

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

Кафедра физики частиц и космологии

Курсовая работа

по теме:

**Частицы сверхвысоких энергий и
лунный грунт**

Выполнил

студент 2 курса гр. 217:

Ф.И.О.

Краснов И. В.

“ 12 ” мая 2014

Научный руководитель

Ф.И.О.

Горбунов Д. С.

“ 12 ” мая 2014

Москва, 2014г.

Содержание

1. Аннотация	3
2. Лунный грунт	4
3. Частицы	5
3.1. Уничтожение решетки	5
3.2. Плавление	6
3.2.1. Вывод формулы минимального потока фотонов определенной частоты для начала плавления заданной области вещества	7
3.2.2. Анализ полученного графика	10
3.2.3. Критерий проверки факта плавления	10
3.2.4. Оценка параметров “полости”	11
4. Метеориты	13
4.1. Наблюдения столкновений	13
4.2. Расчет площади поверхности Луны, “заметаемой” метеоритными кратерами в течение одного года	15
4.3. Итоговая оценка времени накопления следов прохождения космических лучей	16
5. Q-шары	16
5.1. Существующие ограничения на поток	17
5.2. Ограничения на поток, предсказываемые нашим методом	19
6. Заключение	20
I. Приложение	22
I.1. Расчет параметров кратера	22
I.2. Связь диаметра кратера с кинетической энергией метеорита	22
I.3. Нижняя оценка глубины кратеров для наблюдаемых с Земли столкновений	23
Список литературы	23

1. Аннотация

В современной физике элементарных частиц огромный интерес представляют взаимодействия частиц высоких и сверхвысоких энергий. Для исследования подобных взаимодействий построены многочисленные ускорители частиц, энергии столкновений в которых достигают 14 ТэВ (Large Hadron Collider, CERN). В то время как строительство новых, более мощных ускорителей представляется на данном этапе весьма проблематичным, человечество имеет другой источник знаний о взаимодействиях частиц высоких энергий, превышающих энергии ЛНС на порядки – космические лучи.

Энергетический спектр космических лучей крайне широк: от 10^9 до 10^{20} эВ. Состав космических лучей также разнообразен: это и долгоживущие элементарные частицы и ядра химических элементов, в основном легкие[1].

При взаимодействии с веществом заряженная частица высокой энергии инициирует лавинный процесс: во взаимодействии с первым встретившимся атомом рождается несколько вторичных частиц, каждая из которых взаимодействует с другим атомом вещества, и т.д. В частности, такие процессы происходят при взаимодействии космических частиц сверхвысоких энергий с атмосферой; получающийся каскадный процесс называется широким атмосферным ливнем и достаточно хорошо изучен как теоретически, так и экспериментально.

Аналогичный процесс идет и при взаимодействии высокоэнергичной частицы с твердым телом, например, с поверхностью небесного тела, не имеющего атмосферы. Существенная разница состоит в том, что развивающийся в газе ливень почти никак не влияет на последующую жизнь газа – след от взаимодействий в газе “замывается”, и память о ливне остается лишь в виде незначительного изменения изотопного состава атмосферы. Напротив, быстрое выделение макроскопических (десятки Джоулей!) количеств энергии в плотном кристаллическом веществе может привести к необратимым процессам – след от прохождения ливня в твердом теле останется навсегда.

2. Лунный грунт

В сравнении с Землей, Луна имеет целый ряд отличительных свойств, крайне важных в рамках поставленной задачи¹.

Во-первых, из-за своей малой массы Луна практически не имеет атмосферы. За счет этого космические лучи могут взаимодействовать с твердым веществом поверхности Луны, в то время как на Земле у поверхности регистрируют на порядки ослабленный поток вторичного излучения.

Во-вторых, Луна практически не имеет магнитного поля. Поэтому все частицы могут беспрепятственно сталкиваться с Луной.

В-третьих, Луна сейсмически неактивна, процесс эрозии практически не идет. Только метеоритная бомбардировка вносит погрешность, уничтожая старые треки (см пункт 4.).

Все это позволяет предположить, что следы, полученные от прохождения частицы через вещество поверхности, будут рождаться космическими лучами всех возможных энергий и накапливаться на протяжении долгого времени. Взаимодействие высокоэнергетичных вторичных частиц не будет иметь больших последствий, помимо строго локализованного изменения изотопного состава и уничтожения узлов кристаллической решетки, с которыми шло взаимодействие. Однако поглощение большого числа “мягких” частиц, происходящее примерно на одной глубине залегания, может привести к разогреву и плавлению вещества. Такие спекшиеся образования, выявление характерных особенностей которых и является одной из целей данной работы, могут быть легко выделены из общего массива грунта при сканировании поверхности.

Измерение изотопного состава не может быть произведено “на месте” и потребует забора образцов грунта с больших глубин, что представляет весьма сложную техническую задачу. Кроме того, изменение изотопного состава, инициированное космическим лучом высоких энергий не отличить от инициированного низкоэнергетическими космическими лучами или солнечным ветром. Высокие энергии характеризуются большей глубиной залегания в сравнении с малыми, но это, как отмечалось выше, представляет из себя весьма сложную техническую задачу. Поэтому в данной работе изменение изотопного состава не исследовалось.

¹ Более подробно см. [5]

Лунная почва уже использовалась учеными для изучения следов прохождения космических лучей [2]. Однако объектом их исследований были привезенные с Луны образцы, которые лежали на поверхности, и, вследствие этого, не могут иметь упомянутых нами следов, так как через них прошли только несколько первых поколений вторичных частиц. Следы в них оставили ионы с зарядовым числом, большим 20.

3. Частицы

Как уже было сказано ранее, следами прохождения ливня могут служить как уничтоженные во время взаимодействия с высокоэнергетичными сильновзаимодействующими частицами узлы кристаллической решетки, тяготеющие к более близким к поверхности слоям, так и расплавленные мягкими частицами области, расположенные в глубине. Рассмотрим каждый случай в отдельности.

3.1. Уничтожение решетки

Суть данного явления состоит в том, что в результате взаимодействия с высокоэнергетичной частицей ядро кристаллической решетки не только испытывает изменение своего состава (например, теряя протон или нейтрон), но также и приобретает импульс, т.е. выбивается из своего положения в кристаллической решетке. Отдельные дефекты не будут заметны, однако если множество вторичных частиц, обладающих достаточной для подобного эффекта энергией, будут сосредоточены в узком пучке, то будут разрушаться соседние узлы. В таком случае может возникнуть ситуация, когда концентрация отсутствующих узлов станет достаточно велика, чтобы ее можно было обнаружить экспериментально.

