

01;03;08

Идеальная центрифуга

© О.Е. Александров

Уральский государственный технический университет,
620002 Екатеринбург, Россия
E-mail: aleks@dpt.ustu.ru

(Поступило в Редакцию 13 апреля 1999 г. В окончательной редакции 27 сентября 1999 г.)

Развивается теория разделения в газовой центрифуге Циппе на основе метода усреднения по радиусу. Предложен более общий способ вывода одномерного уравнения диффузии. Показана применимость метода усреднения для произвольного распределения потока циркуляции вдоль оси центрифуги. Получено общее решение и найдена оптимальная внутренняя циркуляция — идеальная центрифуга. Вычислена максимальная разделительная мощность идеальной центрифуги как функция внешних параметров.

Для разработки новых эффективных газовых центрифуг (ГЦ) для разделения изотопов необходима точная оценка резервов увеличения производительности центрифуги. Сегодня основные усилия по описанию ГЦ направлены на создание расчетно-моделирующих программ (см., например, [1–5]), хотя остается неизвестным предел эффективности ГЦ. Эффективность ГЦ обычно выражается в единицах работы разделения, производимой ГЦ за единицу времени, или разделительной мощностью ГЦ

$$\delta U = P \cdot V(N_P) + W \cdot V(N_W) - F \cdot V(N_F), \quad (1)$$

где δU — разделительная мощность ГЦ; F, P, W — потоки питания, отбора и отвала ГЦ соответственно; N_F, N_P, N_W — концентрации в потоках питания, отбора и отвала ГЦ соответственно; V — функция ценности

$$V(N) = (2N - 1) \ln \frac{N}{1 - N}.$$

Разделительная мощность ГЦ определяется многими факторами. Одним из важных является внутреннее течение газа в разделительной камере ротора ГЦ (рис. 1). Для разделительной мощности ГЦ достаточно широко используется предельная оценка по Дираку [6]

$$\delta U_{\max} = \frac{\pi}{2} H \rho D \left(\frac{\Delta m (R \Omega)^2}{2kT} \right)^2, \quad (2)$$

где H — длина ротора ГЦ, D — коэффициент диффузии, ρ — плотность разделяемого газа, Δm — разность масс молекул изотопов ($\Delta m = |m_1 - m_2|$), R — внутренний радиус ротора ГЦ, Ω — угловая скорость вращения ротора ГЦ; k — постоянная Больцмана; T — температура газа.

Из оценки (2) следует, что разделительная мощность современных центрифуг в несколько раз меньше максимально возможной. Попытки достичь эффективности ГЦ, сравнимой с оценкой (2), оказались пока безрезультатными. Существуют и другие различия между экспериментом и оценкой (2). Например, экспериментальная за-

висимость δU от длины ротора ГЦ нелинейная. С другой стороны, современные центрифуги все же демонстрируют эффективность на 10–20% выше, чем предсказывает более детальная аналитическая модель Коэна. Это дает повод заявлять о непригодности последней.

Оценка (2) имеет еще один существенный недостаток — она никак не связывает разделительную мощность ГЦ с внешними (питание, отбор и отвал) и внутренними (циркуляция) потоками. Последнее означает применимость оценки только к предельному режиму работы ГЦ — для бесконечно большой величины потока питания и потока циркуляции в роторе. Центрифуги не могут работать в таком режиме хотя бы потому, что коэффициент разделения в этом пределе стремится к нулю. Рабочие значения потоков для ГЦ выбирают исходя из компромисса между требованиями стабильности циркуляции в роторе и конечного коэффициента разделения. Весьма важным, таким образом, является вопрос об соотношении между параметрами, при котором достигается максимальная эффективность ГЦ.

Данная работа делает попытку вернуться на новом уровне к аналитическому описанию разделения в ГЦ — методу усреднения по радиусу: 1) обосновать его применимость к случаю произвольного распределения потока циркуляции в роторе ГЦ и 2) получить оптимальное соотношение для внутренней циркуляции в роторе и внешних параметров ГЦ, т. е. построить идеальную центрифугу (ИЦ).

