

РАСПЫЛЕНИЕ МЕЛКО ДИСПЕРСИОННЫХ МАСС В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ

к.т.н. А.Н. Панченко, А.Б. Кульчицкий, А.С. Рогозин
(представил д.т.н., проф. Б.Т. Кононов)

Рассматривается механизм воздействия взрывных явлений на массу вещества, равномерно распределенную вокруг заряда, определяются скоростные характеристики вещества после распыления, рассматриваются физические процессы, протекающие между заряженными микрочастицами, предлагается методика расчета величины заряда частиц в процессе автоэлектронной эмиссии.

Появление нового оружия, в котором используется эффект распыления токопроводящих материалов для вывода из строя объектов электроснабжения, вызывает необходимость разработки механизмов противодействия и снижения эффективности его применения. Для решения этой задачи необходимо иметь четкое представление о физических процессах, протекающих при распылении мелко дисперсионных масс посредством взрывчатых веществ. Известно, что если два токопроводящих материала, имеющие различную работу выхода, имеют электрический контакт между собой, то между ними будет протекать электрический ток до момента времени, пока энергетические уровни Ферми рассматриваемых материалов не совпадут. Таким образом между материалами существует контактная разность потенциалов, а при нарушении электрического контакта материалы приобретают электрические заряды различных знаков. После разнесения микрочастиц при их распылении на небольшие расстояния, между ними возрастает напряженность электрического поля, и становится возможной автоэлектронная эмиссия и заряды, накопленные на частицах, могут претерпевать изменения в зависимости от условий распыления. При приближении облака заряженных частиц к токоведущим частям электроустановок между частицами и токоведущими частями происходят микроразряды, приводящие к увеличению свободных носителей заряда в диэлектрике и тем самым создающие условия возникновения электрического пробоя изоляционных промежутков.

Для качественной оценки взаимодействия заряженных микрочастиц с токоведущими частями электроустановок, прежде всего, необходимо знать величину заряда, приобретаемого частицами порошка после распыления посредством взрывчатых веществ. При решении задачи по определению зарядов, накопленных на распыляемых микрочастицах, необходимо учитывать возможность снижения заряда на частицах за счет автоэлектронной эмиссии.

Рассмотрим процесс распыления и заряда порошка, состоящего из микрочастиц графита и железа. При контакте двух сферических частиц графита и железа (рис. 1), если контакт позволяет переходить зарядам от одной частицы к другой, между частицами будет протекать ток, до тех пор, пока уровни Ферми, соответствующие рассматриваемым материалам, не совпадут. Точки контакта, через которые осуществляется переход зарядов, расположены на некотором достаточно малом расстоянии от поверхности $h = 10^{-9}$ см. Разность потенциалов между частицами при условии, что два материала находятся при одной и той же температуре, определяется как разность работ выхода графита и железа. В соответствии с [1] работа выхода для графита равна 4,7 эВ, железа 4,31 эВ и тем самым разность работ выхода равна 0,39 эВ. Так как графит имеет большую работу выхода чем железо, то частица графита будет обладать положительным потенциалом, а частица железа отрицательным [2]. При разделении частицы приобретают электрический заряд, величина которого определяется выражением

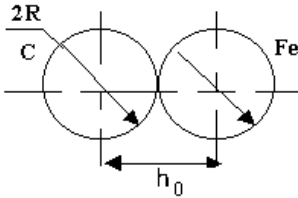


Рис. 1. Схема контакта сферических частиц

где V_{CF} – контактная разность потенциалов между графитом и железом; C – емкость между сферическими частицами. Ёмкость системы, состоящей из двух частиц, показанных на рис. 1, можно определить, воспользовавшись выражениями, приведенными в [3]:

$$Q = V_{CF} \cdot C, \quad (1)$$

где V_{CF} – контактная разность потенциалов между графитом и железом; C – емкость между сферическими частицами. Ёмкость системы, состоящей из двух частиц, показанных на рис. 1, можно определить, воспользовавшись выражениями, приведенными в [3]:

$$C = 2\pi\epsilon_0\epsilon \cdot R \cdot sh\beta \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{sh(n\beta)}, \quad (2)$$

где $\beta = \text{Arch} \frac{h_0}{2R}$, R – радиус частиц; ϵ_0 – диэлектрическая постоянная;

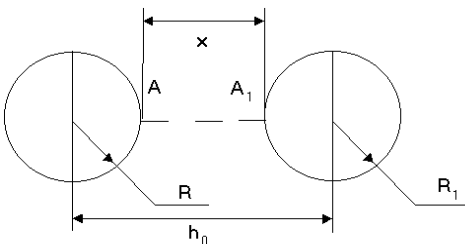


Рис. 2. Схема разделения заряженных частиц

ϵ – диэлектрическая проницаемость среды.

