверх» с ускорением $4 \cdot 10^{-23}$ м/с² в пузыре и $2 \cdot 10^{-21}$ м/с² в облаках. За 200 лет полёта в пузыре и 20 лет в облаках снаряд сместится примерно на 1 мм «вверх». Также следует отметить, что сила Ампера приложена к 10-сантиметровой «голове» 40-метрового снаряда, а потому создаёт вращающий момент и придаёт снаряду угловое ускорение $8 \cdot 10^{-24}$ рад/с² в пузыре и $3 \cdot 10^{-22}$ рад/с² в облаках. За два века полёта снаряд поворачивается (в плоскости своего движения, как спица колеса) лишь на 0,8 угловой минуты. Как видим, все электромагнитные эффекты совершенно ничтожны и не оказывают никакого заметного влияния на полёт снаряда.

3.1.5. Набор массы, торможение и отклонение от курса

В завершение рассмотрим процесс набора массы снарядом и изменения его импульса под воздействием межзвёздного «ветра». В результате каждого столкновения протон среды «застревает» в снаряде, увеличивая его массу и отбирая скорость (при лобовых столкновениях) или придавая поперечную скорость (при боковых). Дифференциальные уравнения для скоростей изменений продольной скорости v , поперечной u и массы m :

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{m} \frac{dm}{dt} \\ \frac{du}{dt} &= 2 R L \rho \frac{(w-u)^2}{m} \\ \frac{dm}{dt} &= \rho [\pi R^2 \gamma v + 2 R L (w-u)] \end{aligned} \quad (3.1.12)$$

где w – поперечная скорость течения газа, ρ — его плотность. Точное решение этой системы излишне для наших нужд, т. к. скорости изменения всех переменных очень малы ($dv/dt \ll v/t$, и то же для остальных переменных). Будем считать оба ускорения и скорость роста массы приблизительно постоянными. Тогда в пузыре продольная скорость уменьшится на 0,04 м/с, а поперечная не появится, т. к. поперечное движение частиц среды — тепловое и хаотическое. В облаках продольная скорость уменьшится на 0,2 м/с, и появится поперечная скорость порядка 10^{-10} м/с. За годы полёта в облаках «межзвёздный ветер» снесёт снаряд вбок всего на 5 см. В Солнечной системе из-за малого времени, проведённого в ней, изменения скорости ещё на много порядков меньше, чем даже в пузыре.

Таким образом, в ходе полёта скорость снаряда изменится на совершенно ничтожную величину. То же можно сказать и о массе. В общей сложности к веществу

снарядов добавятся 1,3 г водорода, 0,025 г гелия, и кроме того, около 1,8 г углерода благодаря ядерным реакциям скалывания превратится в водород, гелий, литий, бериллий и бор. (Забегая вперёд, отметим, что снаряд в столкновениях с пылью потеряет гораздо больше массы, чем приобретёт в столкновениях с газом).

Подведём итог: космический газ не разрушит снаряды, не затормозит их, не особенно нагреет и практически не изменит химический состав. Электромагнитные эффекты взаимодействия с межзвёздной средой также несущественны.

3.2. Влияние космической пыли

3.2.1. Основные сведения о космической пыли

Помимо газа, межзвёздное пространство заполнено мелкими твёрдыми частицами — пылинками. Существование этой пыли устанавливается по затемнению света звёзд. Плотность пыли намного ниже, чем у газа, однако среди пылинок встречаются достаточно крупные, способные повредить или уничтожить снаряд. Попробуем оценить возможный ущерб снарядам от пыли.

Плотность пыли в Местном пузыре порядка 10^{-28} г/см³, в околосолнечных облаках порядка 10^{-26} г/см³. Плотность межпланетной пыли примерно пропорциональна $1/r$ (где r — расстояние от Солнца) и достигает около 10^{-23} г/см³ в зоне земной орбиты. Однако воздействие пылинок на снаряд зависит от их размера. Самые мелкие пылинки, так же как атомы газа, лишь нагревают снаряд, пылинки среднего размера вырывают из него вещество, самые крупные способны полностью его уничтожить. Поэтому важно знать не только общее количество пыли, но и распределение пылинок по размерам.

