УДК 539.25:621.43

ДИНАМИКА РАСПЫЛИВАНИЯ ЖИДКИХ И ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ В ГАЗОВУЮ СРЕДУ

Б .Х. Драганов, доктор технических наук, профессор

Национальный университет биоресурсов і природопользования України

e-mail vit1986@ua.fm

Аннотация. *Цель исследований – сформулировать и решить задачу динамики потока рассеянных частиц в окружающую среду. Переведены основные сведения о методе каскада. Изложен метод расчета при столкновении частиц, дан метод расчета динамики цилиндрической пленки жидкости в газовой среде.*

Ключевые слова: ***эмиссия частиц, распыление, метод каскада, Больцман, Лаплас, кинетическая энергия, импульс, энергия взаимодействия, потенциал скорости, термофизическая функция, поверхностное натяжение***

Актуальность. Проблемы эмиссии атомов из мишеней под действием ионной бомбардировки продолжает привлекать внимание большого числа исследователей. Это связано как с интересом к самому процессу, так и с огромным количеством известных прикладных задач.

Анализ последних исследований и публикаций. И в теории, и в экспериментальном изучении распыления до сих пор имеется значительное число малоисследованных мест, несмотря на большой прогресс в понимании физики распыления и огромный успех в использовании этого процесса на практике. В данной работе предпринимается очередная попытка рассмотреть современное положение в теоретическом изучении распыления неупорядоченных материалов и остановиться на тех вопросах, которые не получили достаточного освещения в фундаментальных обзорных работах, вышедших в последнее время [1,2].

Цель исследования – сформулировать и решить задачу динамики потока рассеянных частиц в окружающую среду.

Материалы и методы исследования. Основные успехи теоретического описания распыления связаны с изучением режима линейных каскадов [2 – 4]. Собственно трудно провести границу между первым и вторым режимами распыления, поскольку в широком смысле режим первичного прямого выбивания описывается уравнениями линейных каскадов, но основной вклад в характеристики распыления при этом дает первое поколение каскада [5]. Поэтому здесь рассматриваются оба режима распыления вместе.

Каскадный метод (метод Лапласа) – это метод теории дифференциальных уравнений с частными производными, позволяющий находить общее решение линейного уравнения с частными производными гиперболического типа.

Каскадными столкновительными процессами обычно называются процессы, обусловленные происходящими последовательно во времени столкновениями частиц, первоначально не принимавших участия в каскаде и размещенных некоторым образом в пространстве, например, случайным образом равномерно с некоторой плотностью *n(r)*. Начало каскаду может дать одно первое столкновение, инициирующие последующие, плотность которых с течением времени может возрастать или убывать. Каскад обычно характеризуется функцией распределения, определенной так, что в момент времени *t f (r,v,t) drdv* – число частиц, участвующих в каскаде и находящихся в интервале скоростей *dv* вблизи *v* в элементе объема *dr* вблизи *r*. Если частицы одного сорта до возникновения каскада располагались равномерно и случайным образом и если взаимодействием движущихся частиц в каскаде можно пренебречь, то функция распределения *f (r, v, t)* является решением линеаризованного уравнения Больцмана:

$$\frac{\partial f\,(r,v,t)}{\partial t} + V\frac{\partial f(r,v,t)}{\partial r} = J9f) + \rho(r,v,t), \qquad (1)$$

где

$$J(f) = \int \{f(r,v',t)v'\sigma(v',v,v'') - f(r,v,t)v\sigma(v,v',v'') \\ + f(r,v',t)v'\sigma(v',v'',v)\}dv'dv'',$$

$\sigma(v,v',v'')$ – дифференциальное сечение столкновения движущейся частицы каскада с частицей, не принимавший до этого участия в каскаде. Первый по порядку в скобках векторный аргумент обозначает скорость не летающей частицы, второй — скорость той же частицы после столкновения, третий — скорость частицы, вовлеченной в каскад после столкновения; $\rho(r,v,t)$ — источник, то есть число частиц, генерирующих каскады, в элементе объема *dr* вблизи *r*, со скоростью *v* в интервале *dv*.

