

В. К. АБРАМЯН, Л. Е. КРАШИН

К ВОПРОСУ НЕЙТРАЛИЗАЦИИ ЗАРЯДОВ СТАТИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРИЧЕСТВА, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ПНЕВМОТРАНСПОРТИРОВКЕ СЫПУЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ

1. Авторами исследовалась возможность нейтрализации зарядов, возникающих при пневматической транспортировке порошкообразных материалов, при помощи введения в трубопровод струи ионизированного воздуха (рис. 1). Ионы, генерируемые коронным разрядом с острого края, имели знак противоположный знаку зарядов, образующихся в транспортируемом материале.

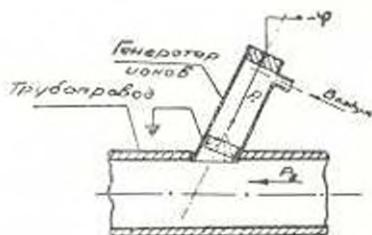


Рис. 1.

Условия нейтрализации состоят в том, чтобы

$$Q_2 < K_0 Q_1 \quad (1)$$

где

Q_2 — количество электричества, ежесекундно переносимое пылегазовым потоком через поперечное сечение трубопровода;

$\alpha < 1$ — коэффициент, характеризующий потери ионов;

$K_0 < 1$ — коэффициент ионопередачи, зависящий от скорости пылегазового потока, от скорости воздуха, подающего ионы из генератора, от геометрии и конструкции системы, от температуры газа, от дисперсности и диэлектрической проницаемости транспортируемого материала, от коэффициента диффузии частиц пыли и ионов.

$Q_1 = \alpha n_1 F$ — количество электричества, ежесекундно поступающее из генератора ионов в трубопровод.

Здесь: ρ — объемная плотность зарядов ионов: кул./м³;

n_1 — скорость воздуха в выходном патрубке генератора, м/сек;

F — поперечное сечение выходного патрубка, м².

Используя (1), можно получить наименьшую концентрацию ионов, необходимую для нейтрализации зарядов.

2. Для нейтрализации заряда частицы необходимо наличие направленного движения ионов к ее поверхности. Движение ионов происходит за счет многих причин, но требуемое направленное движение вызывают только три из них: электрическое поле частицы, ло-

кальное возмущение заряженной частицей плотности пространственного заряда ионизированного газа относительно движущейся частицы (обтекание).

Изменение заряда частицы за счет приближения ионов к ее поверхности можно выразить уравнением [1]

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -(KE_0 - D) \operatorname{grad} \psi, \quad (2)$$

где

$E = E_1 + E_0$ — результирующая напряженность поля, v ; м;

D — коэффициент диффузии, м сек;

K — подвижность ионов, м² в. сек;

E_1 — напряженность электрического поля на поверхности частицы, v ; м;

S — поверхность частицы, м²;

E_0 — эквивалентность напряженности поля, заменяющая эффект притяжения ионов к частице при обтекании ее потоком воздуха, v ; м;

t — время, сек.

Нейтрализация заряда частицы происходит в соответствии с уравнением (2) как единый процесс, но ради упрощения решения будем рассматривать отдельно два механизма: нейтрализацию за счет направленного движения ионов при наличии электрического поля и нейтрализацию за счет диффузии ионов.

3. На ион, находящийся около заряженной частицы, действуют следующие силы: сила увлечения потоком воздуха, сила кулоновского взаимодействия, сила притяжения „зеркальным изображением“. Пренебрегая влиянием поляризации (из-за отсутствия внешнего электрического поля и учитывая, что частица непроводящая), а также влиянием силы тяжести

$$E = E_0 \cos \theta - \frac{q}{r_0^2 (1 - v)^2} + \frac{e}{4 r_0^2}, \quad (3)$$

где E_0 — сила увлечения потоком воздуха, которую можно выразить через эквивалентную напряженность поля (для однозарядного иона):

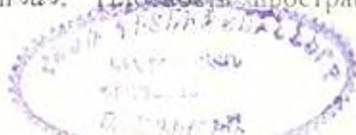
r_0 — радиус частицы, м; $v = R/r_0 - 1$;

R — расстояние между центрами иона и частицы, м;

θ — угол между направлением E_0 и линией, соединяющей ион с центром частицы. Для получения закона кинетики процесса нейтрализации воспользуемся методом Потенье [2] для изолированной шарообразной частицы. Предположим, что θ_0 — есть угол, вне которого $E = E_0 + E_1 = 0$; тогда

$$\cos \theta_0 = - \frac{q}{E_0 r_0^2 (1 + v)^2} - \frac{e}{4 E_0 r_0^2}. \quad (4)$$

Выделим сегмент $ds = 2\pi r^2 \sin \theta d\theta$. Плотность пространственного заряда составляет $\rho = nq$.



