

МЕХАНИКА

УДК 531.351

М.А. Бубенчиков

ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ КСЕНОНА В ЦИКЛОННОЙ КАМЕРЕ

В работе описана вычислительная технология расчета среднего (без учета броуновских флуктуаций) перемещения атомов тяжелого инертного газа ксенона в воздушной среде. Проведены исследования движения таких частиц в циклонной камере. Найдены режимы, позволяющие улавливать указанные частицы при достаточно больших расходных характеристиках аэродинамической центрифуги.

Ключевые слова: *ксенон, наночастица, циклонная камера, аэродинамика, движение частиц, режимы улавливания.*

Ксенон – простое вещество – инертный одноатомный газ без цвета, вкуса и запаха. Ксенон – весьма редкий элемент. При нормальных условиях 1000 м^3 воздуха содержат около 87 см^3 ксенона. Диаметр атома ксенона $d = 0,44\text{ нм}$, а атомный вес $M = 131$ у.е. Ксенон используют для наполнения ламп накаливания, а также мощных газоразрядных и импульсных источников света (высокая атомная масса газа в колбах ламп препятствует испарению вольфрама с поверхности нити накаливания). Ксенон, как в чистом виде, так и с небольшой добавкой паров цезия, является высокоэффективным рабочим телом для электрореактивных (главным образом, ионных и плазменных) двигателей космических аппаратов. В 1999 году ксенон был разрешен к медицинскому применению в качестве средства для общего ингаляционного наркоза. В наши дни ксенон проходит апробацию в лечении зависимых состояний. Ксенон получают как побочный продукт производства жидкого кислорода на металлургических предприятиях.

Цель настоящей работы – оценить возможность получения ксенона в лабораторных условиях методом центрифugирования.. Для того чтобы решить задачу, необходимо знать сопротивление таких частиц в рассматриваемой среде и уметь рассчитывать аэродинамику циклонной камеры при высокой скорости вращения камеры: $n \sim 6000\text{--}12000$ об/мин. Вопросы сопротивления компактных наночастиц решены в работах [1, 2], а вычислительная технология, используемая для расчета аэродинамики при высоких частотных характеристиках циклонной камеры, представлена в [3]. Поэтому перейдем непосредственно к движению наночастиц (атомов ксенона) в циклонном аппарате.

Физическая область течения

Так как течение является осесимметричным и независимым от переменных для расчета аэродинамики только две – z и r , то можно рассматривать любое осевое сечение цилиндрической камеры, а область интегрирования в этом случае будет плоской фигурой, в нашем примере прямоугольником.

На рис. 1 показана область изменения независимых параметров, являющаяся продольным сечением камеры. Здесь сплошные линии представляют непроницаемые границы, пунктирные – проницаемые и условную ось симметрии.

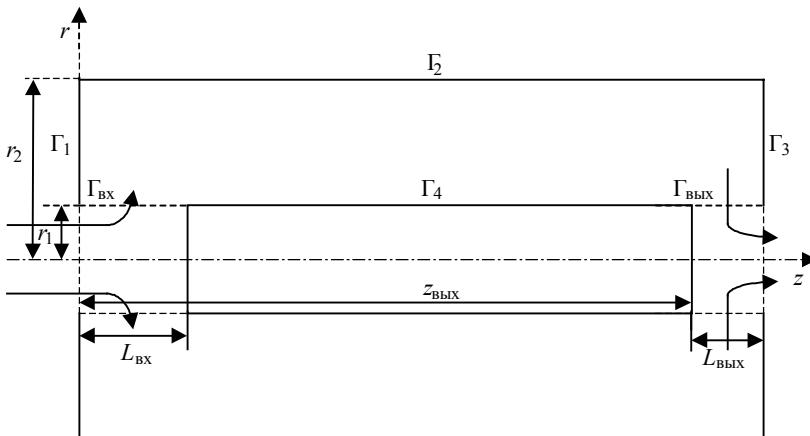


Рис. 1. Продольное сечение циклонной камеры

Численное решение задачи динамики частиц

Наночастица участвует в сложном движении. Во-первых, она переносится потоком газа и, во-вторых, перемещается относительно потока несущей среды под действием сил инерции. Поэтому по теореме сложения скоростей для проекций абсолютной скорости частицы можем записать

$$\frac{dz}{dt} = U(z(t), r(t)) + u(t); \quad (1)$$

$$\frac{dr}{dt} = V(z(t), r(t)) + v(t); \quad (2)$$

$$r \frac{d\phi}{dt} = W(z(t), r(t)) + w(t). \quad (3)$$

Здесь U, V, W – проекции скорости газа на оси цилиндрических координат; u, v, w – проекции скоростей относительного движения частицы на те же оси.