В соответствии со сказанным выше, полость должна совпадать с множеством узлов кристаллической решетки – точек взаимодействия вторичных частиц с веществом. Поэтому форма полости будет иметь соответствующий вид: “веретено”, утолщающееся к середине и заостряющееся к концам.

Уничтожение будет идти неравномерно, поэтому в реальности ожидается увидеть совокупности микроскопических полостей, образующие конгломерат, тяготеющий к оси распространения ливня. Края этого конгломерата будут окружены областью вещества, в которых уничтожение узлов все еще происходило, но было слишком разрозненным, чтобы его можно было отличить от других, не связанных с космическими лучами, дефектов решетки. Так как энергия связи атомов кристаллической решетки исчисляется в единицах эВ, то участвующие в сильных взаимодействиях ядра практически всегда приобретают достаточную для их разрыва энергию.

Энергия первичной частицы, необходимая для обеспечения обнаружения полостей, а также точная глубина залегания таких полостей сильно зависят от возможностей конкретного оборудования, используемого для сканирования, и поэтому не будут обсуждаться в данной работе. Естественно, чем большую энергию имеет первичная частица, тем большие размеры будет иметь след, оставленный в веществе каскадом вторичных частиц. Отметим также, что в данном способе наблюдается сравнительно малая концентрация частиц, вызывающих регистрируемые изменения решетки, относительно случая плавления мягкими частицами. Кроме того, такой след будет залегать ближе к поверхности, а значит более подвержен “порче” за счет метеоритной бомбардировки (см пункт 4.).

С другой стороны такой способ универсален, не зависит от того, в каком веществе развивается ливень – в отличие от случая плавления, характеризующегося уникальным для каждого вещества порогом детектирования, обусловленным необходимостью сначала разогреть вещество до его температуры плавления. Тем не менее, учитывая все вышесказанные факторы, регистрация расплавленных полостей все же представляется более перспективной и технически достижимой задачей.

3.2. Плавление

Частицы высоких энергий при взаимодействии с веществом рожают несколько вторичных частиц, с энергиями на пару порядков меньшими в сравнении с энергией первичной частицы. Энергия, передаваемая кристаллической решетке вещества в этом случае невелика. Куда эффектив-

нее идет передача энергии от “мягких” частиц. Но из-за малой величины энергии таких частиц, для того, чтобы расплавить один и тот же объем вещества, нужна куда большая их концентрация в данном объеме, в сравнении с случаем высокоэнергетичных частиц.

Оценим необходимый для полного плавления заданной области вещества¹ V поток фотонов $\Phi(\omega)$ в зависимости от их энергии $\hbar\omega$.

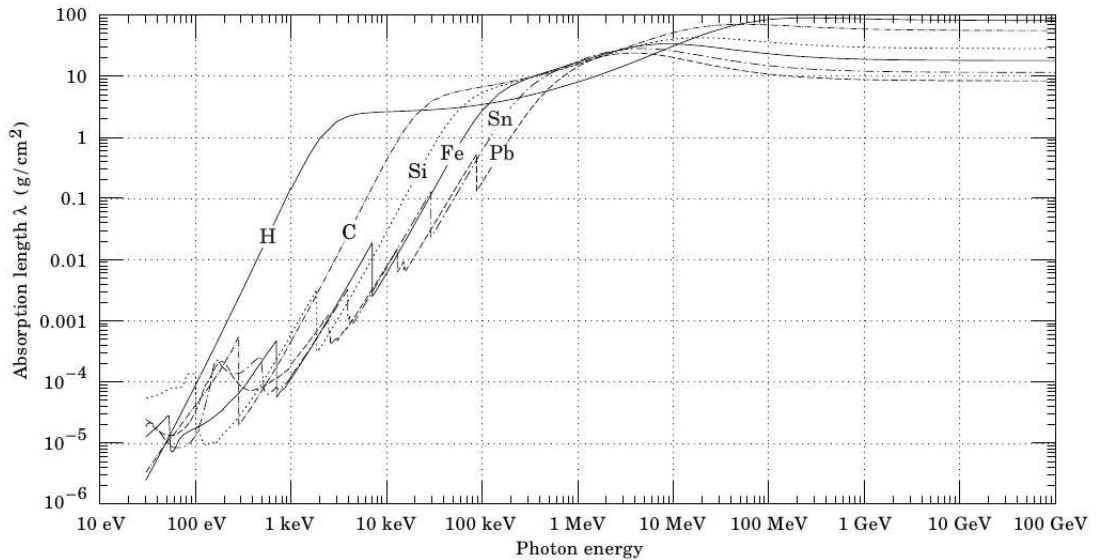


Рисунок 1 – Массовая длина поглощения (mass attenuation length) для фотона $\lambda = 1/(\mu/\rho)$ для различных веществ-поглотителей как функция энергии фотона. Массовый коэффициент поглощения равен μ/ρ , где ρ – плотность вещества. ([3])

3.2.1. Вывод формулы минимального потока фотонов определенной частоты для начала плавления заданной области вещества

Будем считать, что энергия $N_{\text{пог}}\hbar\omega$ поглотившихся фотонов идет напрямую на разогрев и плавление вещества плотностью ρ , удельной теплоемкостью C и удельной теплотой плавления L . Количество поглотившихся фотонов $N_{\text{пог}}$ связано с толщиной области s и длиной свободного пробега l : $N_{\text{пог}}(\omega) = N(\omega) \cdot \frac{s}{l(\omega)} = N \cdot \mu(\omega)s$, $\mu(\omega)$ – коэффициент поглощения, характерный для данной частоты ω .

¹ В качестве плавящегося вещества для простоты возьмем кремний

Рассмотрим граничный случай, когда энергия всех поглощенных фотонов равняется энергии, необходимой для плавления области V :

$$\hbar\omega \cdot N(\omega) \cdot \mu(\omega)s = m \cdot (L + C\Delta T), \quad (1)$$

где $m = \rho \cdot V$ – масса куска вещества объемом V . Объем $V = s \cdot \Sigma$, где Σ – площадь, s – толщина. $\Delta T = T_{\text{пл}} - T_0$ – разность температуры плавления $T_{\text{пл}}$ вещества и начальной температуры на глубине образования “полости”, начиная с 1 м она не меняется с глубиной и равняется $T_0 = -15^\circ\text{C} = 258\text{K}$ [5].

Температуры плавления кремния и веществ-составляющих реголита: кремний $T_{\text{пл}} = 1688$; оливин $T_{\text{пл}} = 1500 - 2200\text{K}$; анортит $T_{\text{пл}} = 1823\text{K}$; ильменит $T_{\text{пл}} = 1323$; пироксен $T_{\text{пл}} \sim 1300\text{K}$.