где n_0 — объемная концентрация ионов, $1/\text{м}^3$. Для частиц, радиус которых во много раз больше, чем длина свободного пробега иона при нормальных условиях, можно принять, что неоднородность распределения ионов в окрестностях частиц незначительна, т. е. $\text{grad } \gamma_0 \approx 0$.

Тогда

$$\frac{\partial^2 q}{\partial S \partial t} \approx -kE_{\gamma_0}. \quad (5)$$

Сначала решим это уравнение без учета силы притяжения „зеркальным изображением“.

Приняв $E = E_0 \cos \theta = \frac{q}{R^2}$; $\cos \theta_0 = -\frac{q}{E_0 R^2}$, получим

$$\frac{\partial^2 q}{\partial \theta \partial t} = -2 = r_0^2 k n_0 \sin \theta \left(E \cos \theta + \frac{1}{R^2} \right).$$

Решение этого уравнения при начальных условиях $t = 0$, $q = 0$

$$q = (q_0 + E_0 R^2) \exp\left(-\frac{M_0 r_0^2}{R^2} t\right) - E_0 R^2. \quad (6)$$

где

$$M_0 = 2 = k n_0 e.$$

Для учета силы притяжения „зеркальным изображением“ примем

$$E = E_0 \cos \theta + \frac{q}{R^2} + \frac{e}{4r_0^2}, \quad (7)$$

$$\cos \theta_0 = -\frac{4r_0^2 q + R^2 e}{4R^2 r_0^2 E_0}. \quad (8)$$

Тогда

$$\frac{\partial^2 q}{\partial \theta \partial t} = -2 = r_0^2 k n_0 e \sin \theta \frac{4R^2 r_0^2 E_0 \cos \theta + 4r_0^2 q + eR^2}{4R^2 r_0^2}.$$

Преобразуя, получаем:

$$-\frac{1}{M_0} \frac{dq}{dt} = M_1 q^2 + M_2 q + M_3,$$

где

$$M_1 = \frac{r_0^2}{R^4 E_0} - A r_0^2, \quad M_2 = \frac{e}{2R^2 E_0} + 2 \frac{r_0^2}{R^2} = B + C r_0^2,$$

$$M_3 = \frac{e}{2} + \frac{e^2}{16r_0^2 E_0} + r_0^2 E_0.$$

Коэффициенты M_1 , M_2 , M_3 удовлетворяют соотношению

$$4M_1 M_3 - M_2^2 = 0.$$

Окончательное решение уравнения при указанных начальных условиях дает заряд, доставляемый ионами на поверхность частицы за время t

$$q = \frac{\varphi_0 + \frac{M}{2M_1}}{M_0 + 2M_1(2M_1\varphi_0 + M_2)t + 1} - \frac{M_2}{2M_1} \quad (9)$$

4. Распределение ионов в пространстве, окружающей частицу, если последняя имеет форму шара, и если соседние частицы достаточно удалены друг от друга, определяется уравнением [4]

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{d^2(r\varphi)}{dr^2} = -4\pi\rho, \quad (10)$$

где φ — потенциал частицы v : $\varphi = e(n_1 - n_2)$, кул./м³;

n_1 — концентрация положительных ионов, 1/м³;

n_2 — концентрация отрицательных ионов, 1/м³.

Предположим, что диффузия ионов одного знака в собственном газе совершается в направлении оси x . Пусть приложено электрическое поле, параллельное этой оси. Допустим, что поле подавляет диффузию так, что скорость движения ионов обращается в нуль

$$W = W_{\text{дифф.}} + W_{\text{э.п.}} = 0, \quad (11)$$

Тогда, интегрируя уравнение диффузии [5]

$$W_{\text{дифф.}} = -\frac{D}{n} \frac{dn}{dx} = -kE \quad (12)$$

и подставляя сюда $E = -\frac{d\psi}{dx}$, получаем:

$$\frac{n}{n_0} = e^{-\frac{k}{D}\psi}, \quad (13)$$

где n — концентрация ионов, 1/м³;

k — подвижность ионов, м²/в. сек;

E — напряженность поля, в/м;

$\psi = \varphi_1 - \varphi_2$ — разность потенциалов точек поля. При не слишком больших значениях напряженности поля ионы находятся в тепловом равновесии с окружающим газом, и этот случай как раз имеет место при нейтрализации частиц материала в системе пневмотранспорта.

