

**Л.В. Мысовский**

# **Космические лучи**

**Москва  
«Книга по Требованию»**

УДК 53  
ББК 22.3  
Л11

Л11 **Л.В. Мысовский**  
Космические лучи / Л.В. Мысовский – М.: Книга по Требованию, 2021. –  
134 с.

**ISBN 978-5-458-57820-2**

**ISBN 978-5-458-57820-2**

© Издание на русском языке, оформление  
«YOYO Media», 2021

© Издание на русском языке, оцифровка,  
«Книга по Требованию», 2021

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первозданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.



Серия Книжный Ренессанс  
[www.samizday.ru/reprint](http://www.samizday.ru/reprint)



## ОГЛАВЛЕНИЕ.

|                                                                                                                                                  | Стр. |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------|
| Глава I. Жесткость космических лучей. Приборы и методы измерения . . . . .                                                                       | 7    |
| Глава II. Открытие космических лучей. Возрастаие интенсивности космических лучей с высотой над уровнем моря . . . . .                            | 22   |
| Глава III. Измерение космической радиации на уровне моря . . . . .                                                                               | 37   |
| Глава IV. Коэффициент поглощения и спектр космических лучей . . . . .                                                                            | 51   |
| Глава V. Опыты по изучению направления космических лучей . . . . .                                                                               | 64   |
| Глава VI. Влияние давления атмосферы на наблюдаемую интенсивность космического излучения. Суточный ход интенсивности космических лучей . . . . . | 79   |
| Глава VII. Вторичные лучи. Поглощение в свинце . . .                                                                                             | 96   |
| Глава VIII. Гипотезы о природе и происхождении космических лучей . . . . .                                                                       | 117  |
| Приложение: Таблица.                                                                                                                             |      |



## *Глава первая.*

### **ЖЕСТКОСТЬ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ. ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ.**

---

Космические лучи, как показывает самое их название, идут к нам из мирового пространства; они проходят всю толщу земной атмосферы и могут быть замечены еще на глубине нескольких десятков метров воды. Для того, чтобы получить представление об основных свойствах космических лучей и о методах их изучения, лучше всего сравнить их с соседними по жесткости гамма-лучами радиоактивных элементов. Как известно, о гамма-лучах мы судим в значительной степени по их поглощению в различных элементах. Определение длины волны жестких гамма-лучей при помощи кристаллической решетки оказывается уже невозможным, и лишь путем наблюдения фото-электрического эффекта удастся получить данные о длинах волн и спектре гамма-лучей. Если мы перейдем от гамма-лучей к еще более жестким космическим, то для того, чтобы получить хотя бы приблизительное представление о длине волны и об энергии отдельного кванта космических лу-

чей, нам придется пользоваться исключительно данными о поглощении их в различных средах. Поэтому, прежде чем перейти к изучению свойств космического излучения, мы познакомимся с механизмом поглощения на примере более исследованных жестких гамма-лучей. Основной величиной при изучении поглощения является коэффициент поглощения, к рассмотрению которого мы теперь и перейдем.

Если параллельный пучок лучей, интенсивность которого равна  $I$ , падает перпендикулярно на пластинку толщиной  $dx$ , то по выходе из пластинки интенсивность его будет уменьшена на величину  $dI$ , которая поглотится веществом пластинки. Чем больше интенсивность  $I$  и толщина пластинки  $dx$ , тем больше энергии будет поглощено. Выразим эту зависимость дифференциальным уравнением —  $dI = \mu I dx$ , где коэффициент пропорциональности  $\mu = -\frac{1}{I} \frac{dI}{dx}$  носит название коэффициента поглощения и может быть определен как дробь, показывающая, на какую часть уменьшается интенсивность параллельного пучка при прохождении единицы длины поглощающего слоя. Мы не можем однако в настоящее время ограничиться таким простым определением коэффициента поглощения. Опыты с гамма-лучами показали, что их коэффициент поглощения состоит из суммы двух слагаемых  $\tau$  и  $\varepsilon$ . Это разделение на два слагаемых вполне естественно и соответствует тем двум физическим процессам, которые имеют место при поглощении гамма-лучей: испусканию фотоэлектронов и рассеянию. Так как оба явления вызываются электронами, то мы в случае надобности можем рассматривать и ту часть поглощения, которая приходится на один электрон. Коэффициент по-

глощения, отнесенный к одному электрону, обозначается через  $\mu_e$ . Очевидно, что и в этом случае мы будем иметь  $\mu_e = \tau_e + \sigma_e$ .