Зависимость $\mu(\omega)$ имеет сложный вид и была взята из [3] (см рис. 1) для энергий в десятки и более эВ и из [4] для менее энергетичных частиц вплоть до видимого диапазона (см рис. 2).

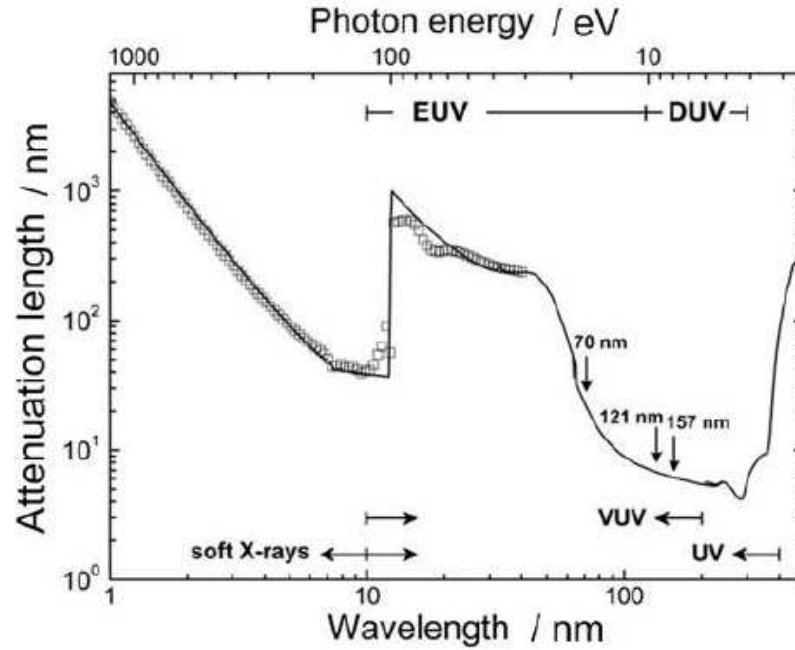


Рисунок 2 – Длина свободного пробега фотона $\lambda = 1/\mu$ для кремния как функция энергии фотона. Ультрафиолетовый диапазон. ([4])

При этом число частиц $N(\omega)$ связано с их потоком $\Phi(\omega)$ вдоль направления распространения ливня формулой:

$$\Phi(\omega) = \frac{N(\omega)}{\Sigma \cdot \tau}, \quad (2)$$

где время $\tau = s/c$.

Отсюда:

$$\Phi(\omega) = \frac{\rho \cdot c \cdot (L + C\Delta T)}{\hbar} \frac{1}{\mu(\omega) \cdot \omega \cdot s}. \quad (3)$$

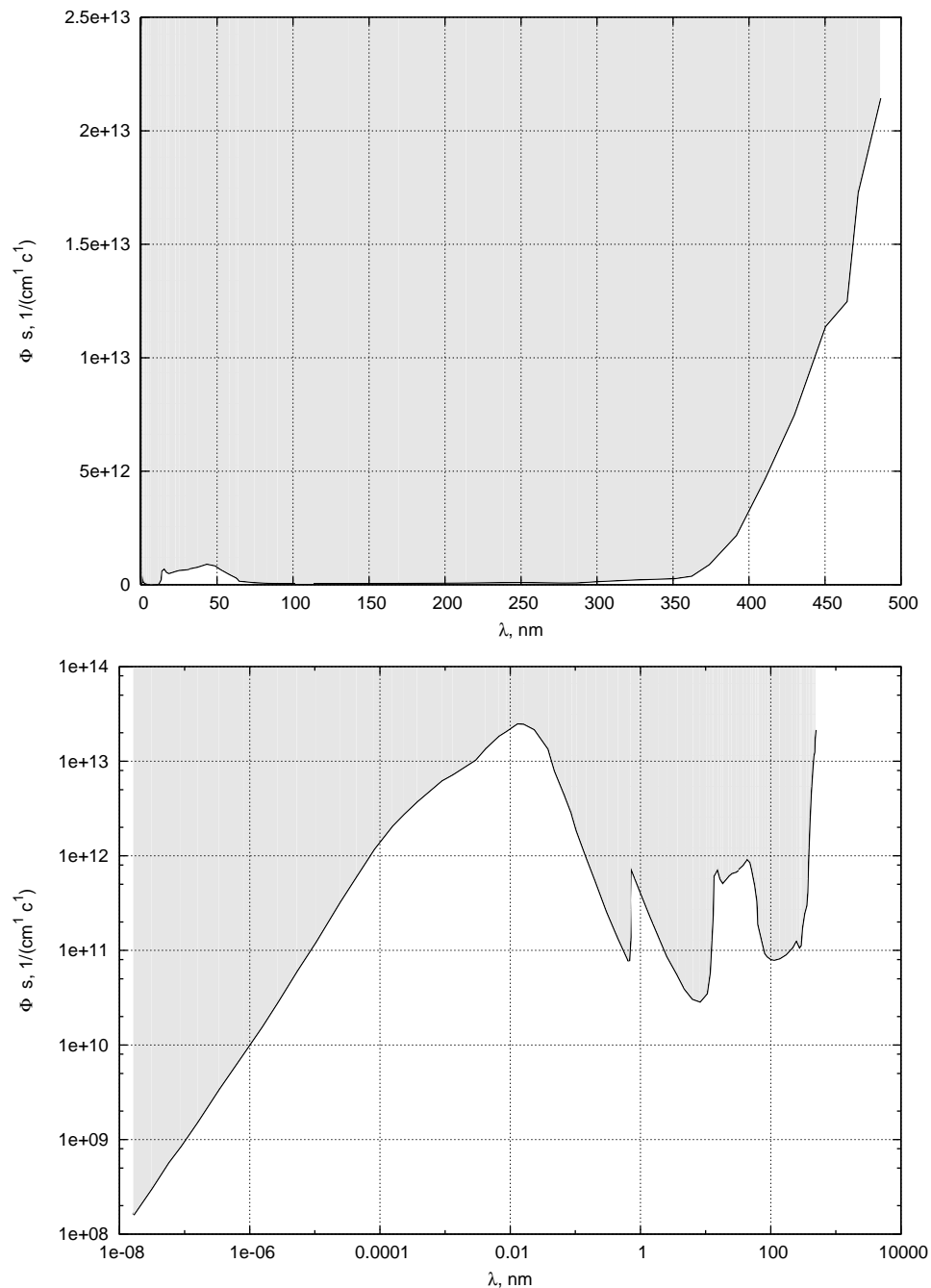


Рисунок 3 – График зависимости величины потока Φ_{min} , необходимого для начала плавления, помноженного на толщину плавящейся области s , от длины волны λ . Цветом на графике выделена область значений потока, при которых идет плавление вещества

3.2.2. Анализ полученного графика

Из формулы (3) видно, что нагляднее получается график величины $s \cdot \Phi(\omega)$, зависящей только от энергии фотонов.