Для межзвёздной пыли существуют только теоретические модели. По современным моделям, радиусы большинства пылинок лежат между 0,005 и 0,25 мкм [A. Roy et al., p. 4-5]. Пылинки меньше 0,005 мкм испаряются быстрее, чем образуются новые, а больше 0,25 мкм разбиваются в столкновениях друг с другом. Распределение пылинок по размеру в этом интервале радиусов подчиняется степенному закону: $dn \sim a^{-3,5} da$, где dn — число пылинок с радиусами от a до $a+da$. Для пылинок радиусом больше 0,25 мкм распределение неизвестно. В работе [Grün, Landgraf] предлагается для таких пылинок распределение $dn \sim a^{-4} da$, его я и буду использовать.

В Солнечной системе не только пыль плотнее, чем в межзвёздном пространстве, но и сами пылинки в среднем крупнее. Самая мелкая пыль радиусом порядка 0,1 мкм и меньше выметается наружу давлением солнечного света. Распределение по размеру микрометеоритов, выпадающих на Землю и бомбардирующих космические аппараты, соответствует степенному закону $dn \sim a^{-3,2} da$ (выводится из формулы [Руппе, с. 465]).

Часть пылинок состоит из графита, часть — из аморфных силикатов. Наиболее распространённые химические элементы в их составе — углерод, кислород, кремний, железо и магний.

3.2.2. Воздействие единичной пылинки на снаряд

Пыль, в отличие от газа, способна разрушить снаряд. При скорости столкновения 0,5

Свойства пылинки как твёрдого тела не играют роли. Она взаимодействует со снарядом как сгусток отдельных атомов, «не замечая» энергии межатомных связей, которая ничтожна в сравнении с кинетической энергией. Пылинка летит сквозь его вещество, как сквозь газ — атомы между атомами, и лишь в самом конце пробега, в районе брэгговского пика, расплавляет вещество и сама растворяется в нём.

Для определения пробега пылинки в снаряде нельзя напрямую использовать формулу (3.1.2). Согласно этой формуле, скорость потери энергии налетевшей частицей пропорциональна концентрации электронов n_e . Первые атомы пылинки отобьют часть электронов со своего пути, в результате концентрация электронов понизится, и следующие атомы пылинки будут реже сталкиваться с электронами, медленнее терять энергию, и пролетят большее расстояние. Поэтому, чем крупнее пылинка, тем больше будет её пробег b в сравнении с пробегом отдельного атома b_0 :

$$b = b_0 + \beta \cdot (a / 1 \text{ см})^\gamma \quad (3.2.1)$$

где a — радиус пылинки, β и γ — коэффициенты, зависящие от вещества пылинки (см. табл. 3.2.1).

Таблица 3.2.1

Химические элементы в составе межзвёздной пыли

Элемент	O	C	Mg	Fe	Si
Доля по числу атомов (на 10^6 ядер водорода) [Nieva, Przybilla, tab. 9]	186	123	35	33	29
Доля в составе пыли (по числу атомов), %	46	30	9	8	7
Доля в составе пыли (по массе), %	37	19	11	23	10
Пробег 1 атома в графите при нач. скорости 0,518 С, см (b_0) [согласно моей модели]	2,5	3,3	1,6	0,8	1,4
Коэффициенты в формуле (3.2.1) [согласно моей модели]	$\beta = 74 \text{ см}$ $\gamma = 1.03$	$\beta = 90 \text{ см}$ $\gamma = 1.03$	$\beta = 56 \text{ см}$ $\gamma = 1.03$	$\beta = 8.9 \text{ см}$ $\gamma = 0.85$	$\beta = 55 \text{ см}$ $\gamma = 1.03$

У отдельного атома, влетевшего в мишень, максимум энергии выделяется в самом конце трека, в брэгговском пике длиной порядка микрометра. У пылинки из множества атомов пик энерговыделения размазывается вдоль трека на длину, в 5-10 раз превышающую радиус пылинки, а если она состоит из разных элементов, и каждый имеет свою длину пробега, то пик размазывается ещё больше — на сантиметры. Таким образом, веретенообразный канал расплавленного углерода оказывается растянут вдоль всего трека, и в худшем случае может начаться прямо от поверхности снаряда.

Графит недаром служит материалом для сброса высокоэнергичных пучков протонов

— даже под тераэлектронвольтными пучками Большого адронного коллайдера он не разрушается, а лишь нагревается. Тем не менее, у всего есть предел. Чем больше атомов в налетающей пылинке, тем больше её энергия, и тем больший объём снаряда плавится при ударе. Если расплавленная область целиком заключена внутри снаряда, то ничего страшного, она рано или поздно остынет и затвердеет. Но если область плавления станет длиннее пробега, либо окажется ближе к боковой поверхности, чем на свой радиус, то она выйдет на поверхность, и жидкий углерод вступит в контакт с вакуумом. По давлением выше 100 атмосфер он фонтаном выплеснется наружу и в бурном кипении испарится, оставив в снаряде узкий конический прокол (если удар лобовой) или шрам (если удар боковой, «скользящий»).