Рассмотрим электрическое поле, возникающее между заряженными шарообразными частицами. Между заряженными частицами (рис. 2), имеющими заряды $+q$ и $-q$, возникает электрическое поле.

Максимальное значение напряженности поля в точках A и A_1 определяется выражением, приведенным в [4]:

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \cdot R^2} (\psi_{11} + \psi_{12}), \quad (3)$$

где

$$\psi_{11} = 1 + sh\mu \sum_{n=0}^{\infty} \frac{sh((2n+1)\mu) + sh(2n\mu)}{[sh((2n+1)\mu) - sh(2n\mu)]^2}; \quad (4)$$

$$\psi_{12} = sh\mu \sum_{n=0}^{\infty} \frac{sh(2(n+1)\mu) + sh((2n+1)\mu)}{[sh(2(n+1)\mu) - sh((2n+1)\mu)]^2}; \quad (5)$$

$$\mu = \operatorname{arccch} \left(\frac{h_0^2 - R^2 - R_I^2}{2R \cdot R_I} \right) / 2. \quad (6)$$

Ряды, входящие в выражения (4), (5), сходятся при $n = 50$ с погрешностью $\delta = 10^{-6}$. Коэффициенты ψ_{11} и ψ_{12} были вычислены на ЭВМ, используя пакет программ Mathcad. Зависимость $(\psi_{11} + \psi_{12})$ от относительного расстояния X/R представлена на рис. 3.

Напряженность поля возрастает более чем на порядок при отношении X/R , равном 0.1, при относительном расстоянии 0.012 напряженность поля увеличивается на два порядка, а при отношении X/R меньшем 0.001, более чем на три порядка.

На рис. 4 представлена зависимость максимальной напряженности поля для частиц диаметром 60 мкм от расстояния, имеющих заряд, равный 3.65×10^{-15} Кл. Из графика видно, что максимальная напряженность поля на расстоянии менее $h_k = 6.013 \times 10^{-5}$ м для частиц, имеющих диаметр 60 мкм, превышает значение $E = 10^7$ В/м.

Таким образом при разнесении частиц на расстояние менее h_k

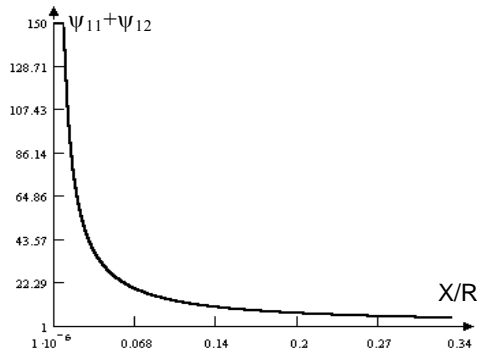


Рис. 3. Зависимость усиления поля от относительного расстояния X/R

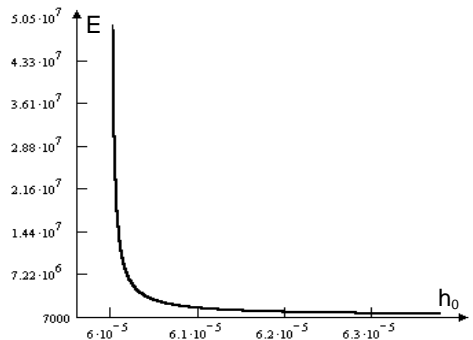


Рис. 4. График изменения напряженности поля

напряженность электрического поля достаточна для понижения потенциального барьера до уровня, при котором возможно явление автоэлектронной эмиссии. Автоэлектронная эмиссия способна значительно снизить заряды при разделении частиц.

Зависимость плотности тока автоэлектронной эмиссии от напряженности электрического поля, имеет вид [5]

$$j = 1.55 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{\varphi} \exp \left[-\frac{6.85 \cdot 10^7 \varphi^{\frac{3}{2}}}{E} \cdot \theta \left(\frac{3.62 \cdot 10^{-4} \sqrt{E}}{\varphi} \right) \right], \quad (7)$$

где E – напряженность электрического поля В/см; φ – работа выхода в эл-в; $\theta(y)$ – функция Нордгейма (рис. 5); $y = \left(\frac{3.62 \cdot 10^{-4} \sqrt{E}}{\varphi} \right)$.

