

PACS: 78.66-w,81.15 Cd

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ ОТ ПЛОСКОГО РАДИОАКТИВНОГО ИСТОЧНИКА

Х.Ш. Абдуллаев<sup>1</sup>, Б.А. Наджафов<sup>2</sup>, Х.Э. Гусейнзаде<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Бакинский Государственный Университет,

<sup>2</sup>Институт Радиационных проблем НАНА

[bnajafov@inbox.ru](mailto:bnajafov@inbox.ru)

**Резюме:** Рассматривается вопрос пространственного распределения быстрых и тепловых нейтронов в атмосфере Земли. Поля быстрых нейтронов от плоского радиоактивного источника при энергии источника, не превышающей 1МэВ, корректно описывается теорией возраста. Влияние неоднородности атмосферы сказывается при высоте источника, превышающей 20-25 км. Плотность потока медленных нейтронов спадает практически до нуля на расстоянии порядка двух параметров неоднородности атмосферы.

**Ключевые слова:** поток нейтронов, атмосфере Земли, неоднородность, квазидиффузия.

1. С точки зрения проблемы загрязнения атмосферы Земли и борьбы с ним представляет интерес знание пространственно-энергетического распределения нейтронов в атмосфере и некоторых его функционалов, определяющих побочные эффекты, такие, например, как вторичное гамма-излучение, от радиоактивных источников различного типа.

Интенсивность взаимодействия нейтронов с воздухом зависит от плотности молекул воздуха, которая различна на различных высотах. В связи с этим в верхних слоях атмосферы на распространение нейтронов будет оказывать неоднородность атмосферы. Влияние неоднородности существенно на тех высотах, на которых длина свободного пробега нейтронов оказывается сравнимой с характерным размером неоднородности атмосферы. Для модели экспоненциальной атмосферы с характерным параметром  $h=8\text{km}$  это происходит на высотах  $20\div 25$  км над поверхности Земли. По характеру взаимодействия с молекулами воздуха нейтроны можно разделить на две большие категории: быстрые и тепловые. К быстрым нейтронам относятся те нейтроны, энергия которых значительно превышает тепловую энергию движения молекул воздуха. В этом случае можно считать, что рассеяние нейтронов происходит на неподвижных молекулах. Тепловые нейтроны – это те нейтроны, энергия которых сравнима или даже меньше тепловой энергии молекул воздуха. В этом случае при рассмотрении рассеяния нейтронов молекулами воздуха необходимо учитывать тепловое движение последних.

2. Плотность потока нейтронов  $\psi(z, \nu, \vec{\Omega})$ , находящихся на высоте  $z$ , движущихся с скоростью  $\nu$  в направлении  $\vec{\Omega}$  в стационарном случае описывается интегро-дифференциальным уравнением Больцмана:

$$\begin{aligned} & \vec{\Omega} \text{grad} \psi(z, \nu, \vec{\Omega}) + \sum_z(z, \nu) \psi(z, \nu, \vec{\Omega}) = \\ & = \iint \sum_s(z, \nu' \rightarrow \nu, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \psi(z, \nu', \vec{\Omega}') d\nu' d\vec{\Omega}' + S(z, \nu, \vec{\Omega}), \end{aligned} \quad (1)$$

Где  $\sum_s(z, \nu' \rightarrow \nu; \bar{\Omega}' \rightarrow \bar{\Omega})$  - дважды дифференциальное сечение рассеяния нейтронов,  $\sum_t(z, \nu)$  - полное сечения взаимодействия нейтронов с воздухом,  $S(z, \nu, \bar{\Omega})$  - плотность источников тепловых нейтронов.

3. Пространственно-энергетическое распределение быстрых нейтронов для экспоненциальной атмосферы от плоского моноэнергетического источника, являющиеся решением уравнения (1) в возрастном приближении, имеет вид [1]:

$$\psi_{epi}(z, \tau) = \frac{\exp\left[-\int_0^\tau a^2(\tau')d\tau'\right]}{(4\pi\tau)^{1/2}} \exp\left[-\frac{(1-e^{-\lambda z})^2}{4\tau\lambda^2}\right], \quad (2)$$

где

$$a^2 = 3\sum_{tr} \cdot \sum_a; \quad \sum_{tr} = \sum_t - \frac{2}{3} \sum_{i=1}^N \frac{\sum_i}{A_i}; \quad \lambda = \frac{1}{h};$$

$$d\tau = \frac{dE}{3\xi \sum_s \cdot \sum_{tr} \cdot E}; \quad \xi = \frac{1}{\sum_s} \sum_{i=1}^N \sum_{si} \left[1 - \frac{(A_i - 1)^2}{4A_i} \ln \frac{(A_i + 1)^2}{(A_i - 1)^2}\right];$$

Где  $A_i$  – атомный вес  $i$ -го рассеивающего элемента,  $N$ -число элементов,  $\sum_s$  и  $\sum_a$  - интегральные сечения рассеяния и поглощения соответственно,  $\sum_{tr}$  - транспортное сечение. Плотность потока быстрых нейтронов  $\psi_{epi}$  в (2) нормирована тем условием, что в единицу времени в начале координат (при  $z=0$ ) возникает один нейтрон.