При этом относительное движение частицы определяется следующими уравнениями:

$$\frac{du}{dt} = a_z(z(t), r(t)) - 2\beta u(t); \quad (4)$$

$$\frac{dv}{dt} = a_r(z(t), r(t)) + \frac{W^2(z(t), r(t))}{r} - 2\beta v(t); \quad (5)$$

$$\frac{dw}{dt} = a_w(z(t), r(t)) - 2\beta w(t), \quad (6)$$

где

$$a_z = -\vec{V} \cdot \nabla U, \quad a_r = -\vec{V} \cdot \nabla V, \quad a_w = -\vec{V} \cdot \nabla W,$$

$$\vec{V} = (U, V, W), \nabla = \vec{i} \frac{\partial}{\partial z} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial r} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial \phi}.$$

Здесь a_z, a_r, a_w – проекции переносного ускорения; W^2/r – центробежное ускорение; $2\beta u, 2\beta v, 2\beta w$ – проекции ускорения (замедления), обусловленного действием силы сопротивления среды на частицу.

Начальные условия

При $t = 0$ частицы стартуют с позиции во входном сечении ($z \in [0, L_{\text{вх}}]$, $r = r_1$) с нулевой относительной скоростью по отношению к несущей среде:

$$z(0) = z_0, \quad r(0) = r_1, \quad \phi(0) = \phi_0; \quad (7)$$

$$u(0) = 0, \quad v(0) = 0, \quad w(0) = 0. \quad (8)$$

Схема вычислений

Численное интегрирование системы уравнений (1) – (6) с начальными условиями (7), (8) будем проводить с использованием схемы Рунге-Кутта четвертого порядка точности и неявного этапа для промежуточных значений u, v, w , найденных по уравнениям (4) – (6). Из-за осесимметричного характера течения несущей среды в приводимой ниже численной модели движения частиц будут отсутствовать окружные перемещения, поскольку они не будут использованы в дальнейшем физическом анализе. Согласно подходу Рунге-Кутта, опирающемуся на идею пересчета, для того чтобы вычислить значения искомых величин на новом слое по времени (в момент t^{k+1}), необходимо предварительно найти правые части выпи-санных уравнений в четырех точках интервала $t \in [t^k, t^{k+1}]$ или, что то же самое, в четырех позициях на фрагменте траектории, отвечающем указанному интервалу времени:

$$z_1 = z^k, \quad r_1 = r^k, \quad u_1 = u^k, \quad v_1 = v^k, \quad U_1 = U(z_1, r_1), \quad V_1 = V(z_1, r_1); \quad (9)$$

$$z_2 = z^k + \frac{h}{2}(U_1 + u_1), \quad r_2 = r^k + \frac{h}{2}(V_1 + v_1), \quad U_2 = U(z_2, r_2), \quad V_2 = V(z_2, r_2); \quad (10)$$

$$u_2 = \frac{(u^k + a_z(z_1, r_1)h/2)}{(1+\beta h)}, \quad v_2 = \frac{(v^k + h/2(r_1\omega^2(z_1, r_1) + a_r(z_1, r_1)))}{(1+\beta h)}; \quad (11)$$

$$z_3 = z^k + \frac{h}{2}(U_2 + u_2), \quad r_3 = r^k + \frac{h}{2}(V_2 + v_2), \quad U_3 = U(z_3, r_3), \quad V_3 = V(z_3, r_3); \quad (12)$$