Если энергия кванта лучистой энергии не слишком велика по сравнению с энергией необходимой, чтобы вырвать электрон, то электрон целиком поглощает квант. В этом случае энергия вылетевшего электрона равна энергии кванта за вычетом той работы, которая затрачена на вырывание электрона. Опыты над фотоэлектрическим эффектом от рентгеновых лучей дали следующую зависимость для первого слагаемого  $\tau$ :

$$\tau = b\lambda^3 Z^3;$$

здесь  $\lambda$  — длина волны,  $Z$  — атомный номер элемента,  $b$  — коэффициент пропорциональности. Амад (Ahmad (1) подтвердил справедливость этой формулы для гамма-лучей, а Крамерс (Kramers) вывел ее теоретически.

Если энергия кванта велика по сравнению с энергией вырывания, то электрон по отношению к кванту энергии  $h\nu$  можно рассматривать как свободный, и взаимодействие  $h\nu$  с электроном происходит согласно теории Комптона (2) по закону удара упругих шаров.<sup>1</sup> Для  $\sigma$  Комpton дал математическую зависимость от длины волны поглощаемого кванта

$$\sigma = \frac{1}{1 + 2\alpha} \sigma_0 \quad (1)$$

Здесь  $\sigma_0$  есть то рассеяние, которое было дано еще классической теорией;  $\sigma_0$  не зависит от длины волны. Множитель  $\frac{1}{1 + 2\alpha}$  есть поправка, введенная Комптоном

---

<sup>1</sup> Некоторые подробности о явлении Комптона см. в гл. VII.

к классической теории. В этот множитель входит уже длина волны рассеиваемых лучей. Чтобы сделать эту зависимость от длины волны более наглядной, подставим вместо  $\alpha$  его выражение  $\alpha = \frac{\lambda}{\lambda}$ . Тогда мы получим

$$\sigma = \frac{1}{1 + 2 \frac{\lambda}{\lambda}} \sigma_0 = \frac{\lambda}{\lambda + 2\lambda} \sigma_0 . \quad (II)$$

Для очень жестких лучей с малой длиной волны мы можем пренебречь в знаменателе величиной  $\lambda$  по сравнению с постоянной формулы Комптона  $\lambda = 0,0242 \text{ \AA}$ . Следовательно, для лучей с длиной волны в тысячную долю ангстрема мы будем иметь приблизительную формулу  $\sigma = \frac{\lambda}{2\lambda} \sigma_0$ , показывающую, что коэффициент рассеяния в этом случае будет прямо пропорционален длине волны.

Выясним теперь, какую роль играют при прохождении космических лучей через материю рассеяние  $\sigma$  и истинное поглощение  $\tau$ . Для рентгеновых лучей взаимоотношение между истинным поглощением и рассеянием изучено довольно хорошо, но так как нас интересуют космические лучи, то мы остановимся подробнее лишь на более близких к ним по жесткости гамма-лучах.

Амад и Стонер (1) дают следующую проверенную ими экспериментальную формулу для коэффициента поглощения  $\mu_a$  гамма-лучей атомом какого-либо элемента.

$$\mu_a = \mu_e Z = \tau_a + \sigma_a = 1,6 \cdot 10^{-31} Z^4 + 1,92 \cdot 10^{-25} Z.$$

Отсюда отношение  $\frac{\sigma}{\tau}$  в зависимости от атомного номера будет дано следующим выражением:

$$\frac{\sigma}{\tau} = \frac{1,9 \cdot 10^{-25} Z}{1,6 \cdot 10^{-31} Z^4} = \frac{1,2 \cdot 10^6}{Z^3}.$$

Подставляя для воды  $Z = 10$ ,<sup>1</sup> получим  $\left(\frac{\sigma}{\tau}\right)_{H_2O} = 1,2 \cdot 10^3$ , а для свинца  $Z = 82$  имеем  $\left(\frac{\sigma}{\tau}\right)_{Pb} = 2,2$ .

