

мость процесса итерации обеспечивается за пять — шесть шагов. Алгоритм реализован на ЭВМ «Минск-22» на языке АЛГОЛ-60.

Методика может быть с успехом применена для исследовательских целей (уточнение коэффициентов обогащения при фиксированном числе ступеней) и проектирования реальных каскадов.

Поступило в Редакцию 4/XI 1974 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кучеров Р. Я., Миненко В. П. «Атомная энергия», 1965, т. 19, вып. 4, с. 360.
2. Веренинов И. А. и др. В сб.: Производство изотопов. М., Атомиздат, 1973, с. 469.
3. Парцахашвили Г. Л. «Сообщения АН ГССР», 1971, т. 63, с. 53.

4. Химмельблау Д. Анализ процессов статистическими методами. М., «Мир», 1973.
5. Спири К., Браун Р., Гудвин Дж. Теория управления. М., «Мир», 1973.
6. Чхаидзе Л. Л. «Сообщения АН ГССР», 1974, т. 73, с. 301.
7. Белман Р., Галаба Р. Квазилинеаризация и нелинейные краевые задачи. М., «Мир», 1968.
8. Утургаидзе Ц. Д., Чхаидзе Л. Л. В сб.: Труды проблемной лаборатории автоматики и вычислительной техники. Техническая кибернетика. Под ред. Н. В. Габашвили. Тбилиси, изд. Груз. политехн. ин-та, 1974, № 4, с. 81.
9. Cohen K. The theory of Isotope Separation as applied to the Large-scale production of U^{235} . N.Y., McGraw Hill, 1951.

К расчету каскадов для разделения многокомпонентных изотопных смесей

КОЛОКОЛЬЦОВ Н. А., ЛАГУНЦОВ Н. И., НИКОЛАЕВ Б. И., СУЛАБЕРИДЗЕ Г. А., ТОДОСИЕВ А. П.

УДК 621.039.3

Некоторые вопросы расчета многокомпонентных каскадов рассматривались в работах [1—6], где, в частности, была предложена методика расчета каскадов, состоящих из секций постоянной ширины. Использование методов непосредственного расчета целевых каскадов для концентрирования заданного изотопа представляется неэффективным, поскольку концентрации изотопов в отборе многокомпонентного каскада существенно зависят от распределения потоков, вследствие чего профиль целевого каскада предугадать невозможно. Поэтому расчеты каскадов целесообразно проводить на основе модельного каскада непрерывного профиля.

В качестве модельного каскада непрерывного профиля удобно использовать так называемый Q -каскад, с помощью которого сравнительно просто решается задача о концентрировании промежуточных изотопов. К настоящему времени теория Q -каскадов в основном имеет законченный вид [6—10].

Возможность замены Q -каскада каскадом из секций постоянной ширины показана в работе [6], но до настоящего времени ряд принципиальных вопросов расчета остается нерешенным. В частности, отсутствуют обоснованные соображения о выборе критериев замены участка каскада непрерывного профиля секций с постоянным потоком.

В настоящей работе предлагается один из возможных критериев аппроксимации и разрабатывается методика расчета реальных каскадов, распределение концентраций в котором наиболее близко к распределению концентраций в модельном Q -каскаде.

Задачу о замене участка Q -каскада, работающего в диапазоне концентраций от c_{iH} до c_{iK} ($i = 1, 2, \dots, m$, где m — число компонентов смеси), секцией постоянной ширины можно сформулировать следующим образом: требуется найти такие значения потока L и числа ступеней S в секции, при которых отклонения полученных в результате расчета концентраций в конце прямоугольной секции c_i от заданных значений c_{iK}

минимальны. При этом предполагается, что концентрации в начале секции и в отборе каскада c_i^P совпадают с соответствующими концентрациями Q -каскада.

В качестве критерия аппроксимации удобно использовать минимум суммы относительных отклонений концентраций в конце секции

$$\Phi = \sum_{i=1}^m \left| \frac{c_{iK} - c_i}{c_{iK}} \right|. \quad (1)$$

Расчет отдельных секций можно проводить любым известным методом [1, 4—6], однако наиболее целесообразен метод непосредственного численного интегрирования системы уравнений переноса:

$$\frac{dc_i}{dz} = c_i \sum_{j=1}^m (M_j - M_i) c_j - \frac{c_i^P - c_i}{G}; \quad (2)$$

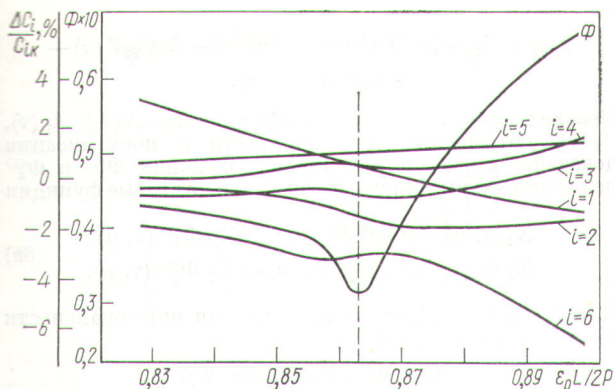
$$\sum_{j=1}^m c_j = 1; \quad i = 1, 2, \dots, m-1,$$

где $z = \varepsilon_0 S$; $G = \varepsilon_0 L / 2P$; ε_0 — коэффициент обогащения на единицу массы; P — поток отбора в каскаде.