$$u_3 = \frac{(u^k + a_z(z_2, r_2)h/2)}{(1+\beta h)}, \quad v_3 = \frac{(v^k + h/2(r_2\omega^2(z_2, r_2) + a_r(z_2, r_2)))}{(1+\beta h)}; \quad (13)$$

$$z_4 = z^k + h(U_3 + u_3), \quad r_4 = r^k + h(V_3 + v_3), \quad U_4 = U(z_4, r_4), \quad V_4 = V(z_4, r_4); \quad (14)$$

$$u_4 = \frac{(u^k + a_z(z_3, r_3)h)}{(1+2\beta h)}, \quad v_4 = \frac{(v^k + h(r_3\omega^2(z_3, r_3) + a_r(z_3, r_3)))}{(1+2\beta h)}. \quad (15)$$

Здесь $\omega(z, r) = \frac{W(z, r)}{r}$ – угловая скорость квазивердого вращения сплошной среды, h – шаг по времени.

Тогда значения искомых величин на новом слое по времени найдутся по формулам

$$z^{k+1} = z^k + \frac{h}{6}((U_1 + u_1) + 2(U_2 + u_2) + 2(U_3 + u_3) + (U_4 + u_4)); \quad (16)$$

$$r^{k+1} = r^k + \frac{h}{6}((V_1 + v_1) + 2(V_2 + v_2) + 2(V_3 + v_3) + (V_4 + v_4)); \quad (17)$$

$$u^{k+1} = \frac{1}{6}(u_1 + 2u_2 + 2u_3 + u_4); \quad (18)$$

$$v^{k+1} = \frac{1}{6}(v_1 + 2v_2 + 2v_3 + v_4). \quad (19)$$

Соотношения (16) – (19) представляют собой формулы явного определения цилиндрических координат и скорости частицы по технологии Рунге-Кутта. При этом промежуточные значения относительных скоростей частицы найдены с использованием неявного представления силы сопротивления в разностных уравнениях (4) – (6). Полунеявный этап расчетов выражен соотношениями (11), (13), (15).

Проводя последовательно расчеты по формулам (9) – (19), находим численное решение задачи о движении частицы в закрученном потоке, полученное с использованием построенной явно-неявной схемы. Нетрудно видеть, что для систем без трения ($\beta = 0$) технология (9) – (19) превращается в классический вариант системы Рунге-Кутта четвертого порядка точности.

Интерполяция

Частицы, двигаясь по своим траекториям, разве только случайно могут пройти через узел разностной сетки, используемой для решения уравнений аэродинамики. Поэтому необходима интерполяция значений скорости и переносного ускорения в каждую из промежуточных позиций на траектории, необходимых для расчета искомой величины на новом слое по времени по технологии Рунге-Кутта.

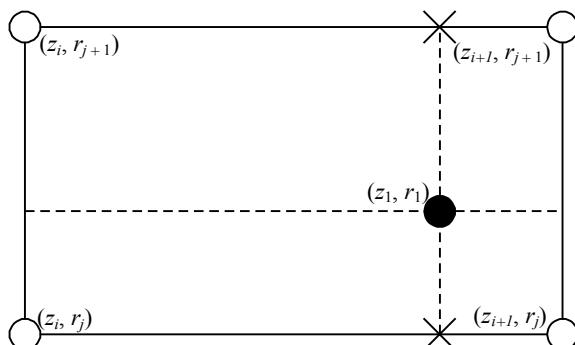


Рис. 2. Интерполяция во внутреннюю точку по четырем значениям прямоугольной разностной ячейки

Если точка с координатами (z_1, r_1) попадает в указанную на рисунке ячейку, то интерполяция проводится по следующим линейным зависимостям:

$$U(z_1, r(j)) = U(z(i), r(j)) + \frac{z_1 - z(i)}{z(i+1) - z(i)} (U(z(i+1), r(j)) - U(z(i), r(j))),$$

$$U(z_1, r(j+1)) = U(z(i), r(j+1)) + \frac{z_1 - z(i)}{z(i+1) - z(i)} (U(z(i+1), r(j+1)) - U(z(i), r(j+1))),$$

$$U(z_1, r_1) = U(z_1, r(j)) + \frac{r_1 - r(j)}{r(j+1) - r(j)} (U(z_1, r(j+1)) - U(z_1, r(j))).$$

Аналогичным образом проводится интерполяция для V , W (либо ω), a_r , a_z в точки (z_2, r_2) , (z_3, r_3) , (z_4, r_4) .