Легко показать, что для энергий, значительно меньших энергии нейтронов источника, это распределение следует известному спектру Ферми. Отклонения от этого спектра, экспоненциально полученные в [2], обусловлены, по-видимому, такими эффектами, как неточность источника в пространстве, присутствием примесей в воздухе и наличием химических связей в рассеивающих молекулах.

4. Получение аналитического решения кинетического уравнения (1) в случае тепловой энергии нейтронов даже для простейших моделей рассеяния затруднительно. Пространственно-энергетическое распределение нейтронов в этой области энергий было нами получено численным образом с помощью комплекса программ [3], в основу которого был положен нелинейный итерационный метод решения кинетического уравнения, называемый методом квазидиффузии [4]. Источник тепловых нейтронов определяется из следующих физических соображений. При рассеянии быстрых нейтронов с энергией  $E_{гр}$ , часть их падает в тепловую область. Выбор границы  $E_{гр}$  между быстрыми и тепловыми нейтронами условен. Энергия  $E_{гр}$  должна удовлетворять единственному требованию  $E_{гр} \gg T$  ( $T$  - равновесная температура среды в энергетических единицах). Для каждого нейтрона с энергией  $E > E_{гр}$  имеется определенная вероятность перейти за счет рассеяния на атомах среды в состояние с  $E < E_{гр}$ . Дальнейшее поведение нейтронов с  $E < E_{гр}$  определяется уравнением термализации. Источниками в этом уравнении являются те нейтроны с  $E < E_{гр}$ , которые перед последним соударением находились в области  $E' > E_{гр}$ .

Плотность источников тепловых нейтронов  $S(z, E, \vec{\Omega})$  определяется суммарным эффектом по всем энергиям  $E' > E_{гр}$ . и дается выражением:

$$S(z, E, \vec{\Omega}) = \iint \sum_{E' > E_{гр}} (z, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \mu_{epi}(z, E', \vec{\Omega}') dE' d\vec{\Omega}' , \quad (3)$$

где (3) дает как пространственное, так и энергетическое распределение источников тепловых нейтронов.

При расчете источника тепловых нейтронов будем использовать выражение (2). Подставив (2) в формулу (3), получим:

$$S(s, \nu) = \sum_{i=1}^N S_i(z, \nu) , \quad (4)$$

Где

$$S_i(s, \nu) = S_i(\nu) \chi(z)$$

$$\chi(z) = \frac{1}{(4\pi\tau_T)^{1/2}} \exp \left[ -\lambda z - \frac{(1 - e^{-\lambda z})^2}{4\tau_T \lambda^2} \right] , \quad (5)$$

$$S_i(\nu) = \frac{1}{2\pi\xi} \sum_s \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} S_i(\tau, \nu' \rightarrow \nu) \frac{d\nu'}{\nu'} .$$

Мы вынесем  $\chi$  из-под знака интеграла по скорости, так как возраст нейтронов зависит от скорости только через величину  $u = \ln \frac{\nu_0}{\nu}$ . Изменение  $u$  на участке от  $\nu_{min}$  и  $\nu_{max}$  (вблизи энергий  $\sim 1$ эВ) мало,  $\tau_T$  означает возраст нейтронов с энергией  $E_{гр}$ .

Атмосфера Земли в расчетах полей нейтронов предполагалась состоящей из азота и кислорода с температурой, соответствующей высоте  $H$  плоского моноэнергетического источника быстрых нейтронов.

Пространственное распределение медленных нейтронов, полученное с учетом эффекта термализации, для высоты  $H=40$  км представлена на рис.1. Там же для сравнения приведено распределение тепловых нейтронов, полученное в [5], без учета обмена энергиями при столкновениях.