Попробуем прикинуть, какой должна быть масса пылинки, чтобы вызвать такой эффект. Численный расчёт показывает, что длина расплавленной зоны приблизительно пропорциональна радиусу пылинки: $l/a \approx 30\,000$ для углеродной пылинки и $l/a \approx 4000$ для железной. Критический радиус пылинки, выше которого расплавленная зона становится больше длины пробега, равен 1 мкм для углерода и других лёгких элементов, и 2 мкм для железа (как это ни странно). Встреча с чисто железной пылинкой маловероятна, поэтому будем принимать в расчёт только первую величину.

При боковом ударе частица любого размера оставляет шрам, но масштаб разрушений зависит от её массы и частоты ударов.

Масса расплавленной части снаряда (в первом, грубом приближении) пропорциональна энергии столкновения с пылинкой:

$$m_{\text{расплав}} = \frac{1}{H} \cdot m_{\text{пыл}} c^2 (\gamma - 1) \quad (3.2.2)$$

где H — суммарная удельная теплота нагревания графита до температуры плавления (около 7 Мдж/кг) и собственно плавления (8,75 Мдж/кг) [Zazula, p. 3, 5], всего 15,75 Мдж/кг; $m_{\text{пыл}}$ — масса пылинки, $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2} = 1,17$ — лоренц-фактор, $v = 0,518\,c$ — скорость снаряда, c — скорость света. Подставив числа, получим отношение $m_{\text{расплав}} / m_{\text{пыл}} \approx 10^9$. Реальное значение должно быть меньше, т. к. часть энергии тратится на нагревание расплава выше 4200 К, но я возьму величину 10^9 как верхнюю оценку.

Итак, любая пылинка при боковом ударе, а пылинка радиусом больше 1 мкм — при лобовом ударе, отрывает от снаряда массу, в миллиард раз превосходящую её собственную. Пылинка достаточно большой массы может полностью уничтожить снаряд. Будем условно считать снаряд уничтоженным, если пылинка выбьет из него 10% массы. Для этого она должна иметь массу 10^{-10} от массы снаряда и, соответственно, радиус

$$a = \sqrt[3]{\frac{m_{\text{пыл}}}{4\pi\rho_{\text{пыл}}/3}} = \sqrt[3]{\frac{10^{-10} m_{\text{снар}}}{4\pi\rho_{\text{пыл}}/3}} = 8 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt[3]{R^2 L} \quad (3.2.3)$$

Для принятых мной габаритов снаряда (длина 40 м, радиус 2,5 см) радиус «пылинки-убийцы» около 100 мкм, а масса 10^{-8} г. Осталось выяснить, насколько часто снаряд будет встречать опасные пылинки и пылинки-убийцы.

3.2.3. Частота столкновений и скорость потери массы снарядом

Как уже говорилось, распределение межзвёздных пылинок по радиусу подчиняется степенному закону с показателем степени -3,5 для мелких пылинок (радиусом меньше 0,25 мкм) и -4 для крупных [Grün, Landgraf]. Нормированные функции распределения имеют вид:

$$\begin{aligned} dn &= A n_H a^{-3,5} da \quad \text{для } a < a_T = 0,25 \text{ мкм}; \\ dn &= A n_H a_T^{0,5} a^{-4} da \quad \text{для } a \geq a_T \end{aligned} \quad (3.2.4)$$

где dn — концентрация (см^{-3}) пылинок с радиусами от a до $a+da$ (см), нормировочный множитель $A = 7,76 \cdot 10^{-26} \text{ см}^{2,5}$, n_H — концентрация атомов и ионов водорода (см^{-3}) [Grün, Landgraf, p. 3].

