

## О ПРОЦЕССАХ ОБРАЗОВАНИЯ $\text{H}^3$ и $\text{He}^3$ В ПРИРОДЕ

В течение последних лет было доказано существование в природе радиоактивного изотопа углерода  $\text{C}^{14}$ , образующегося в результате реакции нейтронов космического излучения с ядрами азота атмосферы.

Предположение о том, что лёгкий изотоп гелия  $\text{He}^3$ , существующий в составе гелия атмосферы, образовался в результате распада трития  $\text{H}^3$ , возникающего в атмосфере под действием космического излучения, было подтверждено исследованиями изотопического состава воды озёр, океана и атмосферного воздуха<sup>1</sup>.

В первых опытах были исследованы образцы тяжёлой воды высокой концентрации, полученные из поверхностных вод. Содержание сверхтяжёлого радиоактивного изотопа водорода — трития — в них должно было превышать его концентрацию в обычной воде примерно в миллион раз. Было обнаружено, что эти образцы действительно радиоактивны.

Активность их соответствовала начальной концентрации природного трития порядка 1 атома на  $10^{18}$  атомов обычного водорода  $\text{H}^1$ .

Эта концентрация наблюдалась в воде норвежских озёр. Концентрация трития в океанской воде ниже примерно на 2 порядка величины. Количество атомов трития в воздухе, отнесённое к числу атомов атмосферного водорода<sup>2</sup>, выше и равно  $1:10^{14}$ .

Ввиду того, что период полураспада трития, переходящего в  $\text{He}^3$  с испусканием электрона, составляет всего около 12 лет, для поддержания указанных концентраций необходим достаточно интенсивный процесс непрерывного образования  $\text{H}^3$ .

Ещё до определения концентрации трития в воде и воздухе было выдвинуто предположение, что ядерные реакции быстрых нейтронов с азотом



могут быть одной из основных причин возникновения ядер природного трития<sup>3</sup>. Реакция наблюдалась в лабораторных условиях в 1941 г.<sup>4</sup> Однако условия опыта не дали возможности оценить сечение реакции с нужной точностью.

Ниже будет описан метод, позволивший оценить сечение реакции ( $n, n^3$ ) для быстрых нейтронов, возникающих при делении ядер урана, с точностью до 25 процентов. Анализируя современные данные о числе быстрых нейтронов в космическом излучении и количестве ядер  $n^3$ , генерируемых в «звездах», вызываемых космическими частицами большой энергии, автор<sup>5</sup> оценил концентрацию природного трития. Результат с точностью до порядка величины совпадает с непосредственными опытными данными<sup>1,2</sup> о количестве трития в воде и в атмосфере.

### 1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ $N^{14}(n, n^3)C^{12}$ В ЛАБОРАТОРНЫХ УСЛОВИЯХ

Опыты заключались в облучении азота известным количеством быстрых нейтронов и последующем определении числа накопившихся в результате реакции  $N^{14}(n, n^3)C^{12}$  ядер трития.

Стальной сосуд наполнялся смесью азота и водорода или азотом, водородом и аммиаком. Для устранения медленных нейтронов сосуд закрывался слоем кадмия.

Источником быстрых нейтронов служила пластина из  $U^{235}$ , помещённая в брукхавенский реактор. Облучение газа проводилось непрерывно в течение 4—5 суток. Затем газ выпускался из сосуда в камеру Вильсона или систему для наполнения газоразрядных счётчиков.

В случае работы с камерой Вильсона к газу добавляли водород и алкоголь. На каждом фотоснимке имелось в среднем 5 хорошо различимых треков электронов  $\beta$ -распада трития; для набора хорошей статистики достаточно было сотни снимков. Фон треков медленных электронов, которые было трудно отличить от тритиевых, не превышал одного на снимок.

Камера Вильсона была прокалибрована введением известных малых доз трития. Калибровка осуществлялась впуском малых количеств дейтерия, концентрация трития в котором была известна и составляла  $(3,6 \pm 0,1) \cdot 10^{-12}$ .

В нескольких сериях опытов облучённый газ непосредственно или после наблюдений в камере Вильсона использовался для наполнения счётчиков. При этом водород отделялся от других составляющих газовой смеси с помощью палладиевой трубки. К водороду добавлялось некоторое количество бутана. Счётчики помещались в специальное устройство для получения низкого фона, состоявшее из защитного экрана и счётчиков, включённых на антисовпадение.