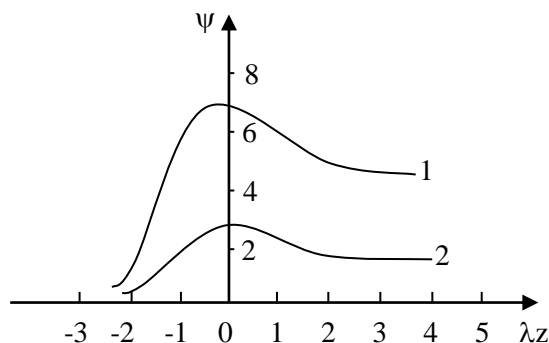


Рис.1. 1 – результат расчета настоящей работы, 2 – результаты [5], без учета эффекта термализации

Большое различие в результатах объясняется завышением эффекта поглощения нейтронов в работе [5]. По сравнению с этим распределением наш график сдвинуты в область более высоких энергий. Это обусловлено сильным поглощением медленных нейтронов молекулами азота. Средняя энергия медленных нейтронов в атмосфере Земли оказалась приблизительно постоянной по пространству и равной 0,2 эВ.

5. Выводы. Поля быстрых нейтронов от плоского радиоактивного источника при энергии источника, не превышающей 1 МэВ, корректно описывается теорией возраста. Влияние неоднородности атмосферы сказывается при высоте источника, превышающей 20-25 км.

Поля медленных нейтронов существенным образом определяется тепловым движением молекул воздуха.

Эффект термализации в неоднородной атмосфере может быть описан в однопоровом приближении, если среднюю энергию нейтронов положить равной 0,2 эВ.

Плотность потока медленных нейтронов спадает практически до нуля на расстоянии порядка двух параметров неоднородности атмосферы. Асимптотическое значение этой плотности в направлении оси Земли существенно отлично от нуля. Максимум пространственного распределения смещен в направлении от источника к Земле на величину порядка  $h=8\text{km}$ .

### *Литература*

1. В.И.Пальванов и др. «Распределение нейтронов в атмосфере с учетом изменения плотности» Геомagnetизм и аэрономия, т.8, № 4, 1998.
2. А.Х.Абдурахманов и др. «Геомagnetизм и аэрономия» т.9, №5, 2007.
3. Г.Я.Труханов «Методы расчета полей тепловых нейтронов». М. Атомиздат, 2004.
4. В.Я.Голдин. «Квазидиффузия тепловых нейтронов». М. Атомиздат, 2007.
5. Г.В.Левицкая. Геомagnetизм и аэрономия. XII, №5, 2005.

## DISTRIBUTION OF NEUTRONS IN THE EARTH ATMOSPHERE FROM PLANE RADIOACTIVE SOURCE

H.Sh. Abdullaev<sup>1</sup>, B.A. Najafov<sup>2</sup>, H.E. Huseynzade<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Baku State University,*

<sup>2</sup>*Institute of Radiation Problems of ANAS*

[bnajafov@inbox.ru](mailto:bnajafov@inbox.ru)

**Abstract:** The question of the spatial distribution of fast and thermal neutrons in the Earth's atmosphere is considered. The fields of fast neutrons from a flat radioactive source with a source energy not exceeding 1 MeV are correctly described by the age theory. The effect of atmospheric inhomogeneity affects the height of the source in excess of 20-25 km. The flux density of slow neutrons falls almost to zero at a distance of about two parameters of the atmospheric inhomogeneity.

**Keywords:** neutron flux, Earth's atmosphere, heterogeneity, quasidiffusion.

MÜSTƏVİ SƏTHDƏ RADİOAKTİV MƏNBƏDƏN GƏLƏN NEYTRONLARIN YERİN  
ATMOSFERİNDƏ PAYLANMASI

H.Ş. Abdullaev<sup>1</sup>, B.A. Nəcəfov<sup>2</sup>, X.E. Quseynzadə<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Bakı Dövlət Universiteti,*

<sup>2</sup>*AMEA Radiasiya Problemləri İnstitutu*

[bnajafov@inbox.ru](mailto:bnajafov@inbox.ru)

**Xülasə:** Yerin atmosferində sürətli və qızmış neytronlarının fəza paylanmasına baxılmışdır. Sürətli neytronlarının sahəsi mənbənin 1 MeV-ə qədər enerjisində dəqiq təsvir olunur. Atmosferin qeyri-bircinsliliyi 20-25 km yüksəklikdə özünü büruzə verir. Zəif neytronlar dəstəsinin sıxlığı praktiki olaraq atmosferin iki parametrlərində qeyri-bircinsliliyi sifirə enir.

**Açar sözlər:** neytronlar seli, Yer atmosferi, qeyri-bircins, kvazidiffuziya