Тогда

$$\frac{k}{D} = \frac{e}{kT}$$

Подставляя в уравнение (13), находим:

$$\frac{n}{n_0} = e^{-\frac{e\varphi}{kT}} \quad (14)$$

Следовательно, концентрация ионов в точке, потенциал которой равен φ , однозначно определяется отношением электростатической (потенциальной) энергии к тепловой (кинетической) энергии, т. е. имеет место распределение Больцмана, согласно которому

$$n_1 = n_0 e^{-\frac{e\varphi}{kT}} \quad (15)$$

$$n_2 = n_0 e^{\frac{e\varphi}{kT}} \quad (16)$$

где n_0 — концентрация ионов обоих знаков на большом расстоянии от частицы, в области $\varphi \approx 0$. Тогда

$$\rho = -en_0 \left(e^{-\frac{e\varphi}{kT}} - e^{\frac{e\varphi}{kT}} \right) = 2n_0 e \operatorname{sh} \frac{e\varphi}{kT}$$

и уравнение (16) принимает вид:

$$\frac{1}{r} \frac{d^2(r\varphi)}{dr^2} = \delta = 2en_0 \operatorname{sh} \frac{e\varphi}{kT} \quad (17)$$

Это уравнение решается просто при условии $e\varphi \ll kT$, т. е. когда оно может быть линеаризовано.

По опытным данным можно произвести оценку возможности линеаризации. Так, для сахарной пылинки с $q = 10^3 e$, $r_0 = 0,01$ см имеем

$$\varphi = \frac{q}{r_0} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^3}{0,01 \cdot 0,1 \cdot 10^{-21}} \delta = 0,16 \text{ в} < 0,25 \text{ в.}$$

Значит, в нашем случае линеаризация возможна и уравнение (17) приводится к виду:

$$\frac{1}{r_0} \frac{d^2(r\varphi)}{dr^2} = \frac{8\pi n_0 e^2}{kT} \varphi = l^2 \varphi \quad (18)$$

где

$$l = \frac{8\pi n_0 e^2}{kT}$$

Решение уравнения соответствует следующей физической картине распределения потенциала:

$$r\varphi = C'e^{-lr} \text{ при } r \rightarrow \infty \varphi \rightarrow 0.$$

Постоянная C' равна $\varphi_0 = \varphi$ при $r = r_0$ и представляет собой потенциал на поверхности частицы. Тогда окончательно:

$$\varphi = \frac{\varphi_0}{r} e^{-l(r-r_0)} \quad (19)$$

Потенциал φ_0 является суммой потенциала ионизованного газа, окружающего частицу, и потенциала самой частицы.

Электрическое поле на поверхности частицы определяется только зарядом q

$$E_n = \frac{q}{r_0^2}$$

или через потенциал

$$E_n = -\left(\frac{d\varphi}{dr}\right)_{r=r_0} = \frac{\varphi_0}{r_0} e^{-l(r_0-r_0)} (1-lr_0) \quad (20)$$

Отсюда находим

$$q = L z_0 \quad (21)$$

где

$$L = r_0 (1 - \beta r_0) e^{-\beta r_0}$$

Вследствие теплового движения молекул газа на частицу в единицу времени попадает заряд [6]

$$Q_0 = \beta \frac{n v}{4}$$

где

n — концентрация ионов вблизи частицы, $l \cdot m^{-3}$;

v — средняя скорость (арифметическая) молекулы, $m \cdot \text{сек}^{-1}$;

$\beta < 1$ — доля от общего количества соударений, которая приводит к передаче заряда; в ином случае можно считать, что все соударения приводят к передаче заряда, т. е.

$$\beta = 1 \quad \left(\frac{8kT}{\pi m} \right)$$

где m — масса иона, kg ;

k — постоянная Больцмана.

За время dt изменение заряда частицы составит

$$dq = - \frac{1}{4} \left[\frac{8kT}{\pi m} \right]^{-1/2} \cdot 4 \pi r_0^2 n_0 e^2 e^{\frac{e}{LkT} q} dt \quad (22)$$

В соответствии с распределением Больцмана

$$n_0 = n_0^0 e^{-\frac{e q_0}{LkT}} = n_0^0 e^{-\frac{e q}{LkT}}$$

Подставляя значение n_0 , полученное из (22), находим

$$dq = - \frac{1}{4} \left[\frac{8kT}{\pi m} \right]^{-1/2} \cdot 4 \pi r_0^2 n_0^0 e^2 e^{\frac{e}{LkT} q} dt$$

Решение этого уравнения при начальных условиях $t_0 = 0$, $q = q_0$ дает

$$q = \frac{LkT}{e} \ln \left[\frac{\pi r_0^2 e^2 n_0^0}{LkT} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} t + \exp\left(-\frac{eq_0}{LkT}\right) \right] \quad (23)$$