Результаты, полученные с помощью счётчиков, были систематически ниже, примерно на 10%, чем данные, полученные с камерой Вильсона. Удалось установить, что расхождение объяснялось образованием молекул аммиака, не проходивших сквозь палладиевую течь в счётчики.

Поток нейтронов был определён тремя независимыми способами, давшими хорошо совпадающие результаты.

а) Поток тепловых нейтронов вблизи пластины из  $U^{235}$ , служившей источником быстрых нейтронов, определялся по активации натрия, сравниваемой с активностью, полученной в реакторе с известным потоком. По потоку тепловых нейтронов поток быстрых нейтронов от делений определялся прямым расчётом.

б) Поток быстрых нейтронов определялся непосредственно по активации серы (реакция  $S^{32}(n, p)P^{32}$ ). порог которой равен 1 Мэв.

Сечение этой реакции для нейтронов деления равно  $50 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ . Большой период полураспада (14 дней) позволил получить среднюю величину потока за время облучения независимо от флуктуаций режима реактора.

в) По активации магния в реакции  $Mg^{24}(n, p)Na^{24}$ , порог которой 4,7 Мэв, очень близок к порогу образования трития в азоте.

Соотношение между сечением, потоком нейтронов и количеством образующегося трития может быть записано как

$$\frac{N_T}{N_H} = \left( \frac{N_N}{N_H} \right) t F \int_{4,4 \text{ Мэв}}^{\infty} \sigma(E) n(E) dE, \quad (2)$$

где  $\frac{N_T}{N_H}$  — отношение числа ядер трития и водорода;  $\frac{N_N}{N_H}$  — отношение числа ядер азота и водорода, равное в данном случае 0,55;  $t$  — время облучения в секундах;  $F$  — поток быстрых нейтронов, усреднённый по сечению сосуда;  $\sigma(E)$  — сечение как функция энергии и  $n(E) dE$  — распределение энергий нейтронов при делении  $U^{235}$ .

По данным<sup>6,7</sup> в области энергий до 17 Мэв  $n(E) dE$  имеет вид

$$n(E) dE = \left( \frac{2}{\pi e} \right)^{1/2} e^{-E} \text{sh} [(2E)^{1/2}] dE, \quad (3)$$

где  $E$  выражено в Мэв. Согласно уравнению (3) 8,5% нейтронов, возникающих при делении, имеют энергию, превышающую 4,4 Мэв. Если вынести  $\sigma$  за интеграл и обозначить эту величину  $\bar{\sigma}$  (среднее поперечное сечение для нейтронов с энергией выше 4,4 Мэв), то выражение (3) примет вид

$$\frac{N_T}{N_H} = \frac{N_N}{N_H} t F \bar{\sigma} \times (0,085). \quad (4)$$

Средняя величина сечения  $\bar{\sigma}$ , полученная автором<sup>5</sup>, составляет

$$(11 \pm 2) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2.$$

Если учесть кулоновский коэффициент ухода трития от  $C^{12}$ , выражение для сечения имеет вид:

$$\bar{\sigma} = \sigma_0 \exp \left( - \frac{Z_1 Z_2 c^2}{\hbar v_T} \right) = \sigma_0 \exp \left[ - \frac{1,51}{(E - 4,4)^{1/2}} \right], \quad (5)$$

где  $E$  — энергия бомбардирующих нейтронов в Мэв. Окончательно,

$$\bar{\sigma} = (46 \pm 9) \exp \left[ - \frac{1,51}{(E - 4,4)^{1/2}} \right] \cdot 10^{-27} \text{ см}^2. \quad (6)$$

## 2. ОБРАЗОВАНИЕ ТРИТИЯ В АТМОСФЕРЕ

Существование нейтронов в атмосфере обусловлено их возникновением в «звездах» космического излучения. Скорость образования нейтронов можно<sup>5</sup> считать равной сумме отнесённых к единице времени количеств образующихся ядер  $C^{14}$ , нейтронов, уходящих за пределы атмосферы, и потерь нейтронов за счёт реакции ( $n, \alpha$ ) и других типов реакций в воздухе.

Ниже будут рассмотрены только нейтроны, имеющие энергии до 20 Мэв. Процесс возникновения «звезд» обсуждаться не будет.

Средняя скорость образования  $C^{14}$  составляет<sup>8</sup>  $2,33 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ . Число нейтронов, уходящих в окружающее Землю пространство, может быть вычислено по данным Юана<sup>9</sup> о числе медленных нейтронов в воздухе в зависимости от высоты. При давлении около 10 см рт. ст. имеется широкий максимум, за которым в области давлений выше 20 см следует экспонен-

циальное спадание. Экспонента следует за кривой измерения числа «звёзд», которое экспоненциально убывает от верхней границы атмосферы.