В Солнечной системе присутствует несколько популяций пыли: межзвёздная, рассеянная равномерно с плотностью $0,05 \cdot 10^{-24} \text{ г/см}^3$; астероидно-кометная, сосредоточенная к плоскости эклиптики между 1,53 и 30 а. е. от Солнца, с плотностью $2,1 \cdot 10^{-24} \text{ г/см}^3$ на расстоянии 1,53 а. е. и обратно пропорциональной расстоянию; и пыль так называемого фэна (от англ. fan, «пропеллер»), дискообразного скопления в пределах 1,53 а. е. от Солнца, также сосредоточенного к плоскости эклиптики, с плотностью, пропорциональной расстоянию в степени -1,3 и равной $5,5 \cdot 10^{-24} \text{ г/см}^3$ на расстоянии 1,53 а. е. [Rowan-Robinson, May]. Суммарная плотность на расстоянии орбиты Земли, таким образом, составляет $1,1 \cdot 10^{-23} \text{ г/см}^3$.

Что касается распределения по размеру, для пылинок внутренней Солнечной системы в диапазоне 0,1-100 мкм соответствующий закон распределения (выведен мной из формулы [Руппе, с. 465] и прокалиброван по приведённым выше современным данным):

$$dn_{\text{Солн.сист.}} = C(r) a^{-3,2} da \quad (3.2.5)$$

где r — расстояние от Солнца в а. е., $C(r)$ — функция расстояния:
 $C(r) = 4 \cdot 10^{-23} \text{ см}^{2,2} \cdot (0,05 + 3,21 r^{-1} + 3,16 r^{-1,3})$.

Концентрация пылинок с радиусами от a_1 до a_2 находится интегрированием:

$$\begin{aligned}
n_{\text{межзвезд.}}[a_1 \dots a_2] &= n_H A \cdot \frac{a_1^{-2,5} - a_2^{-2,5}}{2,5} \quad \text{для } a_1, a_2 < a_T; \\
n_{\text{межзвезд.}}[a_1 \dots a_2] &= n_H A a_T^{0,5} \cdot \frac{a_1^{-3} - a_2^{-3}}{3} \quad \text{для } a_1, a_2 \geq a_T; \quad (3.2.6) \\
n_{\text{Солн.сист.}}[a_1 \dots a_2] &= C(r) \cdot \frac{a_1^{-2,2} - a_2^{-2,2}}{2,2}
\end{aligned}$$

Эти формулы позволяют, наконец, найти вероятность гибели снаряда в столкновении с пылинкой-убийцей. Чтобы найти вероятность встречи одного снаряда с пылинкой-убийцей в Местном пузыре, нужно умножить лобовую площадь снаряда $S_{\text{лоб}} = 20 \text{ см}^2$ на пройденное расстояние (около 100 св. лет или 10^{20} см), на концентрацию пылинок радиусом больше 100 мкм $n[100 \text{ мкм} \dots \infty]$, которая в пузыре равна $8 \cdot 10^{-25} \text{ см}^{-3}$, и на лоренц-фактор 1,17 (для учёта релятивистского сжатия пространства перед снарядом). Получим вероятность $1,9 \cdot 10^{-3}$. Весь рой потеряет 1400 снарядов из первоначальных 756 000. Точно так же находится вероятность для околосолнечных облаков, где $n[100 \text{ мкм} \dots \infty] = 4 \cdot 10^{-23} \text{ см}^{-3}$ и пройденное расстояние около 10 св. лет (10^{19} см). Вероятность гибели одного снаряда в облаках равна $9 \cdot 10^{-3}$, и рой потеряет 6800 снарядов из оставшихся. Наконец, в Солнечной системе концентрация зависит от расстояния, поэтому формулу (3.2.6) нужно проинтегрировать по расстоянию в пределах от 30 до 1 а. е. Найденная таким образом вероятность гибели одного снаряда в Солнечной системе равна $3 \cdot 10^{-3}$, т. е. рой потеряет ещё 2200 снарядов. Итого: суммарная вероятность гибели снаряда в пути — 1,4%, и потери роя — 10 400 снарядов из 756 000. Процент потерь выглядят вполне приемлемым.

Рассмотрим теперь пылинки радиусом от 1 до 100 мкм, которые я назвал опасными, т. к. они вырывают из снарядов частички их вещества. Оценим, сколько массы потеряют снаряды в таких «несмертельных» столкновениях. Поскольку каждая пылинка вырывает из снаряда массу в 10^9 раз больше её собственной, важно знать не количество, а массу всех встреченных пылинок.