Метод Коэна [7] сводит задачу о поиске двумерного распределения концентрации в роторе ГЦ к одномерной задаче о распределении концентрации вдоль оси ГЦ. Достоинство метода — простота и возможность получать аналитические соотношения между течением газа в роторе и эффективностью ГЦ.

Оригинальный вывод Коэна одномерного уравнения диффузии сильно упрощал картину течения газа в роторе: 1) предполагалось, что поток циркуляции в роторе не изменяется по длине ГЦ, а замыкание потока происходит

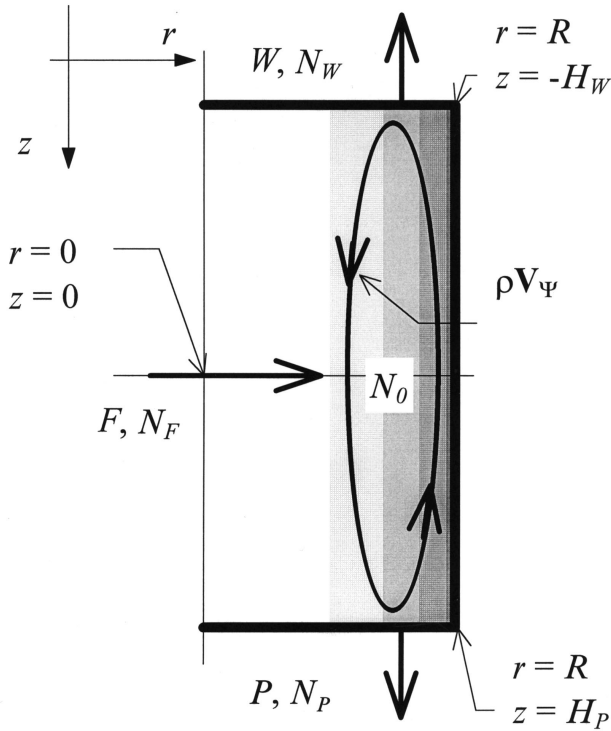


Рис. 1. Схема центрифуги.

в пренебрежимо тонких слоях около торцов ротора; 2) величина потока питания предполагалась пренебрежимо малой по сравнению с потоком циркуляции в роторе. Это приводило к неправильному мнению, что одномерное уравнение диффузии Коэна неприменимо для количественного описания разделения в ГЦ при неравномерном потоке циркуляции по длине ротора и конечном потоке питания. Например, утверждается, что любое течение в радиальном направлении должно ухудшать эффективность ГЦ из-за конвективного перемешивания [6].

Покажем, что одномерное уравнение диффузии применимо для произвольной циркуляции в роторе ГЦ и точность описания в этом случае не ухудшается. Будем использовать цилиндрическую систему координат, показанную на рис. 1. Ось вращения ГЦ соответствует $r = 0$, и $z = 0$ совпадает с точкой подачи питания в ГЦ. Задача полагается двумерной. Рассматривается изотопное приближение, т.е. предполагается, что концентрация изотопа не влияет на движение газа как целого.

Разделим течение внутри ротора центрифуги на 1) циркуляцию (замкнутые линии тока), 2) транзитный поток (незамкнутые линии тока). Математически это означает разложение векторного поля потока массы на вихревую и потенциальную части. Такое разложение существует и однозначно для любого непрерывного век-

торного поля [8]:

$$\rho \mathbf{V} = \rho \mathbf{V}_\Psi + \rho \mathbf{V}_\varphi = \rho D \operatorname{rot}(\Psi) + \operatorname{grad}(\varphi), \quad (3)$$

где $\Psi = \begin{pmatrix} 0 \\ \Psi \\ 0 \end{pmatrix}$ — векторный потенциал потока циркуляции; φ — скалярный потенциал транзитного потока; \mathbf{V}_Ψ , \mathbf{V}_φ — соответствующие скорости течения; множитель ρD введен для удобства и предполагается, что ρD не зависит от координат; единственная ненулевая компонента Ψ обусловлена двумерностью течения.