Итак, в воде гамма-лучи только рассеиваются, в свинце же рассеяние лишь в 2,2 раза превышает истинное поглощение. Предположим теперь, что мы имеем дело с лучами, у которых длина волны в десять раз меньше той, для которой написана формула Амада и Стонера. Как изменится для них отношение  $\frac{\sigma}{\tau}$ ? На основании вышеприведенных формул мы можем сказать, что  $\sigma$  уменьшится в 10 раз — пропорционально первой степени длины волны,  $\tau$  уменьшится в тысячу раз — пропорционально третьей степени длины волны. Следовательно, даже для свинца у этих лучей отношение  $\left(\frac{\sigma}{\tau}\right)_{Pb} = 2,2 \cdot 10^2$ , и на долю поглощения путем фотоэффекта придется лишь около 20% всей поглощаемой энергии. В действительности, конечно, не удастся непосредственно наблюдать поглощение одним атомом или одним электроном, но легко вывести соотношение между наблюдаемым коэффициентом  $\mu$  и  $\mu_e$ . Умножив  $\mu_e$  на число электронов в атоме  $Z$  (атомный номер элемента), получим коэффициент поглощения атомом  $\mu_a = \mu_e Z$ . Если мы теперь умножим  $\mu_a$  на число атомов в граммоате  $N$  и разделим на атомный вес  $A$ , то получим поглощение в одном грамме вещества. Помножив полученное выражение на плотность  $\rho$ , получим окончательное выражение коэффициента

$$\mu = \rho \frac{NZ}{A} \mu_e, \quad \dots \quad (III)$$

которое дает нам поглощение в 1 см<sup>3</sup>, или что то же — на единицу длины.

---

<sup>1</sup>  $Z_{H_2O} = 2Z_H + Z_O = 2 + 8 = 10$ .

Определив для космических лучей коэффициент  $\mu$  для какого-либо вещества, мы найдем  $\mu_e = \frac{\mu}{\rho} \frac{A}{NZ}$ . Если же наши предположения относительно механизма поглощения космических лучей были правильны (экспериментальные данные, говорящие в пользу этого, будут приведены в гл. VII), то истинным поглощением  $\tau$  мы можем пренебречь и получим следующую формулу для коэффициента поглощения  $\mu = \tau = \frac{\lambda}{2A} \sigma_0$ , а из нее уже не трудно определить длину волны космических лучей  $\lambda = \mu \frac{2A}{\sigma_0}$ .

Классическая теория рассеяния дает нам выражение для вычисления  $\frac{\sigma_0}{\rho} = 0,40 \frac{\sum Z}{M}$ , где  $Z$ —атомный номер,  $M$ —молекулярный вес и  $\rho$ —плотность вещества. Подставляя значения этих величин для воды, получим  $\sigma_0 = 0,222$ . Для вычисления длины волны возьмем найденный в последнее время Милликемом (3) наименьший коэффициент поглощения космических лучей в воде  $\mu_{H_2O} = 1 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ . Тогда  $\lambda = \frac{1 \cdot 10^{-3} \cdot 2 \cdot 0,0242}{0,222} \cong 0,00021 \text{ Å}$ . Зная длину волны, мы можем вычислить энергию кванта

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6,55 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{2,1 \cdot 10^{-17}} = 9,36 \cdot 10^{-5} \text{ эргов.}$$

Эту цифру можно сделать более наглядной, вычислив ту разность потенциалов, которая была бы достаточна, чтобы сообщить электрону  $9,36 \cdot 10^{-5}$  эргов. Эта разность потенциалов будет

$$V = \frac{9,36 \cdot 10^{-5}}{4,77 \cdot 10^{-10}} 300 = 59 \cdot 10^6 \text{ вольт.}$$

Получить потенциал в несколько миллионов вольт и построить прибор, при помощи которого можно было бы