Плотность в пространстве пылинок с радиусами от a_1 до a_2 находится умножением dn на массу пылинки $4\pi/3 \cdot \rho_{\text{пыл}} a^3$, где $\rho_{\text{пыл}} = 3 \text{ г/см}^3$ — средняя плотность отдельной пылинки, и интегрированием получившегося выражения:

$$\begin{aligned}
\rho_{\text{межзвезд.}}[a_1 \dots a_2] &= n_H \frac{4\pi\rho_{\text{пыл}}}{3} A \cdot \frac{a_2^{0,5} - a_1^{0,5}}{0,5} \quad \text{для } a_1, a_2 < a_T; \\
\rho_{\text{межзвезд.}}[a_1 \dots a_2] &= n_H \frac{4\pi\rho_{\text{пыл}}}{3} A a_T^{0,5} \cdot \ln \frac{a_2}{a_1} \quad \text{для } a_1, a_2 \geq a_T; \quad (3.2.7) \\
\rho_{\text{Солн.сист.}}[a_1 \dots a_2] &= \frac{4\pi\rho_{\text{пыл}}}{3} \cdot C(r) \cdot \frac{a_2^{0,8} - a_1^{0,8}}{0,8}
\end{aligned}$$

Масса всех пылинок радиусом от 1 до 100 мкм, встреченных снарядом на отрезке пути 1 см, равна $\gamma \rho[1 \dots 100 \text{ мкм}] S_{\text{лоб}}$, а вырванная ими масса в 10^9 раз больше. Для пузыря $\rho[1 \dots 100 \text{ мкм}] = 1,5 \cdot 10^{-28} \text{ г/см}^3$, и каждый снаряд потеряет 330 г, а рой в целом 250 тонн. Для облаков $\rho[1 \dots 100 \text{ мкм}] = 7 \cdot 10^{-27} \text{ г/см}^3$, и каждый снаряд потеряет 1,9 кг, а рой в целом 1400 тонн. В Солнечной системе, опять-таки после интегрирования (3.2.7) по расстоянию, получим величину потери массы одним снарядом 74 г, а всем роем 56 т. Хотя пыль в Солнечной системе в 100-1000 раз плотнее, чем в межзвёздном пространстве, снаряд проходит в ней в миллионы раз меньшее расстояние, поэтому и «собирает» значительно меньшую массу пыли.

Но пока учтены только лобовые столкновения. Боковые случаются значительно реже, зато с боков снаряд обдирают все пылинки (в том числе радиусом меньше 1 мкм), т. к. расплавленная область граничит с поверхностью. Масса всех пылинок радиусом от 0,005 мкм до 100 мкм, попавших в боковую поверхность снаряда на отрезке 1 см, равна $(\rho[0,005 \dots 0,25 \text{ мкм}] + \rho[0,25 \dots 100 \text{ мкм}]) S_{\text{бок}} w/v$, а масса, содранная ими со снаряда, в 10^9 раз больше. (Напомним, что плотности для пылинок меньше и больше 0,25 мкм рассчитываются по разным формулам, и что лоренц-фактор сокращается). Здесь w – средняя поперечная скорость пылинок. В Местном пузыре она неизвестна. В одной теоретической модели предлагаются величины 1-2 км/с для пылинок радиусом больше 0,01 мкм, и порядка 10 м/с для пылинок радиусом меньше 0,01 мкм [Hirashita, Yan, p. 3]. Поскольку основной вклад в потерю массы внесут крупные пылинки, возьмём верхнее значение $w = 2 \text{ км/с}$. Тогда в Местном пузыре, с учётом плотности пыли $\rho[0,005 \dots 100 \text{ мкм}] = 2 \cdot 10^{-28} \text{ г/см}^3$, снаряд потеряет в боковых столкновениях 12 г, а весь рой 8800 кг. В облаках пыль движется в одном потоке с газом, с той же поперечной скоростью 13 км/с. Её плотность $\rho[0,005 \dots 100 \text{ мкм}] = 10^{-26} \text{ г/см}^3$, потеря массы одним снарядом составит 430 г, а рой в целом потеряет 330 тонн. В Солнечной системе пылинки движутся по орбитам, их боковая скорость приблизительно равна круговой орбитальной: $w \approx (30 \text{ км/с}) / \sqrt{r(a.e.)}$. Проинтегрировав по r , получим, что в Солнечной системе в боковых столкновениях отдельный снаряд потеряет лишь 18 г, а весь рой 14 т. Как видим, в боковых столкновениях снаряды потеряют значительно меньше массы, чем в лобовых.