Из (7) следует, что ток автоэлектронной эмиссии зависит от напряженности электрического поля. Тем самым величина тока автоэлектронной эмиссии зависит от расстояния между разделяемыми частицами.

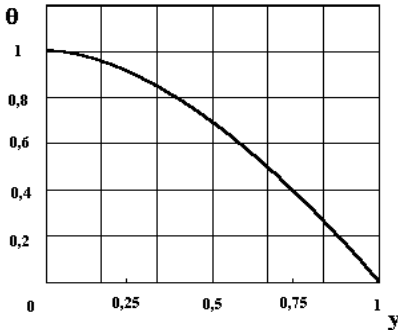


Рис. 5. График функции Нордгейма

Для определения характера влияния разности масс между разнотипными заряженными частицами, на величину расстояния между ними, необходимо знать скорость и ускорение, приобретаемые микрочастицами после взаимодействия с продуктами детонации. Если допустить, что масса порошка, находящегося вокруг заряда, во время распыления располагается в неразрушенной оболочке и если считать, что все частицы порошка имеют одинаковый размер, то при условии

$$\frac{M}{m} > 1, \quad (8)$$

где M – масса оболочки; m – масса взрывчатого вещества, скорость, приобретаемая оболочкой, будет равна [6]:

$$u = \frac{D}{2} \sqrt{\frac{m}{2M}}. \quad (9)$$

После того, как частицы порошка под действием продуктов взрыва наберут свою начальную скорость, на частицы во время их движения будут действовать следующие силы: M_g – сила тяжести, $F_A = \rho_g \frac{3}{4} \pi \cdot d^3 g$ – ар-

химедова сила и аэродинамическая сила лобового сопротивления $F_{AC} = c \cdot \frac{\rho_g \cdot S}{2} \cdot u^2$, где ρ_g – плотность воздуха; S – площадь сечения частицы; u – скорость частицы; c – коэффициент лобового сопротивления; g – ускорение свободного падения. Коэффициент лобового сопротивления не является постоянной величиной, а зависит от относительной скорости частицы u :

$$c = c(Re) = c \left(\frac{\rho_{cp} \cdot u \cdot d}{\mu} \right), \quad (10)$$

где Re – число Рейнольдса; μ – динамический коэффициент вязкости; ρ_{cp} – плотность среды; d – диаметр сферической частицы.

При числах Рейнольдса $Re \ll 1$ сопротивление среды подчиняется закону Стокса, в этом случае $c = 24/Re$ и сила лобового сопротивления равна

$$F_c = 3\pi \cdot \mu \cdot d \cdot u. \quad (11)$$

Когда сопротивление среды становится равным весу частицы, то последняя падает с постоянной скоростью v_k , равной

$$v_k = \frac{(\rho_u - \rho_{cp}) \cdot g \cdot d^2}{18\mu}, \quad (12)$$

где ρ_u – плотность частицы; g – ускорение свободного падения.

Приведенные формулы записаны с допущением, что частицы имеют форму шара. В силу шаровой симметрии распыления частиц для упрощения уравнений движения будем считать, что движение частиц происходит в одной плоскости.

При распылении частиц посредством взрыва конденсированных взрывчатых веществ зона расширения продуктов детонации согласно [7] равна $R = 11 \cdot R_3$, где R_3 – радиус заряда взрывчатых веществ. Соответственно частицы, распыляемые взрывом, наберут свою начальную скорость на расстоянии R от точки детонации.

Дифференциальные уравнения движения частиц в рассматриваемом случае запишем в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 x_i}{\partial t^2} = - \frac{c \cdot \left(\left(\frac{\partial x_i}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial y_i}{\partial t} \right)^2 \right)}{2 \cdot M_i} \cdot \cos \alpha, \quad i = \overline{1, 2}; \quad (13)$$

$$\frac{\partial^2 y_i}{\partial t^2} = - \frac{c \cdot \left(\left(\frac{\partial x_i}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial y_i}{\partial t} \right)^2 \right)}{2 \cdot M_i} \cdot \sin \alpha \frac{(M_i g - F_A)}{M_i}, \quad i = \overline{1, 2}. \quad (14)$$