Разность площадей под экспонентой до границы атмосферы и полученной Юаном кривой числа медленных нейтронов даёт число нейтронов, уходящих в пространство.

Если бы энергия нейтронов, возникающих в «звёздах», не превышала  $0,4 \text{ эв}$ , то кривая Юана шла бы параллельно кривой звездообразования. Разность площадей под кривыми равна площади под кривой для медленных нейтронов. Отсюда можно заключить, что число уходящих нейтронов примерно равно числу нейтронов с энергией ниже  $0,4 \text{ эв}$ , вызывающих образование  $\text{C}^{14}$ . Согласно <sup>10</sup> половина  $\text{C}^{14}$  образуется нейтронами с энергией ниже  $0,4 \text{ эв}$ ; скорость ухода нейтронов за пределы атмосферы поэтому можно принять равной  $1,1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ .

Число нейтронов, участвующих в реакциях иного типа, чем (п, р), оценивается менее чем в  $1,0 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ .

Усреднённая скорость образования нейтронов над поверхностью земли  $P_n$ , таким образом, составляет <sup>7</sup>

$$P_n = 2,2 + 1,1 + 1,0 = 4,3 \text{ нейтрона } \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}. \quad (7)$$

Число соударений, необходимых для снижения энергии нейтронов от  $E$  до  $4,4 \text{ Мэв}$ , равно

$$\nu = \frac{\ln(E - 4,4)}{\rho}, \quad (8)$$

где  $\rho$  — логарифм среднего отношения энергий до и после столкновения; для воздуха  $\rho = 0,130$ .

Вероятность образования  $\text{H}^3$  в результате столкновения равна  $0,80 \frac{\sigma}{\sigma_s}$ , где  $\sigma$  — сечение реакции  $n + \text{N}^{14} = \text{C}^{12} + \text{H}^3$ ,  $\sigma_s$  — сечение рассеяния ( $1,5 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ ) и  $0,80$  — концентрация азота в воздухе.

Доля нейтронов, участвующих в  $\nu$  столкновениях без образования  $\text{H}^3$ , составляет

$$f = \left( 1 - 0,80 \frac{\sigma}{\sigma_s} \right)^\nu \quad (9)$$

при  $E = 10 \text{ Мэв}$ ,  $\nu = 6,3$ .

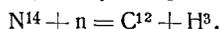
Если в соответствии с экспериментальными данными считать

$$\sigma = 11 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2,$$

то  $f = 0,963$ , что означает, что  $3,7\%$  всех нейтронов образуют тритий. Учёт поправок (см. уравнения (5) и (6)) увеличивает часть нейтронов, образующих тритий, до  $4,7\%$ .

Если вместо предположения о том, что начальная энергия нейтронов составляет  $10 \text{ Мэв}$ , использовать распределение энергий по Багге <sup>11</sup>, количество образующегося трития окажется меньше на  $40\%$ .

Автор <sup>5</sup> считает, что от  $3$  до  $5\%$  всего числа образующихся над земной поверхностью нейтронов ( $P_n$ ) участвует в реакции



Оценённую выше скорость образования  $\text{H}^3$  следует сравнивать со скоростью образования трития в других процессах.

Наиболее эффективным процессом образования трития является непосредственный выброс ядер  $\text{H}^3$  в «звёздах».

Число нейтронов в «звёздах» приблизительно равно числу частиц с единичным электрическим зарядом.

Отношение среднего числа протонов к числу дейтеронов и тритонов было определено методом наблюдения следов частиц в «звёздах» в фото-

эмульсиях<sup>12</sup>. Кроме того, это отношение измерялось для частиц, образующихся при бомбардировке Ве и С протонами с энергией 330 Мэв<sup>13</sup>.

Наибольшая относительная доля тритонов наблюдается среди частиц в «звездах», вызванных космическим излучением, имеющим энергию 15—50 Мэв.

Отношение протоны:дейтероны:тритоны в этом случае составляет 3:2:1, т. е. 16% однократно заряженных частиц представляют собой тритоны.