Подведём итог: благодаря столкновениям с мелкими пылинками каждый снаряд потеряет 2,7 кг или 1,6% массы, причём львиная доля потерь придётся на околосолнечные облака. Опять-таки уровень потерь весьма умеренный. С учётом как гибели целых снарядов, так и обдираания их мелкими пылинками, из первоначальной массы роя 121 тыс. тонн до Солнечной системы долетит 117 тыс. тонн. Таким образом, межзвёздная пыль практически

не уменьшит поражающей мощи роя.

3.2.4. Торможение, отклонение от курса и нагрев при столкновениях

Однако столкновения с пылинками будут не только уменьшать массу снарядов, но и менять их скорость. Эффект непосредственно от столкновений ничтожен, но выброс из снаряда его собственной расплавленной массы придаст ему гораздо более существенный реактивный импульс. Лобовые столкновения будут тормозить снаряд, а боковые сбивать с курса. Попробуем оценить масштаб тех и других.

Как уже говорилось, при лобовом столкновении с пылинкой радиусом более 1 мкм в снаряде образуется «прокол». Скорость выплеска расплавленного углерода примерно равна скорости звука в нём ($u = 2,2$ км/с), а его масса в миллиард раз превышает массу пылинки. Изменение импульса за время dt равно (без учёта релятивистских эффектов, не влияющих на порядок величины)

$$dp = -10^9 \cdot \rho [1 \dots 100 \text{ мкм}] u \cdot v S_{\text{лоб}} dt \quad (3.2.8)$$

Ускорение снарядов $a = (dp/dt) / m$ равно

$$a = -\frac{10^9 \cdot \rho [1 \dots 100 \text{ мкм}] u}{\rho_{\text{снар}} L} \cdot v = -v/\tau \quad (3.2.9)$$

Отсюда получаем, что скорость снарядов экспоненциально уменьшается за характерное время τ :

$$v = v_0 e^{-t/\tau} \quad (3.2.10)$$

В пузыре за всё время полёта скорость снарядов уменьшается на 4 м/с, в облаках на 23 м/с, а в Солнечной системе на миллиметры в секунду. Таким образом, пыль тормозит снаряды сильнее, чем газ, но всё равно совершенно незначительно.

При боковых столкновениях от снаряда также будут отлетать брызги расплавленного углерода и толкать его в сторону. При этом «тепловые» (беспорядочные) движения пылинок будут толкать снаряд в разные стороны, а направленное течение в одну. Рассмотрим сначала влияние беспорядочных толчков.

Если бы изменение импульса от каждого толчка было одинаково и равно $\Delta p = u \Delta m$, то после N случайно направленных толчков снаряд приобрёл бы случайный поперечный импульс с нормальным распределением, средним значением 0 и среднеквадратичным отклонением $\sigma_p = \Delta p \cdot \sqrt{N}$. Средняя боковая скорость была бы также равна 0, а её среднеквадратичное отклонение

$$\sigma_v = \frac{\sigma_p}{M} = \frac{u \Delta m \sqrt{N}}{M} \quad (3.2.11)$$

Насколько далеко случайные толчки могут отклонить снаряд от курса? Пусть он движется вдоль оси ОХ. Если в каждом столкновении снаряд приобретает случайно направленную поперечную скорость с проекциями $\Delta v_{y,z} = u \Delta m / M$, а между столкновениями проходит время Δt , то после первого столкновения его отклонение от курса по оси ОУ будет равно $\pm \Delta v_y \Delta t$, после двух $(\pm \Delta v_y \pm \Delta v_y) \Delta t$, и т. д., и то же самое по оси ОZ. После N столкновений снаряд отклонится от курса на расстояние $\Delta r = \sqrt{\Delta y^2 + \Delta z^2}$, где каждая из величин Δy , Δz будет случайной, нормально распределённой со средним значением 0 и среднеквадратичным отклонением $\sigma_{y,z} = \Delta v_{y,z} \Delta t \sqrt{N}$. Среднеквадратичное отклонение величины Δr будет равно $\sigma_r = \sqrt{\sigma_y^2 + \sigma_z^2} = \sigma_{y,z} \sqrt{2} = u (\Delta m / M) \Delta t \sqrt{2N}$.

Далее, используя равенства: $\Delta t = t / N$; $\Delta m = |dm_{бок} / dt| \cdot t / N$ (где $dm_{бок} / dt$ - скорость убыли массы в боковых столкновениях), получаем выражение для среднеквадратичного значения отклонения снаряда от курса

$$\sigma_r = \frac{u}{M} \cdot \left| \frac{dm_{бок}}{dt} \right| \cdot \left(\frac{t}{N} \right)^2 \cdot \sqrt{2N} \quad (3.2.12)$$

В этой формуле отсутствует зависимость от массы пылинок, поэтому можно подставить общее число боковых столкновений со всеми пылинками. За 200 лет в пузыре снаряд испытает около 100 млн. боковых столкновений, которые собьют его с курса на ничтожную величину со среднеквадратичным отклонением 3 мм.