Уравнения (13), (14) описывают движение частиц с массами M_1, M_2 . Начальные условия для решения уравнений берем следующие: X, Y –

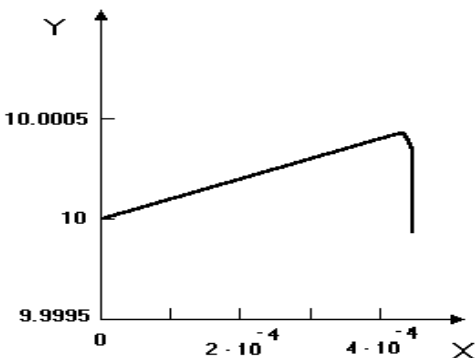


Рис. 6. Траектория движения микрочастицы графита в воздушной среде

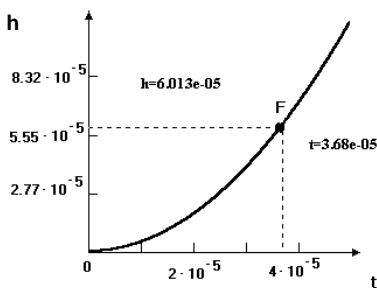


Рис. 7. Зависимость изменения расстояния между частицами от времени

определяются как точки окружности с радиусом, равным радиусу зоны расширения продуктов детонации, т.е. равным $11 \cdot R_3$; начальная скорость вычисляется с помощью выражения (9); α – определяется как угол между направлением вектора начальной скорости и осью OX .

Дифференциальные уравнения решаются методом Рунге-Кутты на ЭВМ, используя пакет программ Mathcad. Результат решения уравнений для частиц графита диаметром 60 мкм, точка начала распыления которых имеет координаты (0, 10) метров, а скорость, приобретаемая частицами посредством взаимодействия с продуктами детонации $u = 300$ м/с, показан на рис. 6.

Изменение расстояния между разделяемыми частицами во времени определяется из решения дифференци-

альных уравнений (13), (14). На рис. 7 представлена графическая зависимость изменения расстояния между частицами от времени, для частиц диаметром 60 мкм при нормальных условиях. На рис. 7 отмечена точка F , в которой напряженность электрического поля становится равной 10^7 В/м без учета снижения напряженности электрического поля, обусловленного током автоэлектронной эмиссии.

Для оценки изменения заряда на разделяемых частицах вызванного автоэлектронной эмиссией, воспользуемся формулами (3) – (7).

Если исходить из того, что частицы представляют собой плоские круглые пластинки, которые находятся на одной линии и расположены параллельно, то заряд, который будет перераспределяться между частицами посредством автоэлектронной эмиссии, можно определить из выражения

$$q = j \cdot S \cdot t, \quad (15)$$

где j – плотность автоэлектронного тока; S – площадь сечения частицы; t – время протекания тока.

Так как плотность тока изменяется в зависимости от расстояния между частицами и величины их заряда, то для выяснения механизма протекания автоэлектронной эмиссии необходимо рассматривать отрезок времени от 0 до t , в течение которого напряженность электрического поля снижается до значения 10^7 В/м.

Для определения оставшегося заряда на частицах, необходимо исходить из того, что плотность автоэлектронного тока зависит от напряженности электрического поля, которая в свою очередь зависит от расстояния между частицами и накопленного заряда на них. Поэтому расчет необходимо проводить поэтапно. На первом этапе следует вычислить плотность автоэлектронного тока для начальных значений h и q . Заряд, переносимый в процессе автоэлектронной эмиссии за малый промежуток времени, будет равен

$$q_1 = S \cdot j \cdot \Delta t. \quad (16)$$

На последующих этапах следует рассчитывать величины автоэлектронного тока с учетом изменившегося расстояния h и заряда q . При этом значения h будут определяться из решения дифференциальных уравнений (13), (14), а q рассчитываться по формуле

$$q = q_n - q_1, \quad (17)$$

где q_n – предыдущее значение накопленного на частице заряда.

Вычисления необходимо проводить до момента времени t , при котором напряженность электрического поля станет равной 10^7 В/м, а плотность автоэлектронного тока снизится до 10^{-16} А/м. Для определения характера изменения заряда за счет автоэлектронной эмиссии от величины угла между вектором начальной скорости частиц и осью ОХ в силу шаровой симметрии рассмотрим снижение заряда с помощью выше предложенной методике для углов распыления, лежащих в диапазоне от 90 до 270°. На рис. 8 представлена зависимость изменения заряда разделяемых частиц 60 мкм от угла распыления α .

