

Концентрация в приземной атмосфере Подмоскovie:

1 —  $^{239}\text{Pu}$ ; 2 —  $^{238}\text{Pu}$ ; 3 — отношение  $^{238}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$

мосферы сравнительно грубодисперсных частиц, обогащенных  $^{238}\text{Pu}$ . В соответствии с этим максимальное обогащение аэрозольных частиц  $^{238}\text{Pu}$ , как это видно из рисунка, наблюдается еще раньше, в зимние месяцы. Величина отношения  $^{238}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$  колебалась от 0,3—0,4 зимой до 0,07 летом.

Сопоставление приведенных данных, в некоторой степени характеризующих восточную часть северного полушария, с данными американской сети HASL по западной части этого же полушария \* позволило заключить, что уровни загрязнения приземной атмосферы изотопами плутония в этих частях планеты примерно одинаковы. Так, максимальная концентрация  $^{239}\text{Pu}$  наблюдалась в западном полушарии в 1971 г. тоже в мае и июне и составляла  $13 \cdot 10^{-17}$  кюри/м<sup>3</sup>. Годовой ход концентрации изотопов тоже повторяется, в какой-то мере повторяются даже его детали. Отношение концентраций  $^{238}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$  в США колебалось в пределах 0,06—0,36, что хорошо совпадает с наблюдавшимися значениями. Примерно совпадает и годовой ход этого отношения.

Поступило в Редакцию 13/VIII 1974 г.

\* Fallout program. Quart. Rep. HASL-257, 1972.

## Об оценке загрязнения приземного слоя атмосферы выбросами АЭС

ИЛЬИН В. П.

При выборе площадки для АЭС производится оценка возможного загрязнения приземного слоя атмосферы радиоактивными веществами, выбрасываемыми через вентиляционную трубу.

В работе [1] рассмотрен ряд методов расчета загрязнения атмосферы и сделан вывод о достаточно хорошей сходимости результатов расчета приземных концентраций в пределах точности, указанных авторами методов.

По методике Пасквилла и Мида [2] приземная концентрация (в кюри/м<sup>3</sup>)

$$q = \left( \frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{FQ}{\sigma_z u x} \exp \left( -\frac{H^2}{2\sigma_z^2} \right), \quad (1)$$

где  $Q$  — мощность выброса, кюри/сек;  $u$  — скорость ветра, м/сек;  $\sigma_z$  — вертикальное стандартное отклонение, зависящее от расстояния и типа турбулентности по Пасквиллу [2], м;  $H$  — высота выброса, м;  $x$  — расстояние от трубы, м;  $F = 0,01 \text{ fn}/2\pi$  — вероятность данного направления ветра;  $f$  — повторяемость направления ветра в данном секторе розы ветров, %;  $n$  — число секторов розы ветров.

Анализ формулы (1) показывает, что функция

$$C(x, H) = \frac{qux}{QF} = \left( \frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{\sigma_z} \exp \left( -\frac{H^2}{2\sigma_z^2} \right) \quad (2)$$

для данного значения  $H$  образует серию максимумов (рисунок), соответствующих различным типам турбулентности. Высота максимумов одинакова и примерно равна

$$C_{\text{макс}} \approx 1/2H = \text{const}. \quad (3)$$

С учетом непрерывности распределения состояний атмосферы по типам турбулентности соотношение (3) можно рассматривать как уравнение огибающей семейства функций  $C(x, H)$  при различных состояниях атмосферы.

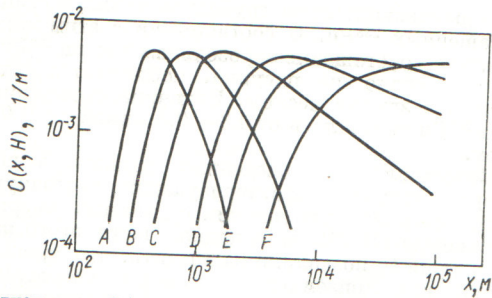
Из формул (2) и (3) следует формула для оценки приземных концентраций:

$$q \leq QF/2Hxu. \quad (4)$$

Аналогичное рассмотрение методики Лайтмана и Берлянда, приведенной в работе [3] с необходимыми для расчетов коэффициентами, зависящими от состояния атмосферы, дало значения функции  $C(x, H)_{\text{макс}} = qux/QF$  на 5—30% ниже, чем по методике Пасквилла и Мида. Это подтверждает справедливость формулы (4), которая является верхней оценкой приземных концентраций в пределах точности и применимости рассмотренных методов при изменении параметров  $10 \leq H \leq 300$  м и  $2H \leq x \leq 10^5$  м.