Применение линеаризированного уравнения возможно в тех случаях, когда каскады движущихся частиц не слишком плотные, и функция распределения формируется, в основном, за счет в столкновении частиц, вовлеченных в каскад с частицами, не принимавших до этого участия в каскаде.

Для каскадов в ограниченных плоской поверхностью мишенях необходимо добавить граничные условия, например, в виде

$$v\frac{\partial f(r,v,t)}{\partial r} = 0, \qquad rn > 0 \tag{2}$$

n — внешняя нормаль к поверхности, проходящей через начало координат.

Решение этого уравнения для среды, состоящей из частиц одного сорта, аналогично решению в случае распространения каскадов в многокомпонентной среде. Поэтому рассмотрим более общую задачу, переходя от нее в дальнейшем к частным случаям и вводя при необходимости изменения в исходное уравнение.

Квазигидродинамический подход к решению уравнений (1) в случае развития каскадов столкновений в среде представлен Левинсоном и Масловым [6]. Ими показано, что для однородной среды в P_1-приближении (оставляются члены с l=0 и 1 в разложение функции распределения f по полиномам Лежандра) для каскадов с большим числом поколений каскады описываются уравнениями

$$\frac{\partial E}{\partial t} + S(t)\,div\,P = 0\,,$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{1}{3}\nabla E = 0. \tag{3}$$

где *E* — кинетическая энергия в каскаде на единицу объема среды, *P* —импульс единицы объема среды, *S(t)* — параметр типа второго звука.

Применимость этого подхода примерно соответствует области зигмунтовской теории. Основной особенностью предложенной методики является использование найденного авторами решения, позволяющего исследовать некоторые временные параметры каскадов. Предложен метод учета граничных условий, включающий введение полностью поглощающей стенки и содержащей свободный параметр. Приведем основы расчета основных характеристик распыления на основе каскадного распыления одноэлементных материалов.

Каскадна функция распределения, используемымая при расчете характеристик распыления, формируется за счет столкновение атомов, имеющих относительную скорость, соответствующую кинетической энергии ε. Тогда модели линейных каскадов можно считать, что любой атом каскада с координатами r движется в поле $V(r)$ взаимодействия с первоначально покоящимися атомами мишени [7,8]:

$$V(r) = \sum_{i=1}^{N} V(r_i, r), \tag{4}$$

где координаты r_i распределены по некоторому случайному закону.

Энергия взаимодействия $V(r_i, r)$ описывает притяжения на расстояниях $|r_i, r| \gtreqless d$, а значения $V(r_i, r)$ при этом имеют отрицательное значение, на расстоянии же $|r_i, r| < d$ происходит сильное отталкивание атомов и $V(r_i, r)$ имеет положительное значение. Суммирование по i для любых допустимых значений r можно разбить на две части, дающих две составляющие,

$$\sum_{i=J+1}^{J+K} V(r_i, r) + \sum_{i \neq J+1,\dots,J+K} V(r_i, r), \tag{5}$$

где $J+1, \dots, J+K$ — номера атомов, расположенных на расстоянии $|r_i, r| < d$, обеспечивающим положительное значение величины $V(r_i, r)$.

Поскольку кинетическая энергия атома $\varepsilon > U$, где U порядка нескольких электронвольт, то взаимодействие его с атомами, приводящее к заметному изменению вектора скорости, может происходить только в области, определяемой расстоянием набольшего сближения частиц $U \simeq V(r_i, r)$, то есть там, где потенциал взаимодействия атомов обычно является весьма жестким. Таким образом, все случаи взаимодействия атомов за счет отталкивающей части парного потенциала можно описать с помощью статистики столкновений. Для среды состоящей из N компонентов равномерно и случайным образом размещенных в полупространстве $rn \leq 0$, уравнения каскадов с граничными условиями выглядят следующим образом:

$$\frac{\partial f_i(r,v,t)}{\partial t} + v\frac{\partial f_i(r,v,t)}{\partial r} = J_i(f_i,\ldots,f_N) + \rho_i(r,v,t); \quad (6)$$

$$v\frac{\partial f_i(r,v,t)}{\partial r} = 0, rv > 0, i = 1,\ldots,N.$$

Результаты исследований. Выполним анализ динамики цилиндрической распыленной пленки в газовой среде.