Зависимость построена путем интерполирования расчетных значений зарядов частиц с шагом изменения угла распыления α , равным 5 градусам. Из рис. 8 следует, что при различных углах распыления заряд на разделяемых микрочастицах изменяется в пределах от 7×10^{-16} до 1.2×10^{-15} Кл. Соответственно средняя величина заряда после распыления частиц будет определяться из соотношения

$$q_{cp} = \frac{I}{2\pi} \int_0^{2\pi} q(\alpha) d\alpha \quad (18)$$



Рис. 8. Зависимость изменения заряда на частицах от угла распыления

и для частиц, имеющих размеры 60 мкм, она составляет 9.06×10^{-16} Кл. Данное значение заряда соответствует углу распыления, равному 62 градуса. Характер изменения заряда на частицах, показанный на рис. 8, справедлив и для других размеров частиц. Соответственно средние значения заряда после распыления для частиц, имеющих различные размеры, также будут при угле распыления в 62 градуса. В табл. 1 представлены результаты расчета средних значений зарядов для частиц различного размера.

Таблица 1

Результаты расчета

Диаметр частиц, мкм	Начальное значение заряда на частице $\times 10^{-15}$ Кл	Значение заряда после разделения частиц $\times 10^{-16}$ Кл	Расстояние, на котором автоэлектронная эмиссия прекращается $\times 10^{-5}$ м
10	0.512	3.394	0.006539
20	1.099	4.150	0.003983
30	1.716	4.983	0.003168
40	2.349	6.099	0.002871
50	2.998	7.456	0.002763
60	3.657	9.004	0.002738
70	4.324	10.685	0.002737
80	5.000	12.425	0.002731
90	5.683	14.944	0.002695
100	6.371	16.834	0.002685

Выводы. 1. При распылении порошков, состоящих из проводящих материалов, имеющих различную работу выхода, происходит зарядание распыляемых микрочастиц. Величина заряда, приобретаемая частицами при разделении, зависит от разности работ выхода материалов и скорости разнесения частиц. Частицы, имеющие большую работу выхода, приобретают положительный заряд, частицы с меньшей работой выхода – отрицательный.

2. При разнесении заряженных частиц, имеющих заряды различных знаков, на малые расстояния напряженность электрического поля увеличивается на несколько порядков, что влечет за собой возникновение автоэлектронной эмиссии.

3. Результаты расчета зарядов, приобретаемых частицами при их распылении, по порядку величины согласуются с результатами работы [7]. Рассогласование между экспериментальными данными и расчетными значениями обусловлено, скорее всего, различием в скоростях разнесения материалов.

4. При распылении порошков, состоящих из микрочастиц углерода и железа, при помощи взрывчатых веществ, заряд, накапливаемый на одной из компонент порошка, в рассматриваемых условиях, может достигать 10^{-8} Кл/г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фоменко В.С. Эмиссионные свойства материалов. – К.: Наук. думка, 1970. – 134 с.
2. Лёб Л. Статическая электризация. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1963. – 408 с.
3. Иоссель Ю.Я., Кочанов Э.С., Струнский М.Г. Расчет электрической емкости. – Л.: Энергоиздат, 1981. – 287 с.
4. Миролюбов Н.Н., Костенко М.В., Левинштейн М.Л., Тиходеев Н.Н. Методы расчета электростатических полей. – М.: Высшая школа, 1963. – 414 с.
5. Елинсон М.И., Васильев Г.Ф. Автоэлектронная эмиссия. – М.: Гос. изд. физ.-мат. литературы, 1958. – 272 с.
6. Станюкович К.П. Неустановившиеся движения сплошной среды. – М.: Физматгиз. – 854 с.
7. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – М.: Физматгиз, 1963. – 632 с.
8. Thomas D. G. A., Brit. J. Appl. Phys. Suppl. 2, 55, 1953.

Поступила 23.09.2002

ПАНЧЕНКО Анатолий Николаевич, канд. техн. наук, нач. кафедры ХВУ. В 1978 году окончил ХВВКИУ. Область научных интересов – энергетика.

КУЛЬЧИЦКИЙ Андрей Борисович. В 1974 окончил КПВВКИУ. Область научных интересов – энергетика.

РОГОЗИН Анатолий Сергеевич, адъюнкт ХВУ. В 1995 году окончил ХВУ. Область научных интересов – энергетика.