В случае безотборного режима ($F = 0$) и отсутствия радиальных потоков массы ($\rho V_r = 0$) $\rho D \Psi_r = \psi$, где ψ — функция тока Коэна [6]. В других случаях потенциал циркуляции не совпадает с функцией тока. Главное отличие состоит в том, что в величину Ψ не дает прямого вклада поток питания. Это не означает отрицания влияния потока питания на циркуляцию. Питание по-прежнему может рассматриваться как один из механизмов возбуждения вихревого движения газа в роторе ГЦ (вместе с температурным градиентом и механическим возбуждением отборником).

Пренебрежение различием двух типов течения в роторе у Коэна оправдано предположением о малости потока питания. В реальных ГЦ поток питания сравним с потоком циркуляции. Ниже показано, что это необходимое условие оптимальной работы.

Аналогично потоку массы может быть представлен и поток массы изотопа Φ

$$\Phi = \operatorname{rot}(\Psi_D) + \operatorname{grad}(\varphi_D). \quad (4)$$

Векторный потенциал Ψ_D определяет вихревой поток массы изотопа, а скалярный потенциал φ_D — транзитный поток массы изотопа.

С другой стороны, по определению, поток массы изотопа

$$\begin{aligned} \Phi_r &= -\rho D \left[\frac{\partial N}{\partial r} + f r N \cdot (1 - N) \right] + \rho V_r N, \\ \Phi_z &= -\rho D \frac{\partial N}{\partial z} + \rho V_z N, \end{aligned} \quad (5)$$

где N — молярная концентрация изотопа, $f = (\Delta m \Omega^2) / (kT)$.

Можно представить (4) в форме

$$\Phi_i = \operatorname{rot}(\Psi_{Di}) + N_i \cdot \rho \mathbf{V}_{\varphi_i}, \quad (6)$$

где $\rho \mathbf{V}_{\varphi_i}$ — вектор потенциальной части потока массы в ГЦ; i — индекс, равный P для обогатительной части ГЦ и W для извлекающей.

С помощью выражения (6) уравнение диффузии

$$\operatorname{div}(\Phi_i) = 0 \quad (7)$$

удовлетворяется тождественно. Выбрав Ψ_D в виде $\Psi_D = (\rho D \Psi_N + \delta \phi)$, где $\delta \phi$ — неизвестная функция, по

смыслу она описывает отклонение вихря потока массы изотопа от вихря среднего потока массы. Можно, приравняв выражения (5) и (6), преобразовать уравнение (7) к системе

$$\begin{aligned} & -\left[\frac{\partial N}{\partial r} + frN \cdot (1 - N)\right] + \frac{\rho V_{\varphi ri}}{\rho D}(N - N_i) \\ & - \Psi \frac{\partial N}{\partial z} - \frac{1}{\rho D} \left(\frac{\partial \delta \phi_i}{\partial z}\right) = 0, \\ & -\frac{\partial N}{\partial z} + \frac{\rho V_{\varphi zi}}{\rho D}(N - N_i) + \Psi \frac{\partial N}{\partial r} - \frac{1}{\rho D r} \frac{\partial(r \delta \phi_i)}{\partial r} = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

При этом в (5) заменено $N\rho\mathbf{V} = N\rho\mathbf{V}_\Psi + N\rho\mathbf{V}_\phi$, а

$$\begin{aligned} \text{rot}(\Psi_D) &= N \text{rot}(\rho D \Psi) + \rho D \Psi \text{grad}(N) + \text{rot}(\delta \phi) \\ &= N\rho\mathbf{V}_\Psi + \rho D \Psi \text{grad}(N) + \text{rot}(\delta \phi). \end{aligned}$$