Согласно результатам<sup>13</sup> при бомбардировке углерода отношение

$$\frac{H^3}{H^1 + H^2 + H^3} \text{ равно } 12\%.$$

Если тритоны составляют долю, лежащую между 7 и 16% от всего числа однократно заряженных частиц, полную скорость образования  $H^3$  можно считать лежащей между 0,30 и 0,70  $см^{-2} \cdot сек^{-1}$ .

Реакция медленных нейтронов с  $Li^6$  в океане даёт менее  $10^{-6}$  тритонов  $см^{-2} \cdot сек^{-1}$ ; захват нейтронов дейтерием — менее  $5 \cdot 10^{-9}$  тритонов  $см^{-2} \cdot сек^{-1}$ . Реакции с участием нейтронов, возникающих при спонтанном делении тяжёлых ядер, могут дать менее  $10^{-11}$  тритонов  $см^{-2} \cdot сек^{-1}$ .

Сравнительно малое число первичных частиц в космическом излучении (около  $0,10 \cdot см^{-2} \cdot сек^{-1}$ ) и их высокая энергия позволяют считать, что число тритонов, приходящих в составе первичной компоненты, относительно мало.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные процессы, рассмотренные выше: прямое образование ядер  $H^3$  в «звездах» и реакция  $N^{14} + n = C^{12} + H^3$ , приводят к образованию числа тритонов, лежащего между 0,4 и 0,9 на  $см^2$  в 1 сек. Возникновение тритонов происходит, главным образом, в слое атмосферы при давлении между 0,5 и 30  $см$  рт. ст.

Образующийся тритий окисляется, спускается с атмосферными осадками к поверхности Земли и в конечном счёте попадает в воду океанов. Среднее годовое количество осадков над океаном равно 110  $см$ ; над сушей оно составляет 66  $см$ . Площадь океанов занимает 71% поверхности земли; 25% осадков, приходящихся на сушу, попадает в океаны. Таким образом, с каждого кв.  $см$  земной поверхности за 1 год в океан приходит  $[110(0,71) + 66(0,25)(0,29)] = 84$   $см$  осадков.

Дождевая вода должна иметь среднее отношение количеств  $H^3$  и  $H^1$ , лежащее между 2 и  $5 \times 10^{-18}$ , что хорошо согласуется с данными в составе поверхностного слоя воды озёр<sup>1</sup>. Тритий, попадающий в воду океана, с течением времени образует  $He^3$ . Учёт этого обстоятельства даёт величину отношения концентраций  $H^3$  и  $H^1$  в океанной воде, лежащую между 1 и  $2 \cdot 10^{-20}$ .

Общий непрерывно пополняемый и расходующийся «запас» природного трития можно оценить в 50—110 миллионов кюри.

Лёгкий изотоп гелия  $He^3$  накапливается в атмосфере за счёт распада трития и непосредственного образования в «звездах».

Количество ядер  $He^3$ , образующихся в «звездах», примерно равно количеству ядер  $H^3$ . Полное количество образующихся ядер  $He^3$  должно заключаться между 0,7 и 1,5  $см^{-2} \cdot сек^{-1}$ .

Несомненно, имеет место уход  $He^3$  за пределы атмосферы. Исходя из того, что в атмосфере имеется<sup>14</sup>  $10^9$  молей  $He^3$ , среднее время до ухода атома  $He^3$  из атмосферы составляет от 3 до 6 миллионов лет.

В. В.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. Grosse, W. Johnston, W. Libby, *Science* **113**, 1 (1951).
  2. P. Harteck, V. Faltings, *Nature* **166**, 1109 (1950).
  3. W. Libby, *Phys. Rev.* **69**, 671 (1946).
  4. R. Cornog, W. Libby, *Phys. Rev.* **59**, 1046 (1941).
  5. E. Fireman, *Phys. Rev.* **91**, 922 (1953).
  6. D. Hill, *Phys. Rev.* **87**, 1034 (1952).
  7. B. Watt, *Phys. Rev.* **87**, 1037 (1952).
  8. E. Anderson, W. Libby, *Phys. Rev.* **81**, 64 (1951).
  9. L. Yuan, *Phys. Rev.* **81**, 175 (1951).
  10. R. Ladenburg, *Phys. Rev.* **86**, 128 (1952).
  11. E. Bagge, *Ann. d. Phys.* **6**, 321 (1949).
  12. J. Wilson, *Progr. in Cosm. Rag. Phys. Amsterdam* (1951).
  13. W. Barkas, H. Tyren, *Phys. Rev.* **89**, 1 (1953).
  14. G. Kniper «The Atmospheres of the Earth & Planets», Chicago (1949).
-