В облаках пыль вместе с газом движется упорядоченно, и снаряд получает все удары с одного бока. За 20 лет он теряет $\Delta M = 430$ г массы, которая выплескивается в одну сторону со скоростью $u = 2,2$ км/с, соответственно, к концу пути снаряд приобретает направленную вбок скорость $u \Delta M / M = 6$ м/с. За время пути в облаках снаряд снесёт вбок на весьма значительную величину: 2,3 млн км. Этот снос необходимо учитывать при планировании миссии, изначально заложив «поправку на ветер» в направление запуска снарядов. Нападающая сторона должна иметь точные сведения о плотности и скорости течения пыли на всём маршруте, как в пузыре, так и особенно в облаках. В пределах Солнечной системы снос пренебрежимо мал, порядка нескольких метров.

В заключение рассмотрим вопрос о нагревании снаряда благодаря столкновениям с пылинками. Для нахождения равновесной температуры снаряда можно использовать формулу (3.1.10), заменив только произведение $E n$ (где E — энергия столкновения с одним атомом газа, n — концентрация атомов газа) на сумму $E n + q \rho$ [0,005 мкм ... 100 мкм], где q

– энергия, выделяющаяся при столкновения с единицей массы пыли:

$$q = c^2(\gamma - 1) = 1,52 \cdot 10^{16} \text{ Дж/кг} \quad (3.2.13)$$

Получим, что равновесная температура снарядов в пузыре около 210 К, а в облаках около 430 К. Цифры, полученные ранее с учетом одного газа, были ниже всего на 10 К. Таким образом, пыль не внесёт заметного вклада в нагревание снарядов. В Солнечной системе на расстоянии земной орбиты температура поднимется до 1200 К, это уже на 90 К выше температуры, полученной без учёта пыли. Тем не менее, и здесь нагрев пылью далеко недостаточен для испарения снарядов.

Подведём итог. Благодаря столкновениям с мелкими пылинками снаряд длиной 40 м и радиусом 2,5 см за время полёта «сточится», потеряв не более 1,6% массы. Крупные «пылинки-убийцы» уничтожат полностью около 1,4% снарядов. Таким образом, межзвёздная пыль слегка ослабит рой, но 97% его массы долетит до Земли и ударит по ней. Хаотичные боковые столкновения не смогут значительно отклонить снаряд от курса. Но эти цифры основаны на довольно спекулятивных предположениях о концентрации пылинок и их распределении по размерам, поэтому не могут считаться окончательными.

3.3. Наведение на Землю

Как я показал в предыдущей главе, ни межзвёздная среда, ни магнитные поля не могут существенно отклонить снаряды от курса. Не под силу это и гравитационным полям звёзд, вблизи которых (не ближе 3 световых лет) пролетает рой, к тому же возмущения со стороны звёзд легко предсказать и учесть в расчёте курса. Если бы удалось нацелить снаряды точно в Землю, вернее, в пустую точку, в которой Земля предсказуемо окажется через 200 лет, то они не нуждались бы ни в какой коррекции курса. Однако подобная точность нацеливания вряд ли достижима.

Снаряды должны попасть в Землю, мишень диаметром 12 000 км, с расстояния около 100 световых лет или 10^{15} км. Таким образом, угловая ошибка наведения не должна превышать 10^{-11} рад или 1 μ as (угловой микросекунды). Если условно представить себе, что снаряды запускают из «пушки» длиной 100 м, то её прицел не должен сбиваться более чем на 10 диаметров атома. Вряд ли такое реально при любом уровне технологии, поэтому снаряды будут нацелены с некоторой ошибкой, которую придётся корректировать в ходе полёта.

Снаряды должны знать своё местоположение и скорость, т. е. им нужна система позиционирования. Для навигации в глубоком космосе неоднократно предлагались координатные системы, привязанные к пульсарам. В работе [Wei et al.] рассматривается система позиционирования для марсианской миссии по четырём рентгеновским миллисекундным пульсарам. В такой системе координаты определялись бы с точностью до 200 м, а скорость — до 0,1 м/с. Более продвинутая цивилизация может располагать и большей точностью, но посмотрим, что можно сделать на современном земном уровне.