Таким образом, члены с $N\rho\mathbf{V}_\Psi$ сокращаются и в уравнениях не остается производных от Ψ , а члены с $\rho\mathbf{V}_\varphi$ остаются. Исключая члены с $\partial N/\partial z$ из первого уравнения (8) и члены с $\partial N/\partial r$ из второго, получим

$$\begin{aligned} & -(1 + \Psi^2) \frac{\partial N}{\partial r} - frN(1 - N) + \vartheta_r(N - N_i) \\ & - \left(\frac{\Psi}{r} \frac{\partial(r \cdot \delta \phi)}{\partial r} + \frac{\partial \delta \phi}{\partial z}\right) = 0, \\ & -(1 + \Psi^2) \frac{\partial N}{\partial z} - fr\Psi N(1 - N) + (\vartheta_z + \Psi\vartheta_r) \\ & \times (N - N_i) + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial(r \cdot \delta \phi)}{\partial r} - \Psi \frac{\partial \delta \phi}{\partial z}\right) = 0, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\vartheta = (\mathbf{V}_\varphi/D)$.

До этого шага не было сделано никаких упрощений, поэтому система (9) эквивалентна уравнению (7). Второе уравнение в (9) можно усреднить по радиусу в стандартном предположении, что концентрация слабо зависит от r , т.е. заменяя $\langle N(r) \cdot X(r) \rangle \approx \langle N(r) \rangle \cdot \langle X(r) \rangle$. При этом

$$\int_0^R \frac{2\pi r}{r} \frac{\partial(r \cdot \delta \phi)}{\partial r} dr = 2\pi r \delta \phi \Big|_0^R = 2\pi R \delta \phi(R) = 0$$

в силу непроницаемости границ для потока изотопа ($\delta \varphi(R) = 0$), а член

$$\int_0^R 2\pi r \Psi \frac{\partial \delta \phi}{\partial z} dr \approx 0,$$

поскольку отклонение вихря потока массы изотопа от вихря среднего потока массы мал. Получим аналог

уравнения Коэна

$$\begin{aligned} & -\frac{\partial N}{\partial z} - \frac{f\langle r\Psi \rangle}{1 + \langle \Psi^2 \rangle} N(1 - N) + \frac{\vartheta_z}{1 + \langle \Psi^2 \rangle} \\ & \times \left(1 + \frac{\langle \Psi \vartheta_r \rangle}{\vartheta_z}\right) (N - N_i) = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь

$$\langle X \rangle = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi r X(r) dr.$$

Основные отличия уравнения (10) от оригинального уравнения Коэна состоят в том, что уравнение применимо при произвольном распределении потока циркуляции и градиент концентрации по оси $0Z$ становится равным нулю при отсутствии циркуляции в роторе ($\Psi = 0$), хотя поток питания при этом может не быть равен нулю ($\vartheta_z \neq 0$).

Радиальная компонента скорости, связанная с потоком питания $\vartheta_r = \vartheta_r(z)$, зависит от способа подачи питания. При подаче питания вблизи оси центрифуги можно утверждать, что $\vartheta_r > 0$, и это может увеличивать эффективность ГЦ. В рамках настоящей работы детализации в этом направлении не будет. Предположим, что питание не создает радиальной компоненты скорости ($\vartheta_r = 0$). Это никак не ограничивает радиальную скорость, связанную с циркуляцией. В этом случае из уравнения (10) исчезает член с ϑ_r и уравнение полностью совпадает по форме с уравнением Коэна.

Чтобы проинтегрировать уравнение (10), необходимо либо знать потенциал циркуляции, либо ввести предположения о его виде. Введем следующее предположение: $\Psi = \Psi(r) \cdot \Psi(z)$. Тогда можно ввести амплитуду циркуляции в форме $\Psi_0(z) = \sqrt{\langle \Psi^2(z) \rangle}$ и коэффициент профиля

$$a = A \cdot R = \frac{\langle \Psi_r \rangle}{\sqrt{\langle \Psi^2 \rangle}}, \quad (11)$$

где A — константа, характеризующая профиль течения по оси $0R$; максимальное значение $A = \sqrt{1/2}$ при $\Psi = \Psi_0(z) \cdot r$.