Необходимо заметить, что в формулу (4), как и во все аналогичные формулы, следует подставлять среднее значение  $1/u$  для соответствующего направления





Зависимость  $C(x, H)$  при  $H = 100$  м для различных типов турбулентности атмосферы (A — F) по Пасквиллу

ветра. Эта величина может существенно отличаться от  $1/\bar{u}$ .

Расчеты по формулам (4) и (1) с использованием данных работы [2] о повторяемости различных типов

турбулентности атмосферы показали, что формула (4) завышает приземную концентрацию, как правило, не более чем в 2—3 раза. Это завышение может рассматриваться как приемлемая компенсация неточности исходных методик (не учитывающих, например, повышения приземной концентрации при расположении слоя инверсии над трубой [3]), а также возможных погрешностей прогнозирования величины выбросов АЭС.

Поступило в Редакцию 23/VIII 1974 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Артемова Н. Е. «Атомная энергия», 1974, т. 36, вып. 1, с. 32.
2. Метеорология и атомная энергия. Л., Гидрометеоиздат, 1971.
3. Загрязнение приземного слоя атмосферы при температурных инверсиях. М., «Медицина», 1969.

Моделирование процесса обратного рассеяния электронов методом Монте-Карло

ГРУЗИН П. Л., РОДИН А. М.

Методом Монте-Карло рассчитаны дифференциальные и интегральные характеристики обратного рассеяния электронов с энергией  $E_0 = 200$  кэВ от полубесконечных мишеней из алюминия и урана в геометрии нормального падения, а также получены сведения по статистике движения в мишени электронов, вылетающих в обратном направлении. Расчеты проводились на основе модели «дискретных потерь энергии», которая в отличие от приближения «непрерывных потерь» [1, 2] позволяет учесть флуктуации в энергетических потерях электронов из соотношений теории Ландау [3]. Кроме того, использование этой модели дает возможность существенно сократить затраты машинного времени.

Согласно модели «дискретных потерь» путь электрона в рассеивателе представляет ломаную линию со звеньями  $\Delta S_i$ , в вершинах которых происходит упругое рассеяние на угол  $\omega_i$  в соответствии с величиной экранированного [4] сечения упругого рассеяния Мотта — Резерфорда. Вдоль звеньев ломаной электрон движется прямолинейно, теряя энергию отдельными порциями после прохождения отрезка пути  $\sum_i \Delta S_i \geq R_L$ , где  $R_L$  — расстояние, соответствующее нижней границе применимости теории Ландау. Значение  $R_L$  определялось по формуле

$$R_L = B_L \frac{E_0}{a},$$

полученной на основе выражений для наиболее вероятной  $\Delta E_B$  и средней потери энергии  $\Delta E_{ср}$  с учетом неравенства  $I_Z \ll \Delta E_B \ll E_0$ , где  $I_Z$  — средний ионизационный потенциал среды мишени. В приведенной формуле  $a = 0,153 \frac{Z\rho}{A\beta^2}$  Мэв/см ( $\rho$  — плотность веще-

ства;  $A$  — атомный вес;  $\beta = v/c$ ), а  $B_L$  — константа, зависящая от  $Z$  рассеивателя и  $E_0$  и равная  $6,1 \cdot 10^{-4}$  для алюминия и  $2,15 \cdot 10^{-3}$  для урана. Если же электрон выходил из рассеивателя в обратную полусферу, пройдя после очередного розыгрыша потерь путь  $\sum_i \Delta S_i < R_L$ ,

то потеря энергии на этом отрезке рассчитывалась по формуле Бете — Блоха для средних потерь. Расчеты проводили на вычислительной машине типа БЭСМ-6. Затраты машинного времени на одну историю вышедшего электрона составляли  $\sim 1$  и  $\sim 6,5$  сек для урана и алюминия соответственно, а общее число разыгранных траекторий отраженных электронов для каждого рассеивателя превосходило 3000.

Полученные в результате расчета значения числового интегрального коэффициента обратного рассеяния для урана и алюминия (0,55 и 0,14) находятся в хорошем согласии с экспериментом [5, 6]. На рис. 1 и 2 приведены расчетные и экспериментальные кривые зависимости числового дифференциального коэффициента обратного рассеяния  $\eta_L$  от  $\theta$  и спектры отраженных электронов для некоторых значений  $\theta$ , где  $\theta$  — угол, отсчитываемый от нормали к мишени. Как видно из этих рисунков, для алюминия измеренные и расчетные данные практически совпадают. Для урана некоторое расхождение обусловлено, по-видимому, пренебрежением потерями на тормозное излучение и использованием несколько заниженного значения  $B_L$ .

Анализ разыгранных траекторий показывает (таблица), что в отраженном от алюминия и урана потоке отсутствуют электроны, углы отклонения  $\omega_i$  которых на протяжении всей их истории не превышали  $15^\circ$  ( $N 15^\circ$ ). Для алюминия и урана большую часть отраженного потока составляют электроны, вылетевшие