Доклады Академии наук СССР
1974. Том 215, № 2

УДК 541.182.2/3

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

В. Н. КИРИЧЕНКО, Н. Н. СУПРУН

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЗАРЯДЫ БЕТА-РАДИОАКТИВНЫХ ГОРЯЧИХ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

(Представлено академиком И. В. Петряновым-Соколовым 13 IV 1973)

Как было показано в работах [1–3], взвешенные в атмосферном воздухе твердые частицы микронных размеров с достаточно высокой индивидуальной бета-радиоактивностью от 10^{-11} С и более, через некоторое время самопроизвольно приобретают стационарные положительные электрические заряды порядка нескольких сотен элементарных. До настоящего времени теоретическое и экспериментальное исследование процесса зарядки таких частиц, обычно называемых горячими, проводилось в условиях неподвижной газовой среды. В данной работе сделана попытка теоретически рассчитать величину их стационарного заряда в турбулентном потоке, т. е. в условиях, более близких к реальным, имеющим место в производственной и свободной атмосфере.

Среднее значение стационарного заряда бета-активной частицы может быть получено из условия зарядового баланса

$$I=J(Ze), \tag{1}$$

где I — поток с частицы быстрых электронов или ее радиоактивность, а $J(Ze)$ — поток на частицу газовых ионов, непрерывно образуемых быстрыми электронами в окружающем пространстве. Последний в общем случае обусловлен тепловой диффузией газовых ионов в поле ее заряда Ze, где Z — число элементарных зарядов e, и движением частицы в среде [3].

В турбулентном потоке с непрерывно пульсирующим вектором скорости частица под действием инерционных сил будет совершать в среде беспорядочные смещения. Средние значения квадратов скорости $\overline{V^2}$ и амплитуды $\overline{a^2}$ таких смещений могут быть вычислены по формулам, полученным в работе [4]:

$$\overline{V^2}=\overline{U^2}\,\frac{(1-\alpha)^2\,\omega_L}{\omega_L+\beta}\simeq U_L{}^2\,\frac{(1-\alpha)^2\,\omega_L}{\omega_L+\beta}, \tag{2}$$

$$\overline{a^2}=\frac{2\overline{U^2}}{\beta(\omega_L+\beta)}\simeq\frac{2U_L{}^2}{\beta(\omega_L+\beta)}; \tag{3}$$

здесь $\overline{U^2}$ — среднеквадратичная скорость газа, ω_L и U_L — частота и скорость самых крупных пульсаций газа масштаба L, $\beta=1/\tau$, где $\tau=2\rho_0 r_0{}^2/(9\eta)$ — время релаксации частицы радиуса r_0, η — вязкость газа; $\alpha=3\rho/(2\rho_0+\rho)$, где ρ и ρ_0 — плотность газа и частицы.

Для сферических частиц радиуса 5 мкм и плотности 2 г/см^3, движущихся с потоком воздуха со скоростью 5 м/сек, по трубе $\varnothing=25$ см из (2) и (3) получается, что $(\overline{V^2})^{1/2}=55$ см/сек и $(\overline{a^2})^{1/2}=0{,}4$ см. Такая высокая скорость движения частицы в среде дает основание для пренебрежения диффузией при вычислении потока ионов $J(Ze)$. Отсюда сразу следует, что среднее расстояние, с которого ион захватывается частицей, равно среднему ионизационному пробегу испускаемых ею быстрых электронов λ, так как в стационарном состоянии на каждый вылетевший из нее электрон должен быть захвачен обратно один отрицательный ион.