С учетом предположения (11) уравнение (10) преобразуется к виду

$$\begin{aligned} & -\frac{d}{dz} \left(\ln \left(\frac{N}{1 - N} \right) \right) + \frac{fa\Psi_0(z)}{1 + \Psi_0(z)^2} \\ & - \frac{\vartheta_z}{1 + \Psi_0(z)^2} \frac{N - N_i}{N \cdot (1 - N)} = 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Для того чтобы решить уравнение (12), его надо линеаризовать. Коэн линеаризовал его в предположении малости концентрации изотопа ($N \ll 1$). Более общий случай линеаризации, требующий только малости разности концентраций ($\Delta N \ll 1$), можно получить,

учитывая, что

$$(N - N_i) \frac{d}{dN} \left(\ln \left(\frac{N \cdot (1 - N_i)}{N_i \cdot (1 - N)} \right) \right) = \frac{N - N_i}{N \cdot (1 - N)}, \quad (13)$$

т. е.

$$\frac{N - N_i}{N \cdot (1 - N)}$$

является первым членом разложения в ряд по N коэффициента разделения α_i около N_i , где

$$\alpha_i = \frac{N \cdot (1 - N_i)}{N_i \cdot (1 - N)}.$$

С точностью до следующего члена ряда $\sim (N - N_i)^2$ можно получить¹

$$-\frac{d}{dz} (\ln \alpha_i) + \frac{fa\Psi_0}{1 + \Psi_0^2} - \frac{\vartheta_z}{1 + \Psi_0^2} \ln \alpha_i = 0. \quad (14)$$

Общий интеграл уравнения (14)

$$\begin{aligned} \ln \alpha_i(z) = fa \exp \left(-\vartheta_z \int_{H_i}^z \frac{dz}{1 + \Psi_0^2} \right) \\ \times \int_{H_i}^z \left[\frac{\Psi_0}{1 + \Psi_0^2} \exp \left(\vartheta_z \int_{H_i}^z \frac{dz}{1 + \Psi_0^2} \right) \right] dz, \quad (15) \end{aligned}$$

полный коэффициент разделения ГЦ

$$\ln \chi = \ln \alpha_P(0) - \ln \alpha_W(0).$$

Интеграл (15) может быть вычислен аналитически в двух важных случаях: 1) для циркуляции, не зависящей от z ; 2) для оптимальной циркуляции. Для постоянного по z потока циркуляции Ψ_0

$$\begin{aligned} \ln \chi = \frac{\pi a \Psi_0 \rho D \Delta m (\Omega R)^2}{kTF\Theta(1 - \Theta)} \\ \times (1 - (1 - \Theta)e^{\Theta KH_p} - \Theta e^{(1 - \Theta)KH_w}), \quad (16) \end{aligned}$$

где

$$K = -\frac{F}{\pi R^2 \rho D (1 + \Psi_0^2)},$$

Θ — коэффициент деления потока в ГЦ, $\Theta = P/F$.

Подробный анализ решения для постоянной циркуляции останется за рамками настоящей работы.

¹ Точно также можно использовать для линеаризации функцию

$$Y(N) = \frac{N - N_i}{N \cdot (1 - N)}$$

и получить аналогичное уравнение

$$-\frac{dY}{dz} + \frac{fa\Psi_0}{1 + \Psi_0^2} - \frac{\vartheta_z}{1 + \Psi_0^2} Y = 0.$$

Решение исходного нелинейного уравнения лежит между этими двумя приближениями.

Кроме того, уравнение (12) может быть сопоставлено с уравнением для симметричного каскада

$$\frac{dN}{ds} = \varepsilon N(1 - N) - \frac{P}{L''(s)}(N_P - N), \quad (17)$$

где номер ступени s соответствует координате z , коэффициент обогащения ε соответствует комплексу

$$\varepsilon = \frac{fa\Psi_0}{1 + \Psi_0^2}, \quad (18)$$

поток питания — ϑ_z и поток отвала ступени L'' — комплексу

$$L''(s) = 1 + \Psi_0(z)^2. \quad (19)$$

Основным отличием центрифуги от каскада является связь потока отвала ступени (19) и коэффициента обогащения (18) через величину потенциала циркуляции Ψ_0 . В результате возможно изменение коэффициента обогащения вдоль внутреннего каскада ГЦ, в то время как в классическом каскаде обычно постулируется независимость коэффициента обогащения от номера ступени.