Результаты расчетов

Во всех представленных ниже вариантах движутся с одной угловой скоростью либо две границы Γ_2 и Γ_4 , либо они же совместно с границами Γ_1 и Γ_3 (торцевыми стенками камеры). Во всех вариантах скорость радиальной подачи воздуха $V_{\text{вх}} = 1$ м/с. Предварительно был рассчитан вариант прямоточного течения ($n = 0$), для которого траектории частиц ксенона в точности повторили линии тока несущей среды. Ниже представлены различные варианты закрученных течений, отличающиеся степенью и характером закрутки. Как видим из рис. 3 – 5, существуют принципиально различные режимы движения наночастиц в циклонной камере. Первый режим (рис. 3) без вращения торцевых стенок камеры, имеющий умеренные частотные характеристики ($n = 6000$ об/мин) и следующие размеры: $r_1 = 0,4$ м, $r_2 = 0,405$ м, $L_{\text{вх}} = L_{\text{вых}} = 0,1L$, $L = 0,1$ м (длина камеры), характеризуется выносом всех поступающих в камеру частиц. Второй режим (рис. 4) характеризуется следующими геометрическими параметрами: $r_1 = 0,3$ м, $r_2 = 0,35$ м, $L_{\text{вх}} = L_{\text{вых}} = 0,1L$, $L = 0,4$ м и в большей степени определяется вращением торцевых стенок камеры. В этом случае радиально входящие в камеру частицы сразу же устремляются в область пониженного давления, находящуюся у левой торцевой стенки. Попадая в конечном счете на эту стенку, они продолжают испытывать влияние действующей на них центробежной силы и медленно перемещаются в угловую зону камеры, ограниченную левой стенкой и внешней цилиндрической поверхностью аппарата. Третий режим (рис. 5, 6) определяется следующими параметрами камеры: $r_1 = 0,4$ м, $r_2 = 0,5$ м, $L_{\text{вх}} = L_{\text{вых}} = 0,1L$, $L = 0,4$ м. Существование этого режима в большей степени обязано появлению в потоке внутренних сингулярных зон высокой радиальной скорости несущей среды (на рис. 6 это зоны сгущения линий тока), которые ограничивают движение частиц в аксиальном направлении. Из-за специфического влияния этих зон на характер движения наночастиц их целесообразно называть «шторками». Правая шторка является более протяженной и полностью перекрывает частицам путь к выходному сечению. Поэтому относительно более тяжелые атомы ксенона (в сравнении с молекулами N_2 и O_2) вынуждены циркулировать в ограниченном объеме камеры, выполняющем роль пылесборника. Аналогичный эффект наблюдается в циклонных пылесосах, не имеющих мешков для сбора мусора.

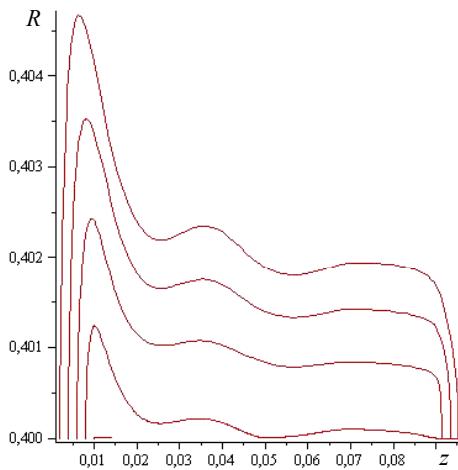


Рис. 3. Траектории частиц ксенона в режиме без вращения торцевых стенок камеры: $n = 6000$ об/мин