Верхний график выполнен в обычном масштабе, более подробно показывая ультрафиолетовую часть спектра (десятки и сотни нм).

Нижний график выполнен в логарифмическом масштабе, более наглядно видна область рентгеновских лучей и γ -квантов высоких энергий.

Из графиков видно, что лучше всего плавление будет идти в мягком рентгене ($\lambda = 5-15$ нм) и ультрафиолете ($\lambda = 70-350$ нм). Передача энергии для γ -квантов и жесткого рентгена идет недостаточно интенсивно вкупе с малым значением их потока. Свет видимого диапазона несет слишком мало энергии и, вследствие этого, для получения эффекта должен иметь куда больший поток.

3.2.3. Критерий проверки факта плавления

Получив количественное распределение фотонов по энергиям как функцию глубины проникновения, можно, используя распределение, полученное в формуле (3) (изображенное на рис. 3), установить, плавится ли вещество на данной глубине.

В таком случае формула (1) примет более сложный вид¹.

$$\int_0^{\infty} f(\omega) \cdot (\hbar\omega \cdot N(\omega) \cdot \mu(\omega)s) d\omega \geq m \cdot (L + C\Delta T), \quad (4)$$

где $f(\omega) = \frac{dN}{d\omega}$ - функция распределения фотонов по частотам.

Подставив $N(\omega)$ по формуле (2) через поток $\Phi(\omega)$ и выразив $\mu(\omega)$ через необходимый для плавления поток монохроматического излучения $\Phi_0(\omega)$, найденный в (3), приходим к следующему неравенству:

$$\int_0^{\infty} f(\omega) \cdot (\hbar\omega \cdot \frac{s\Sigma}{c} \cdot \Phi(\omega) \cdot \frac{\rho \cdot c \cdot (L + C\Delta T)}{\hbar\omega \cdot s} \cdot \frac{1}{\Phi_0(\omega)} \cdot s) d\omega \geq \rho \cdot \Sigma \cdot s \cdot (L + C\Delta T),$$

¹ Здесь мы учитываем, что случай превышения энергии плавления также приведет к плавлению (и дальнейшему разогреву).

сократив переменные:

$$\int_0^{\infty} f(\omega) \cdot \frac{\Phi(\omega)}{\Phi_0(\omega)} d\omega \geq 1. \quad (5)$$

Таким образом, ответ на вопрос, плавится ли вещество на определенной глубине, может быть получен после проверки выполнения неравенства (4).

3.2.4. Оценка параметров “полости”

Для оценки параметров полости было проведено моделирование формирования ШАЛ от первичного протона с энергией 10^{20} эВ в веществе с плотностью: 2 г/см^3 . К сожалению, данный метод моделирования поддерживает минимальный диапазон энергий от 100 кэВ до 1 МэВ. Это не позволяет напрямую использовать указанный выше способ, но вполне достаточно, чтобы провести качественную оценку параметров расплавленной области.

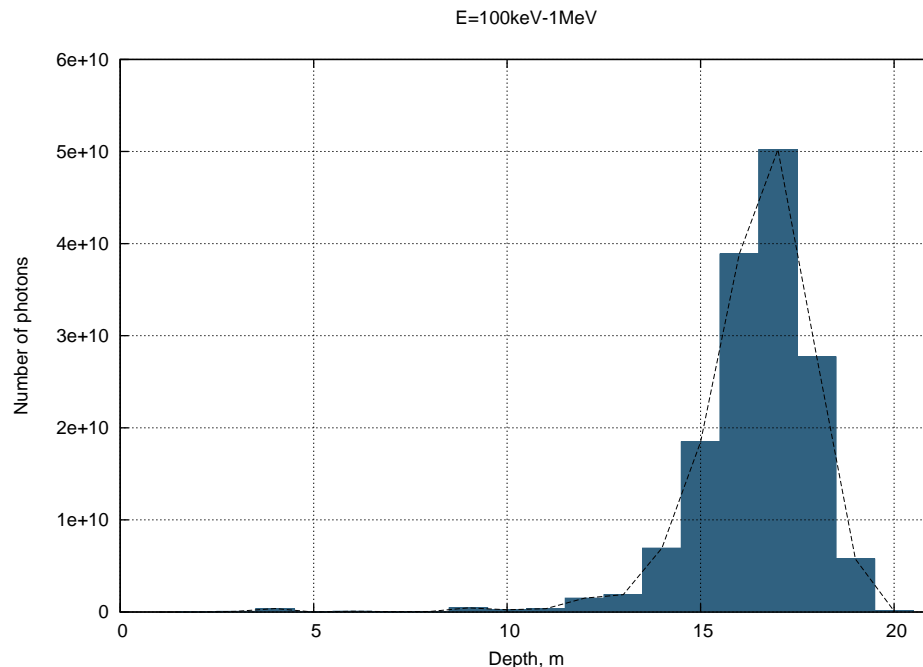


Рисунок 4 – Распределение фотонов энергии 100 кэВ–1 МэВ по глубине в ливне, рожденном первичным протоном с энергией 10^{20} эВ.

Как видно из графика, изображенного на рис. 4, максимальное количество фотонов наблюдается на глубине 17 м. Примерно на этой глубине

и должно начаться плавление, но максимум его будет наблюдаться, когда фотоны наблюдаемого диапазона энергий породят множество вторичных фотонов “энергий плавления” (см. подпункт 3.2.2.).