Пленка жидкости, вытекающая из сопла центробежной форсунки, около него имеет приблизительно цилиндрическую форму. Её распад обычно происходит так же около сопла, и для теоретического изучения распада целесообразно поставить задачу об устойчивости цилиндрической пленки жидкости при движении её в неподвижной газовой среде.

Рассмотрим цилиндрическую пленку идеальной жидкости, окруженную другой идеальной жидкостью (рисунок) с наружным радиусом a и внутренним радиусом b. Будем считать, что жидкость движется поступательно по оси x со скоростью V, а жидкость среды (снаружи и внутри пленки) – неподвижна [7,8].

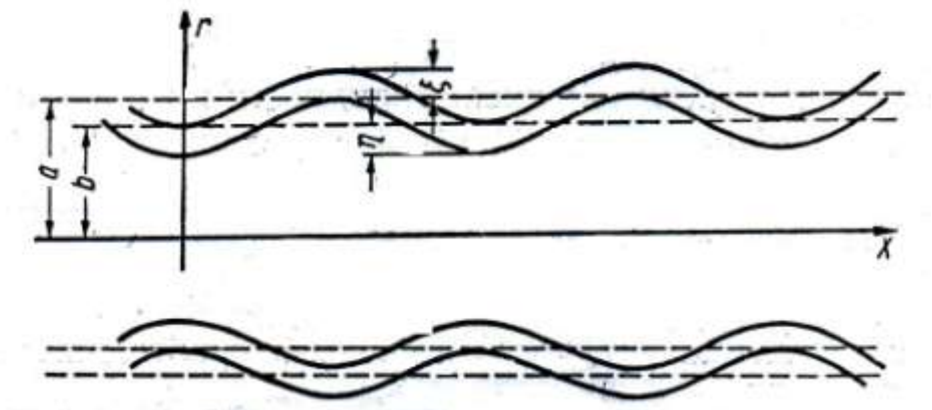

Рис. Схема колебаний цилиндрической пленки жидкости в газовой среде

Введем в систему цилиндрических координат (r, φ, x), направив ось x по оси пленки, а ось r – по ее радиусу.

Обозначим через

$$\Phi_к = \Phi_к(r, \varphi, x, t), k = 1,2,3 \qquad (7)$$

потенциалы скорости жидкости пленки и среды.

Индекс $k = 1$относится к жидкости пленки, индексы $k = 2$, $k = 3 -$ к жидкости среды снаружи и внутри пленки соответственно. Плотности жидкости и среды пленки обозначим через ρ_1 и ρ_2.

Потенциал скорости $\Phi_к$ должен удовлетворять уравнению Лапласа:

$$\frac{\partial^2 \Phi_к}{\partial r^2} + \frac{1}{r} * \frac{\partial \Phi_к}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi_к}{\partial x^2} + \frac{1}{r^2} * \frac{\partial^2 \Phi_к}{\partial \phi^2} = 0. \qquad (8)$$

Составляющейся скорости сечения будут иметь вид :

$$\begin{cases} V_{xk} = V_k + v_{xk}, \quad k = 1,2,3; \\ V_{rk} = v_{rk}, \quad V_1 = V, V_2 = V_3 = 0 \\ V_{\varphi k} = v_{\varphi k}, v_{kx} = \dfrac{\partial \Phi_k}{\partial x}, v_{rk} = \dfrac{\partial \Phi_k}{\partial r} \\ v_{\varphi k} = \dfrac{1}{r} * \dfrac{\partial \Phi_k}{\partial \varphi}. \end{cases} \qquad (9)$$

Предположим, что отклонения ξ и η — периодические функции *t* и *x* следующего вида:

$$\begin{cases} \xi = \bar{\xi}\, e^{i(ax + s\varphi - \beta t)}; \\ \eta = \bar{\eta}\, e^{i(ax + s\varphi - \beta t)}, \end{cases} \qquad (10)$$

где $\bar{\eta}$, $\bar{\xi}$ – амплитуды отклонений частиц жидкости соответственно от наружной и внутренней поверхностей не возмущенной пленки.