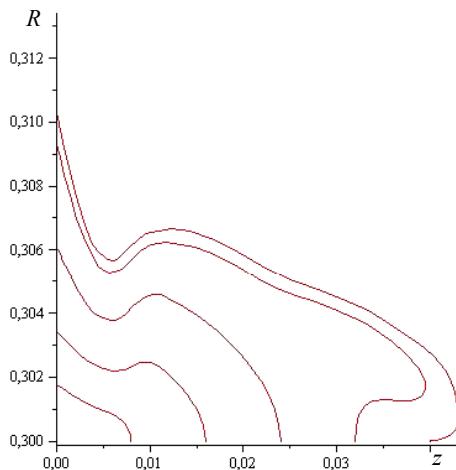


Рис. 4. Траектории частиц ксенона в режиме с вращением торцевых стенок камеры: $n = 6000$ об/мин

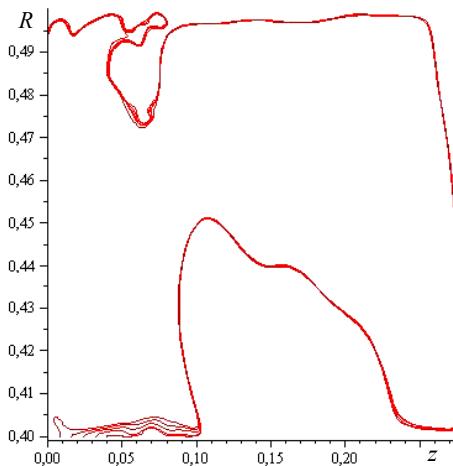


Рис. 5. Траектории частиц ксенона в режиме без вращения торцевых стенок камеры: $n = 12000$ об/мин

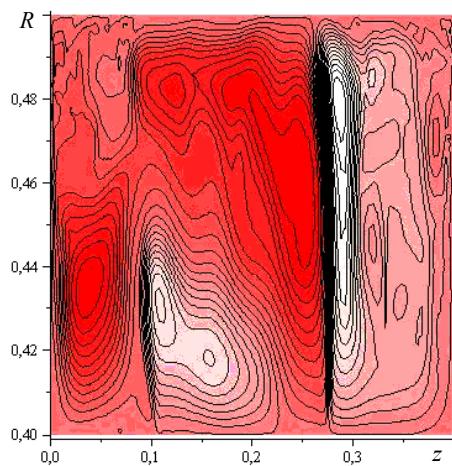


Рис. 6. Линии тока несущей среды. Тот же режим, что и на рис. 5

Заключение

В работе описана вычислительная технология расчета динамики наночастиц, испытывающих значительное удельное сопротивление (приходящееся на единицу массы частицы). Найдены режим быстрого выхода частиц на вращающуюся торцевую стенку аппарата и режим внутренней циркуляции наночастиц в рабочей зоне устройства (с последующим выходом на внешнюю стенку вращающейся камеры). Оба режима могут быть использованы для улавливания наночастиц в центробежном аппарате. Эффект улавливания в двух найденных режимах локализации ксенона достигается за счет совместного действия механизма конвективного

переноса инерционных частиц и их диффузионного перемещения под действием центробежной силы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бубенчиков М.А. Механическое сопротивление компактных наночастиц в воздушной среде // Изв. вузов. Физика. 2011. № 1. С. 92–96.
2. Потекаев А.И., Бубенчиков М.А. Седиментация наночастиц в поле центробежных сил // Изв. вузов. Физика. 2011. № 2. С. 37–42.
3. Бубенчиков М.А., Иванова И.А. Расчет аэродинамики циклонной камеры // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. 2011. № 1(13). С. 46–51.

Статья поступила 01.03.2011г.

Bubenchikov M.A. MOTION OF XENON PARTICLES IN A CYCLONE CHAMBER. In this work, the computing calculation technology of an average (without regard to Brown fluctuations) motion of heavy inert xenon atoms in an air environment is described. Researches of the motion of such particles in a cyclonic chamber are carried out. Modes that make it possible to catch the particles at enough big account characteristics of an aerodynamic centrifuge are found.

Keywords: xenon, nanoparticle, cyclonic chamber, aerodynamics, motion of particles, catching modes.

BUBENCHIKOV Mikhail Alekseevich (Tomsk State University)
E-mail: michael121@mail.ru