Частица в турбулентной среде движется относительно нее по криволи-нейной траектории со средним радиусом кривизны a. Однако на каждом участке масштаба λ ее движение можно считать прямолинейным, если

$$a \gg \lambda, \tag{4}$$

что выполняется для частиц радиуса более 2,5 мкм с плотностью 2 г/см^3, находящихся в турбулентном потоке со средней линейной скоростью более 1 м/сек и испускающих электроны с максимальной энергией 1 Мэв ($\lambda = 8 \cdot 10^{-3}$ см). Так как стационарный заряд частицы устанавливается в результате прохождения ею достаточно большого числа участков масштаба λ, среднее значение заряда будет определяться средней скоростью беспорядочного движения частицы в среде $\overline{V}$, т. е. рассматриваемое явление эквивалентно зарядке горячей частицы, двигающейся в покоящейся среде с постоянной скоростью. Выражение для среднего стационарного заряда горячих частиц при этих условиях было получено в работе [2], где движение ионов среды относительно частицы обусловлено постоянным внешним электрическим полем. По аналогии с [2] в нашем случае поток отрицательных ионов на частицу с радиоактивностью I будет

$$J(Ze) = \frac{2I}{\lambda}\left(\frac{\mu e Z}{\overline{V}}\right)^{1/2}, \tag{5}$$

а ее средний стационарный заряд при условии (1)

$$Ze = \lambda^2 \overline{V}/(4\mu), \tag{6}$$

где μ — электрическая подвижность газовых ионов.

Поток по формуле (5) для случая прямолинейного движения частицы равен числу ионов, рождаемых быстрыми электронами в единицу времени в объеме, образуемом поверхностью граничных траекторий, двигаясь по которым ионы еще попадают на частицу [2]. Все остальные ионы никогда не достигают частицы. В случае же криволинейной траектории частицы, что имеет место в действительности, в принципе возможен ее возврат и захват части ионов, образовавшихся ранее за поверхностью граничных траекторий. Обусловленный этими ионами вклад в стационарный поток может быть вычислен как

$$J_1 = 4\pi\mu e Z \bar{n}, \tag{7}$$

где $\bar{n}$ — некоторая средняя эффективная концентрация этих ионов в окрестности частицы.

Для оценки верхнего предела $\bar{n}$ представим, что беспорядоченные смещения частицы локализованы внутри сферы a, в центре которой находится точечный источник быстрых электронов с полным пробегом $R > a$ и интенсивностью, равной радиоактивности частицы I. Вокруг этой сферы имеет место диффузия образовавшихся газовых ионов с коэффициентом $D = D_0 + D_т$, где D_0 — коэффициент тепловой диффузии ионов, $D_т = \varepsilon_0^{1/3} r^{4/3}$ — коэффициент турбулентной диффузии среды масштаба r, ε_0 — удельная диссипация энергии. Далее, решая стационарное уравнение диффузии с центральным точечным источником, плотность которого уменьшается обратно пропорционально квадрату расстояния,

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(Dr^2\frac{\partial n}{\partial r}\right) + \frac{I}{4\pi\lambda r^2} = 0,$$

для двух областей $a \leqslant r_1 \leqslant R$ и $R \leqslant r_2 \leqslant \infty$, при краевых условиях $n_2(\infty) = 0$, $n_1(R) = n_2(R)$, $\partial n_1/\partial r = \partial n_2/\partial r$ на сфере $r_1 = r_2 = R$ и при равенстве общего числа ионов, рождающихся в сфере R, полному их потоку через поверхность сферы наружу

$$IR/\lambda = -4\pi R^2 D(R)\, \partial n\, \partial r\big|_{r=R},$$

получим для концентрации ионов на поверхности сферы a:

$$n_1(a)=\frac{I}{4\pi\lambda}\left[\int\limits_a^R \frac{dr}{r(D_0+D_т)}+R\int\limits_R^\infty \frac{dr}{r^2(D_0+D_т)}\right].$$

Видно, что максимальное значение $n_1(a)$ достигается при $D_0=0$. Тогда

$$n_1(a)<\frac{3I}{16\pi\lambda D_т(a)}\left[1-{}^3/_7\left(\frac{a}{R}\right)^{4/3}\right].$$