Время нейтрализации, за которое q падает до нуля в силу (23) может быть найдено из уравнения

$$t = LkT \frac{1 + \exp\left(-\frac{eq_0}{LkT}\right)}{\pi n_0^0 r_0^2 e^2 \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}} \quad (24)$$

Сопоставляя конечные результаты анализа обоих механизмов нейтрализации, замечаем, что качественный характер этих результатов совпадает. Именно, с увеличением начального заряда q_0 частицы уве-

личивается время, затрачиваемое на его нейтрализацию; с увеличением радиуса r_0 частицы (при одном и том же значении начального заряда) сокращается время нейтрализации.

Отметим, что при нейтрализации за счет диффузии ионов происходит вначале уменьшение заряда частицы до нуля, а затем начнется зарядка частицы зарядом противоположного знака, т. е. происходит перезарядка. Теоретически под воздействием теплового движения молекул газа частицы могут перезарядаться без ограничения, приобретая заряд произвольно большого значения (если не учитывать рассеивания), так как при установившейся температуре и газе встречаются, хотя и редко, ионы со скоростями произвольно большой величины. Но практически перезарядка не может продолжаться долго вследствие ограничения времени пребывания частицы в зоне нейтрализации.

Выполненное нами экспериментальное исследование нейтрализации порошка сахара при его пневмотранспортировке воздухом подтвердило изложенные выше теоретические выводы.

ЛТИ

Поступило 19.VII.1966.

Չ. Կ. ԱՐԱՆՅԱՆ, Գ. Ե. ԿՐԱՊԻՎԻՆ

ՍՈՐՈՆԻՆ ԵՅՈՒԹԵՐԻ ՊԵՆԵՏՐԱՑԻՈՆԱԴՐՄԱՆ ԺԱՐՄԱՆԿ ԱՌԱՋԱՑՈՎ ԱՍՏԻՔԻ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԼՐՔՔԻՐԻ ՉԵՂՈՔԱՑՄԱՆ շԱՐՅԻ ՇՈՒՐՉԸ

Ա. Վ. Փ. Ո. Փ. Ո. Վ.

Հսկվածում բնարկված են սորուն նյութերը պինձափոխադրման պայմաններում ստաթիկ էլեկտրականության լիցքերի չեզոքացման հարցերը: Տեսականոթին առամնադրված է ստաթիկ էլեկտրականության լիցքերի չեզոքացման նեարափոխությունը խողովակաշարի մեջ պոսակափոր պարպման իոնացված օդի շոսանք մտցնելու միջոցով:

Դիտված է մասնիկների լիցքի չեզոքացման կինետիկան:

ա) Ի հաշիվ իոնների ազդարկված շարժման՝ օդի շոսանքի շնորհիվ առաջացող բաշպ-աանող ուժերի, կուլոնյան փոխապզկիչության ուժերի և «հալելային պատկերման» ձգողության ուժերի ազդեցության տակ:

բ) Իոնների դիֆուզիայի նեաներով:

Չեզոքացման այդ երկու մեխանիզմների արդյունքները նամադրելիս, նկատված է, որ մասնիկի նախնական լիցքի մեծացման նեա սպիկյանում է նրա չեզոքացման վրա ծախսվող ժամանակը, մասնիկի շոսակղի մեծացման նեա դեպքում: Նեարափոր է մասնիկների փերայիցրափորում իոնների դիֆուզիայի կրճաափում է չեզոքացման ժամանակը՝ նախնական լիցքի միկնայն արժեքի հաշիվն: Սակայն դորձնականորն վերալիցրափորումը չի կարող երկար շարունակվել՝ չեզոքացման գոտում սահմանափակ ժամանակամիջոցում մասնիկի գտնվելու պոսանաաով:

Օրով պնեմատիտիտերիկս շարարի փոշու շեղորացման էքսպերիմենտալ հետազոտությունները հաստատել են շարարոված հետևությունները:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Балабинюв Е. М. Зарядка частиц в электрическом поле коронного разряда при большой запыленности газа. Журн. «Электричество», 2, 1965.
2. Arendt P. u. Kallman N. Ueber den Mechanismus der Aufladung von Nebeteilehen. Zeit. fur Physik, № 35, 1926.
3. Власов А. А. ЖЭТФ, 8, 291, 1938.
4. Энгель А. Ионизированные газы. Физматгиз, М., 1959.
5. Энгель А., Штенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах. ОНТИ, 1935.
6. Жебровский С. И. Электрофильтры. М. —Л., 1950.