воспользоваться им для ускорения электронов, составляет мечту современных физиков (4). Имея такой прибор, можно было бы, задерживая электроны антикатодом (подобно тому как это делается в обычной рентгеновской трубке), получить лучи с длиной волны равные и даже большие, чем самые жесткие гамма-лучи радиоактивных элементов. Однако мечта эта еще далека от осуществления. Хотя удастся уже построить трансформатор на  $6 \cdot 10^6$  вольт, но ввести такой потенциал в вакуумную трубку пока еще невозможно. Кулидж с большими затруднениями удалось создать для электронов ускоряющее поле почти в 1 миллион вольт, но это все еще меньше энергии бета- и гамма-лучей, испускаемых радиоактивными веществами. На ряду с этим в космических лучах мы встречаемся с квантами в несколько десятков миллионов вольт. Хотя вышеприведенное вычисление энергии недостаточно точно вследствие неточности формулы Комптона, но и более точная формула Дирака дает даже несколько большие значения, и порядок нескольких десятков миллионов вольт остается. Такая энергия, несомненно, достаточна для разрушения ядра атома любого из известных нам элементов и если мы не наблюдаем еще такого постоянного превращения химических элементов на поверхности земли, то это объясняется, вероятно, лишь тем, что количество атомов, подвергающихся разрушению под действием космических лучей, чрезвычайно мало, и весь процесс превращения элементов происходит крайне медленно. Чтобы составить себе некоторое представление о скорости этого процесса, произведем приблизительный подсчет на основании следующих соображений. Интенсивность космического излучения такова, что каждую секунду на поверхности земли

в  $1 \text{ см}^3$  воздуха благодаря этому излучению образуется около 2 ионов. Если заменить для цели вычисления всю толщу атмосферы равной ей по массе высотой однородной атмосферы в 8 км и для простоты принять интенсивность во всех слоях одинаковой, то на каждый столб с основанием в  $1 \text{ см}^2$  придется  $8 \cdot 10^3 \cdot 10^{21} = 8 \cdot 10^{24}$  ионов. Так как один гамма-луч производит при полном своем поглощении  $2,5 \cdot 10^4$  ионов, то для кванта космических лучей соответственно их энергии мы примем величину в 10 раз большую, т. е.  $2,5 \cdot 10^5$ . Для того, чтобы поддерживать ионизацию во всей толще атмосферы, необходимо по крайней мере  $\frac{8 \cdot 10^{24}}{2,5 \cdot 10^5} = 3,2 \cdot 10^{19}$  лучей, падающих на каждый квадратный сантиметр в секунду. В год их пройдет через ту же площадь  $3,2 \times 60 \cdot 60 \cdot 24 \cdot 365 = 3,2 \cdot 3 \cdot 10^7 = 9,6 \cdot 10^7 \approx 10^8$ . Если главным образом, как это мы увидим далее, происходит лишь поглощение путем рассеяния, то на долю фотоэффекта ядра придется не более  $\frac{1}{100}$  всего количества квантов, т. е.  $2 \cdot 10^6$ . Пусть теперь космические лучи падают на поверхность ртути с площадью  $2 \cdot 10^2 \cdot 2 \cdot 10^2 = 4 \cdot 10^4 \text{ см}^2$  и глубиной в 76 см (атмосферное давление). Через эту поверхность пройдет за 1 год  $2 \cdot 10^6 \cdot 4 \cdot 10^4 = 8 \cdot 10^{10}$  квант космической радиации, разбивающих по нашему предположению, ядра. Спустя сто миллионов лет будет разбито  $8 \cdot 10^{10} \cdot 10^8$  атомов ртути, и если каждый из них, потеряв по одному положительному заряду, перешел в золото, то всего мы получили бы  $\frac{A}{N} 8 \cdot 10^{18} = \frac{200 \cdot 8 \cdot 10^{18}}{6 \cdot 10^{23}} \approx 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ г} = 2,7 \text{ мг}$  золота. Это количество настолько ничтожно, что нечего и думать обнаружить действие космических лучей на ядра атомов таким элементарным путем. Мы еще раз вер-