Для внутреннего каскада в центрифуге может быть поставлена задача оптимизации. В случае идеального каскада ищется каскад с минимальными энергозатратами для заданной программы разделения (заданных F, P, N_F, N_P), т. е. состоящий из минимального числа центрифуг. Для отдельной центрифуги минимизация энергозатрат на циркуляцию внутри ротора выглядит бессмысленной. Однако можно поставить задачу о нахождении такой циркуляции в роторе, при которой достигается максимальная разделительная мощность при заданных внешних параметрах (программе разделения). Такая центрифуга будет далее именоваться идеальной центрифугой (ИЦ).

Внешних параметров для центрифуги, как и для каскада, четыре: 1) N_F — концентрация в потоке питания, 2) N_0 — концентрация в точке подачи питания (для ГЦ это удобнее, чем концентрация отбора), 3) F — поток питания и 4) Θ — коэффициент деления потока. Связь двух из них для идеального случая можно установить сразу: должно быть $N_0 = N_F$. Связь других следует найти из соображений достижения максимума разделительной мощности. Единственным внутренним параметром центрифуги в предложенной модели является потенциал циркуляции $\Psi_0(z)$. Необходимо найти такой $\Psi_0(z)$, чтобы получить максимальную разделительную мощность при заданных внешних параметрах.

Если задан поток питания F и коэффициент деления потока Θ , то для работы разделения [9]

$$\delta U = \Theta(1 - \Theta)F(\ln \chi)^2 \quad (20)$$

максимум будет совпадать с максимумом коэффициента обогащения χ . Максимум $\ln \chi$ реализуется, если достигается максимум $d \ln \chi / dz$ в каждой точке z . Единственным свободным параметром в уравнении (14) остае-

ся ψ_0 . Продифференцировав² (14) по Ψ_0 (данный шаг аналогичен поиску распределения потоков в идеальном каскаде [6]), получим

$$\begin{aligned} & \frac{d}{d\Psi_0} \left(\frac{fa\Psi_0 - \vartheta_z \ln \alpha_i}{1 + \Psi_0^2} \right) \\ &= \frac{fa(1 - \Psi_0^2) + 2\vartheta_z \Psi_0 \ln \alpha_i}{(1 + \Psi_0^2)^2} = 0, \end{aligned} \quad (21)$$

откуда

$$\Psi_{0\text{ опт}} = \frac{\vartheta_z \ln \alpha_i}{fa} + \sqrt{\left(\frac{\vartheta_z \ln \alpha_i}{fa} \right)^2 + 1}. \quad (22)$$

Заметим, что $\ln \alpha_i(z=0) = \ln \alpha_P$ и $\ln \alpha_i(z=H_P) = 0$. Следовательно, оптимальный $\Psi_{0\text{ опт}}(z)$ имеет максимум в точке подачи питания и уменьшается до

$$\Psi_{0\text{ опт}}(z=H_P, H_W) = 1 \quad (23)$$

на концах ротора.

Поскольку поток циркуляции общий для обогажительной и извлекающей частей центрифуги, то оптимизация центрифуги по потоку циркуляции накладывает еще одну связь на параметры в виде

$$\frac{\Theta}{1 - \Theta} = \frac{\ln \alpha_W}{\ln \alpha_P}. \quad (24)$$

Таким образом, при $H_P = H_W$ необходимо, чтобы $\Theta = 0.5$.