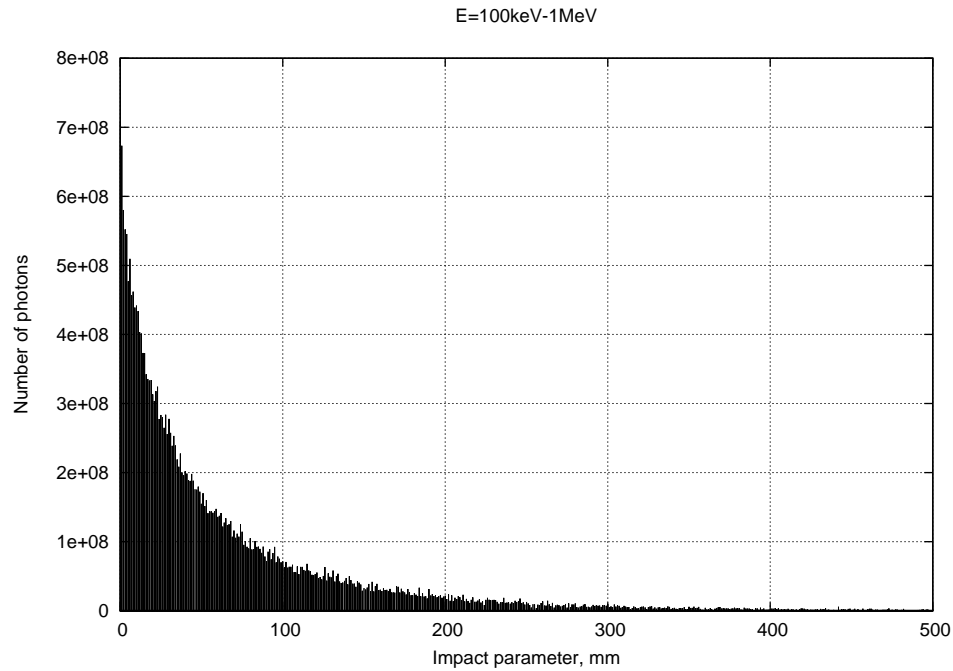


Рисунок 5 – Распределение фотонов энергии 100 кэВ–1 МэВ на глубине 17 м по значению прицельного параметра в ливне, рожденном первичным протоном с энергией 10^{20} эВ.

Если рассмотреть распределение фотонов по прицельному параметру (рис. 5), то становится видно, что эффективно поглощение идет в нескольких десятках сантиметров вдоль оси, с резким максимумом вдоль нее.

Вид “полости” определяется особенностями ее формирования: так как мягкие частицы образуются по краям ливня, то плавление на оси распространения ливня начнется позже в сравнении с его периферией. В дальнейшем форма полости будет примерно соответствовать форме ливня, утончаясь при затухании к ее концу.

Суммарная энергия фотонов $E_{\text{пог}}$ на глубине 17 м (см. рис. 4) позволяет оценить объем такой “полости”:

$$E_{\text{пог}} = V \cdot \rho \cdot (L + C\Delta T)$$

$$V = \frac{E_{\text{пог}}}{\rho \cdot (L + C\Delta T)}. \quad (6)$$

В данном случае она составляет: $V \sim 10^{-3} \text{мм}^3$.

Столь малая величина говорит нам о том, что только на оси, в максимуме поглощения, концентрация фотонов действительно будет достаточной для плавления. И, тем не менее, такие узкие иглообразные полости, залегающие на глубине порядка 20 метров, вполне можно регистрировать. Кроме того, существование порога образования полостей не позволяет подобному следу возникать в случае недостаточно энергетичной первичной частицы, что делает данный метод более привлекательным именно для изучения космических лучей высоких энергий.

4. Метеориты

В ходе работы стало очевидно, что для оценки временных масштабов накопления статистики на поверхности необходимо учитывать как особенности эволюции спутника Земли, так и непрекращающуюся метеоритную бомбардировку.

Примерно 3 млрд. лет назад началась последняя стадия формирования Луны, обусловленная в основном воздействием на поверхность солнечного ветра, космических лучей и малым, относительно более ранних стадий, потоком падающих метеоритов [5]. Так как до этого момента процессы образования поверхности еще не завершились, то следы взаимодействий интересующих нас частиц с поверхностью Луны, произошедших ранее, заведомо не сохранились.

4.1. Наблюдения столкновений

Тем не менее и три миллиарда лет – очень грубая оценка. Для того, чтобы уточнить ее, рассчитаем, какую площадь “портят” за год кратеры, образующиеся от падающих метеоритов. Для этого воспользуемся данными, собранными в ходе проекта NASA: Lunar Impact Monitoring – в течение последних лет NASA непрерывно следит и регистрирует вспышки (в видимом диапазоне) от падений метеоритов на поверхность Луны (см. [6], [7]).

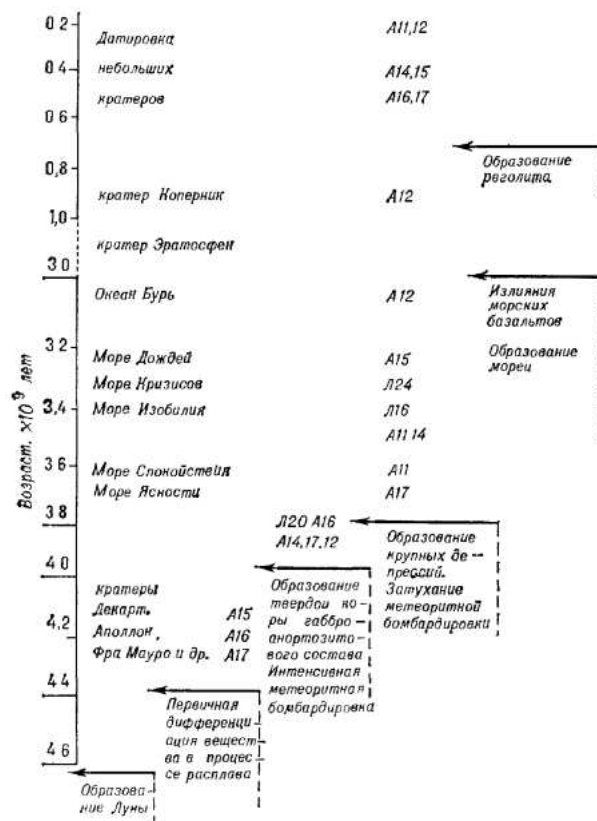


Рисунок 6 – возраст типичных образований на поверхности Луны по радиометрическим исследованиям образцов лунного грунта, доставленных на Землю КК серии “Аполлон” (США) и КА серии “Луна” (СССР). ([5])

Прежде всего отметим, что, хотя с Земли могут регистрироваться только достаточно массивные метеориты (на вспышку тратится менее сотой доли начальной кинетической энергии [8]), для нашей задачи менее массивные объекты не важны, так как они оставляют недостаточно глубокие кратеры, не разрушая представляющие наибольший интерес более глубокие слои (см. приложение I).

Кол-во столкновений таких метеоритов с поверхностью Луны оценивается порядка 2300 в год. Наблюдается же лишь несколько десятков – в силу целого ряда факторов (см. [7]):

- 1) темная половина Луны не видна с Земли
- 2) примерно четверть поверхности освещено
- 3) за счет погоды наблюдения не всегда возможно вести.
- 4) существуют различные технические проблемы.

4.2. Расчет площади поверхности Луны, “заметаемой” метеоритными кратерами в течение одного года

Согласно [9] кол-во метеоритов N обратно пропорционально квадрату их диаметра D , т.е.

$$N \sim D^{-2}$$
$$N_D = \frac{\alpha}{D^2}, \quad (7)$$

где N_D – кол-во метеоритов диаметра D , α – коэффициент пропорциональности.