Так как обычно $R\gg a$ (для электронов с энергией 1 Мэв в воздухе при нормальных условиях $R\approx 1$ м), то

$$n_1(a)<3I/(16\pi\lambda D_т(a)). \tag{8}$$

Поскольку частица в действительности диффундирует из сферы a, то всегда $n_1(a)>\bar{n}$ и, следовательно, является ее верхним пределом. Отсюда условие пренебрежения захватом ранее образованных ионов, обусловленным криволинейностью траектории частицы с учетом (4) и (6), будет

$$\frac{J_1}{J(Ze)}={}^3/_{16}\frac{\bar{V}\lambda}{D_т a}\ll 1. \tag{9}$$

В приземном слое атмосферы с максимальным масштабом турбулентности L равным 100 м и средней скоростью ветра 5 м/сек для частиц радиуса 1 мкм с плотностью 2 г/см^3, испускающих электроны с энергией 1 Мэв со средним ионизационным пробегом $8\cdot 10^{-3}$ см, $(\overline{a^2})^{1/2}=1{,}75\cdot 10^{-2}$ см, $(\overline{V^2})^{1/2}=0{,}93$ см/сек, $D_т(a)=2\cdot 10^{-2}$ см^2/сек, а $J_1/J(Ze)=0{,}07$ и быстро уменьшается с ростом радиуса частицы. Оказывается, пренебречь J_1 по сравнению с $J(Ze)$ для частиц радиуса 1 мкм можно уже при $a\geqslant 2\lambda$, а для частиц радиуса 10 мкм при $a\geqslant 4\lambda$, что полностью соответствует выбранному ранее условию (4).

Найдем теперь условие пренебрежения тепловой диффузией ионов при вычислении стационарного заряда по (6). Диффузионный поток их на поверхности частицы в первом приближении равен $J_0=4\pi r_0^2 D_0 \partial n/\partial r|_{r=r_0}$.

Градиент концентрации $\partial n/\partial r$ можно найти из уравнения материального баланса в элементарном объеме шарового слоя толщиной dr, прилегающего к поверхности частицы: $u\,\partial n/\partial r+I/(4\pi\lambda r^2)=0$, где u — скорость дрейфа газовых ионов. Так как на поверхности частицы среда относительно нее неподвижна, то $u=\mu eZ/r_0^2$ направлена по радиусу и обусловлена только кулоновской силой. Отсюда, вычисляя J_0 и относя его к $J(Ze)$, получим искомое условие в виде

$$\frac{J_0}{J(Ze)}=\frac{1}{\mathrm{Pe}}\left(\frac{r_0}{\lambda/2}\right)^3\ll 1, \tag{10}$$

где $\mathrm{Pe}=2\bar{V}r_0/D_0$ — безразмерное число Пекле.

Подставив теперь в (10) значение $\bar{V}\simeq(\overline{V^2})^{1/2}$ из (2) и имея в виду, что $U_L=L\omega_L$, получим

$$\frac{U_L^{3/2}}{[\beta L(1+U_L/\beta L)]^{1/2}}\gg\frac{D_0}{r_0}\left(\frac{r_0}{\lambda/2}\right)^3. \tag{11}$$

При больших L можно пренебречь членом $U_L/\beta L$ по сравнению с единицей, а при малых L условие (11) от него вообще не зависит. Поэтому для максимальных маштабов турбулентности менее 100 м, имеющих место в реальных условиях, получаем

$$U_L^{3/2}\gg 18 D_0 L^{1/2}\eta r_0/(\rho_0\lambda^3). \tag{12}$$

В приземном слое атмосферы с максимальным масштабом турбулентности $L=100$ м, коэффициентом тепловой диффузии газовых ионов $D_0=$

$=0{,}03$ см²/сек, вязкостью $\eta=1{,}8\cdot10^{-4}$ пуаз для частиц радиуса $r_0=10$ мкм и плотности $\rho_0=2$ г/см³, испускающих электроны со средним ионизационным пробегом $\lambda=8\cdot10^{-3}$ см, для пренебрежения тепловой диффузией ионов при вычислении стационарного заряда по формуле (6) достачно, чтобы скорость ветра $U\simeq U_L$ значительно превышала 5 см/сек.