Если считать, что значения концентраций в начале секции заданы

$$c_i(0) = c_{iH}; \quad i = 1, 2, \dots, m-1, \quad (3)$$

то расчет секции сводится к решению уравнений (2) с начальными условиями (3), т. е. к обычной задаче Коши. Поскольку значения концентраций в каждой точке секции при известных концентрациях в отборе c_i^P зависят только от координаты Z и относительного потока G , задача сводится к поиску таких значений G и Z , при которых функция (1) минимальна. Поиск минимума функции двух переменных $\Phi(G, Z)$ можно значительно упростить, если анализ функции проводить на каждом шаге при заданном значении потока G . Это позволяет совместить процесс решения системы



Зависимость относительных отклонений концентрации и функции невязки от приведенного потока.

уравнений переноса с поиском минимума функции $\Phi(G, Z)$ по параметру Z при фиксированном значении потока, что эквивалентно поиску гребня функции (1) в пространстве G, Z . Далее задача сводится к минимизации этой функции только по одной переменной G . Такой подход существенно сокращает затраты машинного времени. Поиск минимума функции (1) удобно проводить методом релаксации [11]. В процессе интегрирования системы (2) на каждом k -м шаге интегрирования $h^{(k)}$ вычисляется функция (1) и проводится сравнительный анализ значений этой функции на k -м и $(k-1)$ -м шагах. При выполнении неравенства $\Phi(Z_k) > \Phi(Z_{k-1})$ шаг интегрирования уменьшается и меняет знак. Подобная операция повторяется, пока шаг интегрирования не станет достаточно малым.

Метод релаксации может быть также использован для поиска минимума функции (1) по потоку G . В ка-

честве начального приближения потока целесообразно задавать $G = aG_0$, где G_0 — поток в начале аппроксимируемого участка Q -каскада; a — численный коэффициент, меньший единицы, который позволяет уменьшить число итераций.

На рисунке представлены зависимости относительных отклонений концентраций $\frac{c_{ik} - c_i}{c_{ik}}$ и функции (1) от приведенного потока $\varepsilon_0 L / 2P$ в каскаде постоянной ширины, аппроксимирующего Q -каскад, для разделения шестикомпонентной смеси изотопов криптона. Из рисунка видно, что в точке, соответствующей минимуму функции (1), относительные отклонения концентраций достаточно малы и не превышают 3%.

Поступило в Редакцию 22/X 1974 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кучеров Р. Я., Миненко В. П. «Атомная энергия», 1965, т. 19, вып. 4, с. 360.
2. Миненко В. П. «Атомная энергия», 1967, т. 22, вып. 4, с. 321.
3. Narten A. «Z. Naturforsch.», 1965, Bd. 20a, N 5.
4. Zieger K. «Isotopenpraxis», 1971, Bd. 7, N 3, S. 95.
5. Zieger K. Ibid., N 4, S. 145.
6. Колокольцов Н. А. и др. «Атомная энергия», 1970, т. 29, вып. 6, с. 425.
7. Колокольцов Н. А. и др. «Атомная энергия», 1972, т. 33, вып. 2, с. 704.
8. Колокольцов Н. А. и др. «Атомная энергия», 1973, т. 35, вып. 2, с. 127.
9. Колокольцов Н. А., Сулаберидзе Г. А. «Атомная энергия», 1971, т. 31, вып. 3, с. 223.
10. Сулаберидзе Г. А., Третьяк С. А. «Теоретические основы химической технологии», 1971, т. 5, № 5, с. 767.
11. Бояринов А. И., Кафаров В. В. Методы оптимизации в химической технологии. М., «Химия», 1969.

Перенос нейтронов в поляризованной протонной среде

МАРКОВ А. В.

УДК 621.039.51.12

Перенос нейтронов в поляризованных протонных средах из-за сильной спин-спиновой зависимости сечения рассеяния существенно отличается от переноса в неполяризованных средах. Например, сечение взаимодействия нейтронов с протонами при параллельных спинах ~ 3 барн, а при антипараллельных ~ 28 барн. Поляризованные протонные мишени применяются в настоящее время для получения пучков поляризованных нейтронов, в работе [1] рассмотрен вопрос о применении поляризованного протонного отражателя в импульсном быстром реакторе. Показано, что изменением альbedo такого отражателя при помощи магнитного поля можно достичь полуширины нейтронного импульса $\Delta t \approx 1$ мксек. В связи с этим представляются интересными точные решения некоторых задач переноса нейтронов в поляризованных протонных средах. Уравнения, описывающие перенос нейтронов в поляризованной протонной среде, получены в работе [1].

$$\begin{aligned}
 &= \int d\Omega \{ \Sigma_s^- W^- F^- + \Sigma_s^+ W^+ F^+ \}; \quad (1) \\
 &\Omega \nabla F^+ (\Gamma, \Omega) + \Sigma F^+ (\Gamma, \Omega) = \\
 &= \int d\Omega \{ \Sigma_s^- W^- F^- + \Sigma_s^+ W^+ F^+ \},
 \end{aligned}$$

где F^- и F^+ — потоки нейтронов в триплетном и синглетном состояниях; Σ^-, Σ^+ — сечения взаимодействия в соответствующих состояниях; W^-, W^+, W^0 — вероятности переориентации спина нейтрона при рассеянии.

В плоской геометрии для изотропного рассеяния уравнения (1) можно записать следующим образом:

$$\mu \frac{\partial}{\partial x} \Psi(x, \mu) + \hat{\Sigma} \Psi(x, \mu) = \hat{C} \int_{-1}^1 \Psi(x, \mu') d\mu', \quad (2)$$

где $\Psi(x, \mu) = \begin{pmatrix} F^- \\ F^+ \end{pmatrix}$ — вектор; \hat{C} — матрица с эле-

$$\Omega \nabla F^- (\Gamma, \Omega) + \Sigma^- F^- (\Gamma, \Omega) =$$