Тогда общая площадь:

$$S = \int S_D \cdot dN_D = \int \frac{\pi D^2 (-2)\alpha \cdot dD}{4 D^3} = \frac{\pi\alpha}{2} \cdot \ln \frac{D_{max}}{D_{min}}, \quad (8)$$

где D_{max} и D_{min} – максимальный и минимальный размеры кратеров из интересующего нас диапазона (см. ниже).

Т.е. “заметаемая” в год площадь зависит от пределов вариации диаметров кратеров D и от константы α .

Наблюдаемый диапазон кратеров возьмем от 0.1 м (см. Приложение I.) до 20 м (предполагаемый диаметр кратера от падения метеорита 17 марта 2013 г¹ [10]).

Согласно [6] в 2013 году было зарегистрировано всего 31 падение метеоритов на поверхность Луны. Из них 11 имело энергию столкновения примерно в двадцать раз меньшую, чем событие 17 марта 2013 года. Рассчитаем диаметр кратера, образовавшегося от удара такого метеорита.

Диаметр кратера D зависит от энергии T следующим образом (см. Приложение I.):

$$D = aT^{\frac{1}{3}}, \quad (9)$$

где a – коэффициент пропорциональности.

Отсюда получаем отношение к известному нам событию 17 марта ($T_0 = 20T$, $D_0 = 20\text{м}$):

¹ Более подробно см. последний обзор [11]

$$\frac{D}{D_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{1}{3}} = 0.3684 \quad (10)$$

Отсюда следует оценка диаметра: $D = 0.3684 \cdot 20\text{м} = 7.368\text{м}$.

Подставив эти значения в (7) оценим константу α :

$$\begin{aligned} \frac{11}{31} \cdot 2300 &\approx \frac{\alpha}{\frac{\pi}{4} \cdot (7.368\text{м})^2} \\ \alpha &\approx 35000\text{м}^2. \end{aligned} \quad (11)$$

В итоге, учитывая вышеуказанные цифры, формула (8) дает нам оценку площади новообразованных достаточно глубоких кратеров:

$$S_{\text{кратеров}} = \frac{\pi \cdot 35000\text{м}^2}{2} \cdot \ln \frac{20\text{м}}{0.1\text{м}} \approx 0.3 \times 10^6\text{м}^2 \quad (12)$$

4.3. Итоговая оценка времени накопления следов прохождения космических лучей

Общая площадь поверхности Луны оценивается [5] в $3.79 \times 10^{13}\text{м}^2$. Таким образом вероятность случайно выбранной точки поверхности Луны быть “испорченной” метеоритом в ближайший год равняется

$$P = \frac{S_{\text{кратеров}}}{S_{\text{луны}}} = \frac{0.3 \times 10^6\text{м}^2}{3.79 \times 10^{13}\text{м}^2} \simeq 7.69 \times 10^{-9} \quad (13)$$

Будем считать результат достоверным, если вероятность его “порчи” составляет менее 5%. Тогда получаем оценку времени накопления информации:

$$\tau \lesssim \frac{0.05}{7.69 \times 10^{-9}\text{лет}^{-1}} = 6.5 \times 10^6\text{лет} = 6.5 \text{ млн. лет.} \quad (14)$$

5. Q-шары

Суперсимметричные обобщения СМ предсказывают существование нетопологических солитонов, получивших название “Q-шары”. Такие объекты могут обладать рядом интересных свойств. В частности, солитоны с

большим барионным числом являются полностью стабильными и могли в большом количестве рождаться в ранней Вселенной.

Поскольку солитоны способны сохранять электрический заряд, реликтовые солитоны можно разделить на два класса: суперсимметричные электрически нейтральные солитоны (СЭНС) и суперсимметричные электрически заряженные солитоны (СЭЗС).

Макроскопические сгустки кварковой материи, оставшиеся с космологического кварк-адронного фазового перехода, обычно называются кварковыми наггетами (quark nuggets), а если они сталкиваются с Землей их иногда также называют нуклеаритами (nuclearites). Стэнджлетами (strangelets) называют более компактные образования, в которых слабый положительный кварковый заряд нейтрализуется электронным облаком, в основном находящимся вне кваркового ядра [12].

До сих пор не было зарегистрировано ни одного события, достоверно соответствующего подобным образованиям.

Ограничения, устанавливаемые на поток какого-либо из вышеперечисленных образований, могут быть обобщены и на остальные, так как они должны иметь схожий механизм взаимодействия с веществом.

5.1. Существующие ограничения на поток

Экспериментальные ограничения на поток СЭЗС установлены из результатов поисков нуклеаритов с помощью нейтринных телескопов:

MACRO: $\Phi < 1.1 \times 10^{-14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ ([11] для частиц с массой от 10^{13} до 10^{22} ГэВ, уровень достоверности 90%)

ANTARES: $\Phi < 1 \times 10^{-16} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ ([15] для частиц с массой от 10^{14} до 10^{17} ГэВ, уровень достоверности 90%).

Сигнатуры СЭНС подобны тем, которые ожидаются для монополей Великого Объединения, вызывающих катализ протонного распада¹.

Также поиски следов прохождения нуклеаритов в различных материалах проводились в космосе на Skylab, на горных вершинах, на уровне моря и под землей с помощью детекторов и кусков слюды. Изучение естественных пород способно дать существенные ограничения на поток нукле-

¹ Данный метод установки ограничений использовался в [13]

аритов за счет долгого времени накопления информации в них. Это позволило дать разные ограничения на поток для разных масс [16] (см рис. 7):

1) $\Phi < 1 \times 10^{-12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ (для частиц с массой от 10^8 до 10^{10} ГэВ, уровень достоверности 90%).

2) $\Phi < 1 \times 10^{-13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ (для частиц с массой от 10^{10} до 10^{11} ГэВ, уровень достоверности 90%).

3) $\Phi < 1 \times 10^{-14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ (для частиц с массой от 10^{11} до 10^{13} ГэВ, уровень достоверности 90%).

4) $\Phi < 1 \times 10^{-19} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ (для частиц с массой от 10^{13} до 10^{26} ГэВ, уровень достоверности 90%).