После подстановки в уравнение (14) выражения (22) получим для ИЦ

$$\frac{d \ln \alpha_i}{dz} = \frac{fa}{2\Psi_{0\text{ опт}}}. \quad (25)$$

Уравнение (25) позволяет сделать заключение об относительной неэффективности длинных центрифуг. Это

² Из (14) следует

$$\frac{d}{dz} (\ln \alpha_i) = \frac{fa\Psi_0 - \vartheta_z \ln \alpha_i}{1 + \Psi_0^2}.$$

Условие экстремальности

$$\frac{d}{d\Psi_0} \left(\frac{d}{dz} (\ln \alpha_i) \right) = 0$$

или

$$\frac{d}{d\Psi_0} \left(\frac{fa\Psi_0 - \vartheta_z \ln \alpha_i}{1 + \Psi_0^2} \right) = 0.$$

В свою очередь

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\Psi_0} \left(\frac{fa\Psi_0 - \vartheta_z \ln \alpha_i}{1 + \Psi_0^2} \right) &= \frac{\partial}{\partial \Psi_0} \left(\frac{fa\Psi_0 - \vartheta_z \ln \alpha_i}{1 + \Psi_0^2} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial \ln \alpha_i} \left(\frac{fa\Psi_0 - \vartheta_z \ln \alpha_i}{1 + \Psi_0^2} \right) \frac{d \ln \alpha_i}{d\Psi_0}, \end{aligned}$$

но должно быть $(d \ln \alpha_i)/(d\Psi_0) = 0$, а поскольку $\ln \alpha_i$ — экстремальный коэффициент разделения.

следует из того, что центральная часть ГЦ в оптимальном режиме дает меньший вклад в коэффициент разделения, что концевые части (максимален Ψ_0 и минимален $d(\ln \alpha)/dz$).

Уравнение (25) можно проинтегрировать и получить выражение для максимально достижимого коэффициента разделения ГЦ. Введя обозначения

$$\beta_i = \frac{\vartheta_{zi} \ln \alpha_i}{fa}; \quad l = z \cdot \vartheta_{zi}; \quad l_i = H_i \cdot \vartheta_{zi}, \quad (26)$$

решение уравнения (25) можно представить в виде

$$l_i = \beta_i(\sqrt{1 + \beta_i^2} + \beta_i) + \ln(\sqrt{1 + \beta_i^2} + \beta_i). \quad (27)$$

Обратить аналитически функцию (27) к виду $\beta_i(l_i)$ невозможно.

Оптимальный потенциал циркуляции (22) можно записать в тех же обозначениях

$$\Psi_{0\text{ опт}} = \sqrt{1 + \beta_i^2} + \beta_i. \quad (28)$$

Комплекс

$$\frac{\beta_i}{l_i} = \frac{\ln(\alpha_i)}{faH_i}$$

не зависит явно от потока питания и может рассматриваться как нормированный коэффициент разделения, приходящийся на единицу длины центрифуги, а комплекс l_i — как эффективная длина ГЦ. Идеальная зависимость коэффициента разделения от потока питания и длины центрифуги приведена на рис. 2. Изображающая точка реальной ГЦ не может находиться выше кривой, представленной на рисунке. Для сравнения на том же графике приведен максимальный коэффициент разделения для оптимизированной ГЦ с постоянным по ОЗ потоком циркуляции. Изображающие точки реальных центрифуг, по-видимому, должны находиться между этими двумя кривыми. Рис. 2 иллюстрирует увеличение l , т. е. длины ротора (H) или потока питания (ϑ_z), одинаково ухудшающее коэффициент разделения единицы длины ИЦ.

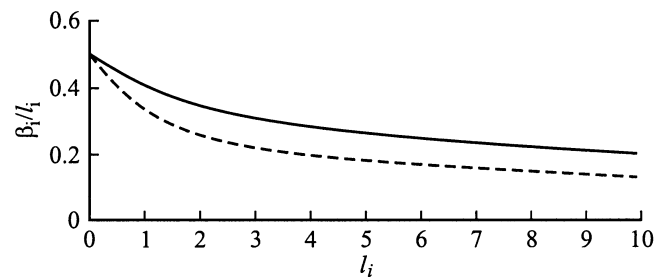


Рис. 2. Нормированный коэффициент разделения единицы длины ротора идеальной центрифуги (см. формулу (27) и определение (26)). Сплошная кривая — идеальная центрифуга; штриховая — оптимизированная центрифуга с постоянным по ОЗ потоком циркуляции, см. формулу (16).