Плотные дифференциалы отклонений частиц жидкости от поверхностей не возмущенной пленки имею вид:

$$d\xi = \frac{\partial \xi}{\partial x} dx + \frac{\partial \xi}{\partial t} dt;$$

$$d\eta = \frac{\partial \eta}{\partial x} dx + \frac{\partial \eta}{\partial t} dt, \qquad (11)$$

откуда нормальные составляющие скорости перемещения частиц жидкости на наружной и внутренней поверхностях пленки будут:

$$v_{r1} = \frac{\partial \xi}{\partial x} V + \frac{\partial \xi}{\partial t} \text{ при } r = a;$$

$$v_{r1} = \frac{\partial \eta}{\partial x} V + \frac{\partial \eta}{\partial t} \text{ при } r = b; \tag{12}$$

$$v_{r2} = \frac{\partial \xi}{\partial t} \; r = a;$$

$$v_{r3} = \frac{\partial \eta}{\partial t} \; r = b.$$

Выражения для давлений получим из интеграла Лагранжа – Коши в следующем виде:

$$\begin{cases} \dfrac{p_1}{\rho_1} = -\left(\dfrac{\partial \Phi_1}{\partial t} + V\dfrac{\partial \Phi_1}{\partial x}\right) + \dfrac{p_0}{\rho_1}; \\ \dfrac{p_2}{\rho_2} = -\dfrac{\partial \Phi_2}{\partial t} + \dfrac{p_0}{\rho_2} - \dfrac{\sigma}{a\rho_2}; \\ \dfrac{p_3}{\rho_2} = -\dfrac{\partial \Phi_3}{\partial t} + \dfrac{p_0}{\rho_2} + \dfrac{\sigma}{b\rho_2}, \end{cases} \tag{13}$$

где p_0 — давление жидкости не возмущенной пленки.

На наружной и внутренней поверхностях пленки разность давлений должна уравновешиваться давлением поверхностного натяжения:

$$p_2 - p_1 = \sigma\left[-\frac{1}{a} + \frac{\xi}{a^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{1}{a^2} * \frac{\partial^2 \xi}{\partial \varphi^2}\right] \text{ при } r = a;$$

$$p_3 - p_1 = \sigma\left[\frac{1}{b} + \frac{\eta}{b^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} - \frac{1}{b^2} * \frac{\partial^2 \eta}{\partial \varphi^2}\right] \text{ при } r = b, \tag{14}$$

где p_1, p_2, p_3 – давление соответственно в жидкостях пленки , наружной и внутренней среды;

σ — коэффициент поверхностного натяжения жидкости пленки относительно жидкости среды;

ξ и η — отклонение частиц жидкости от наружной и внутренней поверхности не возмущенной пленки соответственно, причем

$$r_{\text{нар}} = a + \xi, r_{\text{вн}} = b + \eta. \tag{15}$$

Приведенную систему уравнений можно представить в безразмерной форме и решать её на основе теории подобия [9]. Метод аналитического решения приведен в [10].

Выводы

Метод каскадных процессов позволяет с наибольшей степенью точности определить закономерности распыления и их характеристики для жидких и твердых частиц. В статье приведен метод исследования динамики цилиндрической пылевого потока в окружающею однородную среду

Список литературы

1. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой / Под ред. Р.Бериша. – М.: Мир, 1984. – 336 с.
2. Фундаментальные и прикладные аспекты распыления твердых тел / Сб. статей, сост. Е.С.Машкова. – М.: Мир, 1989. – 349 с.
3. Итоги науки и техники. Серия: пучки заряженных частиц и твердое тело. Том 5. Распыление. – М:ВНИТИ, 1991. – 132 с.
4. Тчетнев В.В. Взаимодействие атомных частиц с твердым телом / В.В. Тчетнев // Материалы 7-й всесоюзной конференции. Т2. – Минск, 1984. – С. 56-57.
5. Пашковский В.И. Дифференциальные уравнения / В. И. Пашковский. – М: Физматгиз, 1976. – Т.12. – №1. – С. 118-128.
6. Левинсон И.Б., Маслов Д.Я.//ЭнЭТФ. 1987. – 92. – С.220-229.
7. Бородин В.А. Распыление жидкости / В.А. Бородин, Ю. Ф. Дитяткин, Л.А. Кличко, В.И.Ячоукин. – М.:Машиностроение, 1967. – 263 с.
8. Радинбах Б.В. Физические основы рабочего процесса в каналах сгорания воздушно-реактивных двигателей / Б. В. Радинбах. –М.: Машиностроение,1964. – 522 с.
9. Головин А.М. К теории колетний и дробления капли в газовом потоке при наличие движения внутри капли / А. М. Головин // Известия АН СССР. Серия геофизика. – 1964. – №8.
10. Tomitaka S. The instability of a culindri col thread of a lignid surround ded by another viscons fluid // Prorledings of the Royal Society,150, №870,1935.