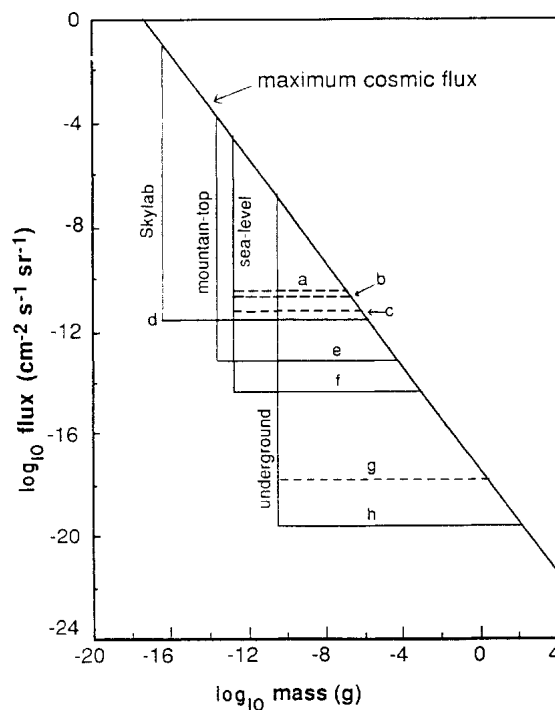


Рисунок 7 – График ограничений потока нуклеаритов (уровень достоверности 90%) в зависимости от их массы ([16]).

Помимо земных пород, исследовались также и образцы, доставленные с Луны в ходе миссии Аполлон. Так как образцы были забраны с поверхности, то они подвергались некоторой эрозии, впрочем, совершенно незначительной в сравнении с наблюдаемой на поверхности Земли. Вкупе с долгим временем накопления следов прохождения частиц и практически отсутствием магнитного поля, это позволяет предположить, что концентрация таких следов должна быть как минимум на 4 порядка большей, чем на Земле [12], [17].

Эти исследования дают следующую оценку потока (см. рис. 8):
 $\Phi < 3 \times 10^{-8} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1}$ (для частиц с массой от 40 до 65 ГэВ).

5.2. Ограничения на поток, предсказываемые нашим методом

Сделанная оценка времени накопления статистики (см. 4.2.) взаимодействия лунной поверхности с космическими лучами также может позволить оценить поток Q - шаров.

Q - шар имеет достаточно большие размеры (~ 1 нм) и при взаимодействии с веществом оставляет в нем четкий сквозной след. Обнаружить такую сквозную “дыру” не представляет большой сложности, поэтому вероятность детектирования следа прохождения Q -шара полагаем равной единице. Кроме того, это ставит нижнее ограничение на массу Q - шаров, диаметр которых должен быть не меньше периода кристаллической решетки вещества (5-8 Å).

Верхнее ограничение на массы, как и в [16] ставится через количе-

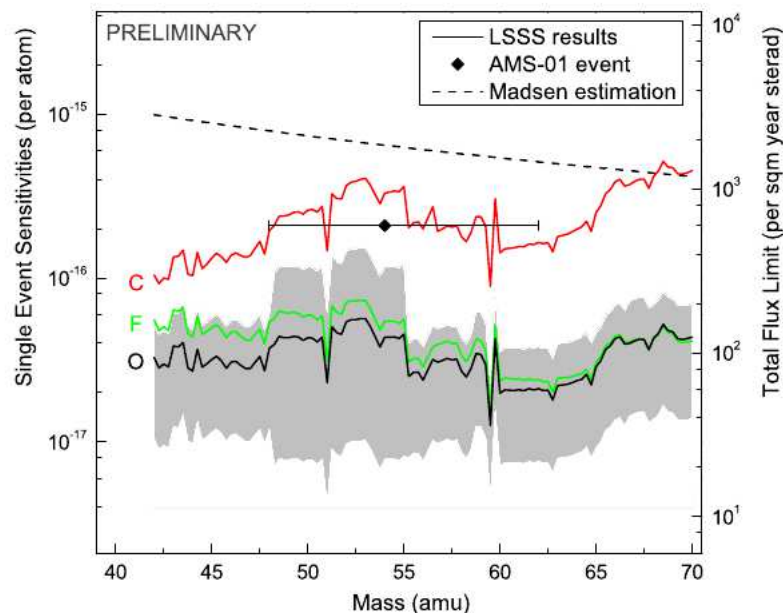


Рисунок 8 – Чувствительность одиночного события (слева) и соответствующее ограничение на поток стрэнджлетов космических лучей как функция массового числа для различного зарядового числа ([17]).

ство наблюдаемой темной материи, так как в случае превышения данного порога, мы имели бы противоречие с наблюдаемым распределением энергии во вселенной.

Кол-во событий N связано с потоком Φ формулой:

$$N = \Phi \cdot S \cdot \tau \cdot \Omega, \quad (15)$$

где S — площадь поверхности, через которую проходит N частиц за время τ , в телесном угле Ω при значении величины потока Φ .

Регистрация Q - шаров представляется маловероятной, но если не будет найдено следов их прохождения через вещество лунной поверхности, то подобное исследование позволит поставить новое верхнее ограничение на их поток.

Чтобы исключить двойной подсчет событий, мы предполагаем что все Q - шары приходят из космоса, а не изнутри Луны, т.е. $\Omega = 2\pi$.

Итак, полагая $N < 1$ получаем:

$$\Phi < \frac{1}{2\pi S\tau} \quad (16)$$

Взяв за $S = 100\text{м}^2 = 10^8\text{см}^2$ и подставив (14) в качестве времени накопления информации, получаем:

$$\Phi \lesssim \frac{1}{2\pi \text{ср} \cdot 10^8\text{см}^2 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600 \cdot 6.5 \times 10^6\text{с}} = 7.7 \times 10^{-24} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1} \quad (17)$$

Что на 4 порядка ниже, чем существующие оценки! Более того, чем большую площадь мы изучим, тем более точные оценки мы получим.

6. Заключение

В данной работе изучались перспективы использования лунной поверхности как детектора частиц сверхвысоких энергий, а также Q - шаров и нуклеаритов.

Было предложено 2 вида наблюдаемых дефектов кристаллической решетки, вызываемых прохождением каскада вторичных частиц в твер-

дом теле – разрушение и плавление. Метод плавления был признан более перспективным и рассмотрен более подробно.

Был получен критерий (см. подподпункт 3.2.3.), с помощью которого, зная распределение фотонов, образовавшихся в результате взаимодействия вторичных частиц с веществом, по энергиям и по глубине, можно построить картину образовавшихся в веществе расплавленных “полостей”.

Были оценены форма, вид, объем, глубина залегания расплавленных областей вещества (см. подподпункт 3.2.4.): микроскопические иглообразные “полости” $V \sim 10^{-3} \text{мм}^3$, залегающие на глубине порядка 20 м, образовать которые могут только космические лучи сверхвысоких энергий.

Была проведена оценка времени экспозиции (уровень достоверности 95%, см. подпункт 4.3.): $\tau = 6.5$ млн. лет.

Отдельно можно отметить, что данные расчеты могут быть применены и к другим небесным телам. Например к Европе, 6-му спутнику Юпитера, чья поверхность представляет из себя многокилометровый слой льда. Низкая плотность, температура и удельная теплота плавления позволят плавиться на порядки большим областям. С другой стороны, за счет сравнительно молодого возраста поверхности, время экспозиции также будет сравнительно невелико.