Земля движется по орбите со скоростью 30 км/с, т. е. проходит свой диаметр примерно за 400 с. (А в релятивистской системе отсчёта снаряда за 350 с, считая, что Земля движется по нормали к траектории). Если снаряд прибудет на место на 350 и более секунд раньше или позже, то он промахнётся. Ошибка во времени 350 с накапливается за 200 лет при скорости снаряда около 0,5 с. Значит, продольная скорость снаряда v_x не должна отклоняться от расчётной более чем на $0,5 \text{ с} \cdot (350 \text{ с} / 200 \text{ лет}) \approx 8 \text{ м/с}$. Пульсарная система позиционирования фиксирует в 80 раз меньшую ошибку, поэтому с этой стороны проблем нет.

Кроме того, за время полёта снаряд не должен отклониться вбок более чем на радиус Земли. Поэтому максимально допустимая поперечная скорость v_y равна $6400 \text{ км} / 200 \text{ лет} = 0,001 \text{ м/с}$. Это в 100 раз меньше ошибки позиционирования, т. е. измерить такую скорость невозможно. Поэтому снаряд заметит, что отклонился от курса, лишь когда его у-координата

отклонится от расчётной более чем на 200 м. Когда отклонение выйдет за пределы допустимого (например, 100 км), необходимо включить двигатели коррекции.

Имеет смысл до последних часов полёта не разъединять снаряды, а держать в одной сцепке, снабжённой пульсарным навигатором и двигателем коррекции (например, ионным). При общей массе снарядов порядка 100 тыс. тонн и удельном импульсе двигателя 10 км/с за весь полёт потребуется израсходовать не более 10 грамм рабочей массы. Энергия, необходимая для питания двигателя и навигатора, также очень невелика. Её можно запасти в аккумуляторе, а можно различными способами извлекать из потока набегающих частиц межзвёздной среды. Я не буду останавливаться на технических подробностях и лишь зафиксирую вывод: в первом приближении проблема попадания в планету вполне разрешима даже на сегодняшнем техническом уровне.

Литература

К. Ленг. Астрофизические формулы. Т. 1-2. М., 1978

Г. Руппе. Введение в астронавтику. Т. 2. М., 1971

Физические величины. Справочник. Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М., 1991

R. Assmann, A. Ferrari, B. Goddard, R. Schmidt, N. A.Tahir. Interaction of the CERN Large Hadron Collider (LHC) Beam with the Beam Dump Block // <http://lsag.web.cern.ch/lsag/BeamdumpInteraction.pdf>

ENDF – Evaluated Nuclear Data File // <http://www.nndc.bnl.gov/sigma/getInterpreted.jsp?evalid=15532&mf=3&mt=5> (эффективное сечение столкновений $^{12}\text{C} + p$)

Hiroyuki Hirashita, Huirong Yan: Shattering and coagulation of dust grains in interstellar turbulence // arXiv:0812.3451v1

E. Grün, M. Landgraf: Collisional Consequences of Big Interstellar Grains // arXiv:astro-ph/9909333v1

K. Ferrière: The Interstellar Environment of our Galaxy // arXiv:astro-ph/0106359v1

F. Nieva, N. Przybilla: The Chemical Composition of the Local Interstellar Dust // http://crescent.astro.illinois.edu/IAU_SpS12/TALKS/Nieva_SpS12.pdf

E. N. Parker: Parker wind // http://www.scholarpedia.org/article/Parker_Wind

M. Rowan-Robinson, B. May: An improved model for the infrared emission from the zodiacal dust cloud: cometary, asteroidal and interstellar dust // arXiv:1212.4759v1

A. K. Roy, S. K. Sharma, R. Gupta: A study of frequency and size distribution dependence of extinction for astronomical silicate and graphite grains // arXiv:0903.4745v1

J. D. Slavin: IBEX, SWCX and a Consistent Model for the Local ISM // arXiv: 1310.4053

E. Wei, S. Jin, Q. Zhang, J. Liu, X. Li, W. Yan: Autonomous navigation of Mars probe using X-ray pulsars: Modeling and results // http://center.shao.ac.cn/geodesy/publications/WeiJin_2013ASR.pdf

J. M. Zazula: On Graphite Transformations at High Temperature and Pressure Induced by Absorption of the LHC Beam // <http://cds.cern.ch/record/691793/files/project-note-78.pdf>