Таким образом, уравнение (6) для прямолинейного равномерного движения горячей частицы в среде можно использовать для вычисления ее стационарного заряда в развитом турбулентном потоке при условии малой кривизны траектории частицы по сравнению с ионизационным пробегом испускаемых ею электронов.

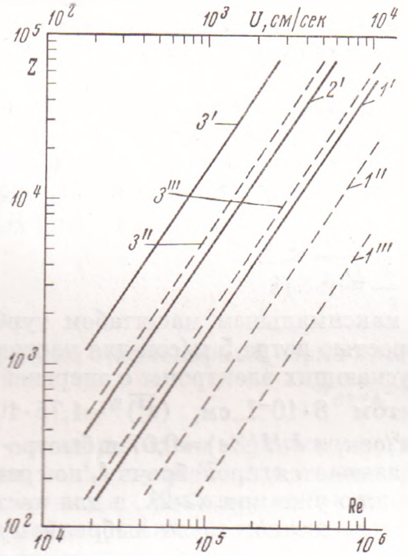

Рис. 1. Зависимость средних величин стационарных положительных электрических зарядов Z бета-активных горячих частиц от числа Рейнольдса для турбулентного потока воздуха в трубе $\phi=25$ см (сплошные линии) и в свободной атмосфере от скорости ветра U (пунктирные линии). Радиус частиц (мкм): *1* – $r_0=1$; *2* – 3, *3* – 10. Высота над землей (м): *1''*, *3''* – $h=10$; *1'''*, *3'''* – 100

Для турбулентного потока газа с кинематической вязкостью ν в трубе диаметром d, подставив в (6) значение средней скорости частицы $\overline{V}=(\overline{V^2})^{1/2}$ из (2) и пренебрегая ω_L по сравнению с β при $r_0\leqslant10$ мкм и $\mathrm{Re}<10^6$, получим

$$Z=\frac{\lambda^2\nu(\rho_0/\rho)^{1/2}}{6\mu ed^2}r_0\,\mathrm{Re}^{3/2}. \tag{13}$$

Для приземного слоя атмосферы, где частота турбулентных пульсаций может быть определена как $\omega_L=U_L/L=\overline{U}/(\varkappa h)$ ($\varkappa=0{,}38$ – постоянная Кармана, h – высота над землей), учитывая, что $\overline{u}\ll\beta\varkappa h$, получим

$$Z=\frac{\lambda^2(\rho_0/\rho)^{1/2}}{6\cdot2^{1/2}\,\mu e(\nu\varkappa h)^{1/2}}r_0\overline{U}^{3/2}. \tag{14}$$

На приведенном графике (рис. 1) нанесены вычисленные по формулам (13) и (14) средние значения стационарных зарядов бета-активных горячих частиц различных размеров (плотность 3 г/см³), испускающих электроны с максимальной энергией 1 Мэв ($\lambda=8\cdot10^{-3}$ см). Видно, что величины стационарных положительных зарядов, приобретаемые горячими частицами в турбулентной среде, лежат в области от 10^2 до 10^5 элементарных. Это на один – два порядка больше, чем в неподвижной среде ([3]).

Поступило
13 IV 1973

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] *В. Д. Иванов, В. Н. Кириченко*, ДАН, т. 188, № 1, 65 (1969). [2] *В. Н. Кириченко, В. Д. Иванов*, ДАН, т. 188, № 2, 315 (1969). [3] *В. Д. Иванов, В. Н. Кириченко* и др., ДАН, т. 203, № 4, 806 (1972). [4] *В. Г. Левич, С. И. Кучанов*, ДАН, т. 174, № 4, 763 (1967).