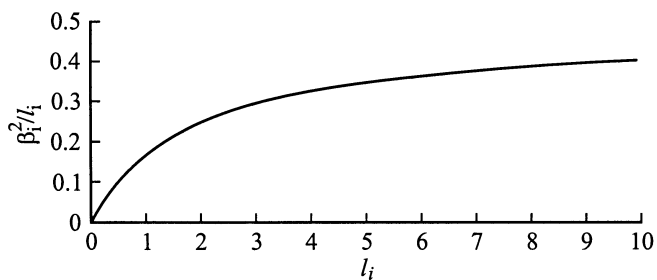


Рис. 3. Нормированная разделительная мощность единицы длины ротора идеальной центрифуги (см. формулы (27) и (20) и определение (26)).

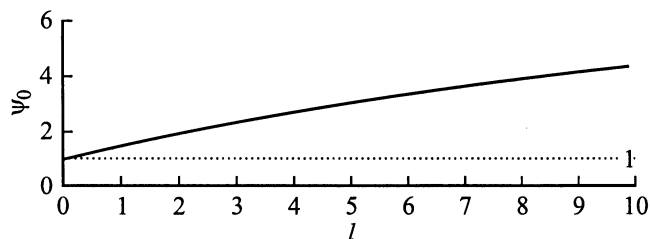


Рис. 4. Идеальный профиль потенциала внутрироторной циркуляции (см. формулы (27) и (28) и определение (26)). Величина l отсчитывается от крышки ротора.

Максимальная разделительная мощность ГЦ приведена на рис. 3. Настоящая теория позволяет точнее оценивать предельную разделительную мощность ГЦ с учетом влияния потока питания.

Идеальная зависимость $\Psi_{0\text{опт}}(l)$ представлена на рис. 4. В рамках модели (11) для Ψ_0 оптимальная зависимость потока ρV_z от l всюду совпадает с $\Psi_0(l)$, кроме тонкого слоя вблизи крышек ротора. Конечное значение Ψ_0 при $z = 0$ требует дельтаобразного профиля ($\rho V_z(l) \sim \delta(l - l_i)$) потока вблизи крышки.

Выводы

1. Метод усреднения по радиусу применим без ухудшения точности для описания разделения в ГЦ при существенно неоднородном распределении потока циркуляции по длине ротора.

2. Радиальные потоки массы в ГЦ не приводят однозначно к уменьшению разделительной мощности.

3. Для внутренней циркуляции в центрифуге существует идеальное распределение потенциала циркуляции и соответствующее ему идеальное распределение потока массы вдоль оси ротора.

Данная работа выполнена благодаря поддержке ПО ЭХЗ (г. Зеленогорск) и гранту Министерства общего и профессионального образования РФ.

Список литературы

- [1] Борисевич В.Д., Левин Е.В., Наумочкин В.В. // Атомная энергия. 1991. Т. 70. Вып. 1. С. 28–32.
- [2] Борисевич В.Д., Наумочкин В.В., Смаков Б.М. // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1987. № 4. С. 24–28.
- [3] Борисевич В.Д., Левин Е.В., Наумочкин В.В. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 4. С. 39–44.
- [4] Айсен Э.М., Борисевич В.Д., Левин Е.В. // Атомная энергия. 1992. Т. 72. Вып. 1. С. 44–47.
- [5] Левин Е.В. // Атомная энергия. 1992. Т. 72. Вып. 1. С. 39–43.
- [6] Обогащение урана / Под ред. С. Виллани. М.: Энергоатомиздат, 1983. 318 с.
- [7] Cohen K. The Theory of Isotope Separation as Applied to The Large-Scale Production of ^{235}U . McGraw-Hill Book, 1951.
- [8] Корн К., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1978. 830 с.
- [9] Палкин В.А. // Атомная энергия. 1998. Т. 84. Вып. 3. С. 253–259.