С учетом данной оценки было предсказано новое ограничение на поток Q - шаров и нуклеаритов, которое может быть поставлено с помощью подобного исследования ста кв. м. лунной поверхности (см. подпункт 5.2.): $\Phi = 7.7 \times 10^{-24} \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1}$.

Был оценен диапазон масс Q - шаров и нуклеаритов, которые могут быть зарегистрированы нашим методом. Нижнее ограничение ставится по диаметру исследуемой частицы, который должен быть не меньше периода кристаллической решетки вещества (5-8 Å). Плотность таких образований определяется используемой моделью их строения, поэтому нижнее ограничение на массу также определяется ею. Верхнее ограничение ставится по количеству темной материи во Вселенной. Для указанного выше примера оно составляет 10^{28} ГэВ.

Использование поверхности Луны для обнаружения и изучения свойств частиц сверхвысоких энергий и гипотетических Q - шаров и нуклеаритов представляется весьма перспективной задачей. Учитывая оптимистичные оценки дат колонизации Луны, можно надеяться, что к 2030 г. такой, или подобные ему, эксперименты будут уже проведены и дадут нам результаты,

недостижимые на сегодняшний день на Земле.

I. Приложение

I.1. Расчет параметров кратера

Существует несколько эмпирических формул, связывающих глубину H , диаметр D кратера с диаметром метеорита d , его плотностью ρ и скоростью v (например, см. [8], Глава 3):

$$\frac{H}{d} = k \left(\frac{\rho}{\frac{1\Gamma}{\text{см}^3}} \right)^\alpha \left(\frac{v}{\frac{1\text{км}}{\text{с}}} \right)^\beta \quad (18)$$

где параметры $k=0.3 - 0.6$; $\alpha=\frac{1}{3} - \frac{1}{2}$; $\beta \simeq \frac{2}{3}$ зависят от конкретных условий столкновения.

I.2. Связь диаметра кратера с кинетической энергией метеорита

Кинетическая энергия метеорита рассчитывается по простой формуле:

$$T = \frac{m \cdot v^2}{2} = \frac{\pi \rho}{12} v^2 d^3 \propto v^2 d^3 \quad (19)$$

В то же время по формуле (18), глубина кратера, после подстановки $\beta = 2/3$:

$$H \propto d^1 \cdot v^{\frac{2}{3}} = (v^2 d^3)^{\frac{1}{3}} = T^{\frac{1}{3}} \quad (20)$$

Учтем, что для достаточно высокоскоростных ($\gtrsim 1 \frac{\text{км}}{\text{с}}$) метеоритов глубина и диаметр кратера примерно равняются друг другу (см. [8], Глава 3).

Отсюда имеем зависимость:

$$D = aT^{\frac{1}{3}}, \quad (21)$$

где a – коэффициент пропорциональности.

1.3. Нижняя оценка глубины кратеров для наблюдаемых с Земли столкновений

Оценим диаметр каменного ($\rho = 3.2 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$) метеорита массой $m = 1\text{кг}$:

$$d \sim \sqrt[3]{\frac{6m}{\pi\rho}} \sim 0.01\text{м} \quad (22)$$

Сделаем оценку¹, вытекающую из (18), приняв скорость метеорита в момент столкновения $v = 20 \frac{\text{км}}{\text{с}}$

$$\frac{H}{d} = 0,6 \cdot 3.2^{1/2} \cdot 20^{2/3} \sim 10 \quad (23)$$

Отсюда глубина кратера $H \sim 0.1$ м.

Таким образом, не рассматриваемые нами метеориты (принципиально не наблюдаемые в [6]) способны породить кратеры глубиной только в несколько сантиметров или даже меньше.

Список литературы

1. Л. И. Мирошниченко: *Космические лучи*, “Физика Космоса”, 1986
<http://www.astronet.ru/db/msg/1188363>
2. Robert M. Walker: *Interaction of Energetic Nuclear Particles in Space with the Lunar Surface*, Laboratory for Space Physics, Washington University
3. J. Beringer et al. (Particle Data Group): *Review of particle physics*, Phys. Rev. D 86, 010001 (2012)
4. Lei Shi: *Performance Analysis of Si-Based Ultra-Shallow Junction Photodiodes for UV Radiation Detection*
5. К. Б. Шингарёва: *Луна*, “Физика Космоса”, 1986
<http://www.astronet.ru/db/msg/1188396>

¹ Оценки плотности и скорости взяты в соответствии с рекомендованными в [8], Глава 1

6. NASA Marshall Space Flight Center (MSFC) - Automated Lunar and Meteor Observatory (ALaMO) - *Candidate lunar impact observation database*, <http://www.nasa.gov/centers/marshall/news/lunar/index.html>
7. В. М. Cудник: *The status of lunar meteor research (and applications to the rest of the solar system)*, Department of Physics, Prairie View A&M University
8. Л. С. Новиков: *Воздействие твердых частиц естественного и искусственного происхождения на космические аппараты*, Университетская книга, 2009.
9. В. А. Бронштэн: *Метеоры, метеориты, метеороиды*, Москва “Наука”, 1987
<http://tunguska.tsc.ru/ru/science/1/BronstenMMM>
10. Сводка новостей NASA:
http://science.nasa.gov/science-news/science-at-nasa/2013/16may_lunarimpact/
11. R. M. Suggs, D. E. Moser, W. J. Cooke, R. J. Suggs: *The Flux of Kilogram-sized Meteoroids from Lunar Impact Monitoring*
12. Jes Madsen: *Strangelets, Nuclearites, Q-balls—A Brief Overview*, Department of Physics and Astronomy, University of Aarhus, Denmark
13. В.А. Рябов, В.А. Царев, А.М. Цховребов: *Поиски частиц темной материи*, Успехи Физических Наук, Обзоры актуальных проблем, том 178, № 11, Ноябрь 2008 г
14. Ahlen S. et. al.: *Search for Nuclearites using the MACRO Detector*, Phys. Rev. Lett. 69 1860 (1992)
15. Juan José Hernández-Rey: (for the ANTARES Collaboration) *Recent results of the ANTARES neutrino telescope*, [arXiv:1202.3283v1\[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1202.3283v1)
16. P. B. Price: *Limits on contribution of cosmic nuclearites to galactic dark matter*, Phys. Rev. D 38, 3813 (1988)
17. Ke Han (for the LSSS Collaboration): *Search for Stable Strange Quark Matter in Lunar Soil using the Mass Spectrometry Technique*, Physics Department, Yale University, New Haven, Connecticut 06520, USA