References

1. Berish, R. (1984). Raspyleniye tverdykh tel ionnoy bombardirovkoy [Spraying of solids by ion bombardment] . Moskow: Mir, 336.
2. Mashkova, E. S. (1989). Fundamental'nyye i prikladnyye aspekty raspyleniya tverdykh tel [Fundamental and applied aspects of sputtering of solids]. Moskow: Mir, 349.
3. Itogi nauki i tekhniki. Seriya: puchki zaryazhennykh chastits i tverdoye telo. Tom 5. Raspyleniye (1991). [Results of science and technology. Series: charged particle beams and a solid body. Volume 5. Spraying]. Moskow:VNITI, 132.
4. Tchetnev, V.V. (1984). Vzaimodeystviye atomnykh chastits s tverdym telom [Interaction of atomic particles with a solid]. Materialy 7-y vsesoyuznoy konferentsii. Minsk, 2, 56-57.

5. Pashkovskiy V.I. (1976). Differentsial'nyye uravneniya [Differential Equations]. Moskow: Fizmatgiz,12 (1), 118-128.

6. Levinson, I.B., Maslov, D.Y. (1987). EnETF, 92, 220-229.

7. Borodin, V.A., Dityatkin, Y. F., Klichko, L.A., Yachoukin, V.I.. (1967). Raspyleniye zhidkosti [Spraying of liquid]. Moskow.:Mashinostroyeniye, 263.

8. Radinbakh, B.V. (1964). Fizicheskiye osnovy rabochego protsessa v kanalakh sgoraniya vozdushno-reaktivnykh dvigateley [Physical basis of the working process in the air-jet engine combustion channels]. Moskow: Mashinostroyeniye,. 522.

9. Golovin, A.M. (1964). K teorii koletniy i drobleniya kapli v gazovom potoke pri nalichiye dvizheniya vnutri kapli [To the theory of kolet and crushing of a drop in a gas stream with the presence of motion inside the drop]. Izvestiya AN SSSR. Seriya geofizika, 8.

10. Tomitaka, S. (1935). The instability of a culindri col thread of a lignid surround ded by another viscons fluid . Prorledings of the Royal Society,150, 870.

ДИНАМІКА РОЗПИЛЮВАННЯ РІДКИХ І ТВЕРДИХ ЧАСТИНОК У ГАЗОВЕ СЕРЕДОВИЩЕ

Б. Х. Драганов

Анотація. *Мета досліджень - сформулювати і розв'язати задачу динаміки потоку розсіяних частинок у навколишнє середовище. Наведені основні відомості про метод каскаду, викладено метод розрахунку при зіткненні частинок, поданий метод розрахунку динаміки циліндричної плівки рідини в газовому середовищі.*

Ключові слова: ***емісія часток, розпорошення, метод каскаду, Больцман, Лаплас, кінетична енергія, імпульс, енергія взаємодії, потенціал швидкості, термофізичних функція, поверхневий натяг***

DYNAMICS ATOMIZATION OF LIQUID AND SOLID PARTICLES IN A GASEOUS ENVIRONMENT

B. H. Draganov

Abstract. *The aim of the research is to formulate and solve the problem of the dynamics of the flow of scattered particles into the environment. Transferred basic information about the method and the decision stage method, the method of calculation set out in the collision of particles given method of calculation of the dynamics of a cylindrical liquid film in a gaseous environment.*

Key words: ***emission of particles, spray, cascade method, Boltzmann, Laplace, kinetic energy, momentum, energy cooperation, the potential speed thermo function of the surface tension***