

УДК 53.043, 533.9.072
EDN: WEEVNY

PACS: 52.77.-n, 52.77.-j

**Воздействие мощного микроволнового излучения на порошок
из смеси гранул металлов и окислов**© С. А. Майоров^{1*}, Р. И. Голятина²¹ Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва, 125412 Россия

*E-mail: mayorov_sa@mail.ru

² Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, 119991 Россия

Статья поступила в редакцию 10.07.2026; после доработки 10.08.2026; принята к публикации 22.10.2026

Выполнен анализ экспериментов с импульсным воздействием излучения гиротрона интенсивностью 30 кВт/см^2 и длительностью порядка 10 мс на границу раздела порошок-воздух атмосферного давления. В составе порошка имелись полидисперсные частицы размером 5–10 мкм из различных металлов (алюминия, меди, железа, серебра или платины) и окислов. Рассмотрена задача о разлете частиц порошка с его поверхности в окружающий газ. Для этого выполнен анализ процессов нагрева гранул разного размера в результате поглощения микроволнового излучения, теплопроводности воздуха, металлических пылинок и окислов, сделаны оценки скорости нагрева пылинок и их разлета в атмосферу из-за повышения давления воздуха в порах порошка.

Ключевые слова: микроволновое излучение, гиротрон, металлические микрочастицы, плазмохимические процессы, граница порошок-воздух, атмосферное давление.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-5-61-68

Введение

Возможность синтеза новых материалов путем воздействия мощного микроволнового излучения на порошки из смеси металлов и диэлектриков привлекает в последние годы большое внимание [1–6]. В частности, в экспериментальных работах [4–6] путем импульсного воздействия излучения гиротрона на порошки разного состава исследовались различные плазмохимические процессы в образующейся взвеси пылинок с окружающим газом с целью синтеза новых материалов. Разлет пылинок с границы раздела порошок-газ в окружающую атмосферу происходит из-за воздействия многих физических факторов: поглощение СВЧ излучения пылинками, их нагрев, повышение давления газа в порах, сдувание пылинок из-за термического расширения газа. На пылинки при этом действуют

также силы термофореза из-за температурных градиентов на частице, отталкивания пылинок при их зарядке в плазме (кулоновский взрыв), адгезии пылинок между собой и гравитации.

В настоящей работе рассмотрена задача о разлете порошка с полидисперсными частицами размером 5–10 мкм из различных металлов (алюминия, меди, серебра или платины) и окислов с поверхности реактора при импульсном воздействии излучения гиротрона длительностью меньше 10 мс и интенсивностью 30 кВт/см^2 в воздух атмосферного давления.

В процессе воздействия излучения гиротрона на порошок со свободной границей можно выделить следующие характерные этапы:

1) при воздействии излучения гиротрона на порошок в основном нагреваются металлические частицы, и в начальный момент они неподвижны;

2) нагревание металлических частиц приводит к повышению температуры газа в порах порошка, вытеканию горячего газа из пор порошка в атмосферу и разлету верхнего слоя частиц из-за повышения давления в порах;

3) при продолжающемся излучении гиротрона металлические частицы достигают температуры плавления, и в порах порошка появляются пары из атомов металла;

4) появление паров металла и понижение плотности газа в порах порошка из-за его разогрева улучшают условия для пробоя и возникновения газового разряда, что в свою очередь приводит к появлению у пылинок отрицательного заряда;

5) по окончании импульса разряд тухнет, и частицы взаимодействуют между собой за счет кулоновских сил остаточного заряда на них, столкновений с молекулами газа и силы тяжести, а в объеме над поверхностью порошка начинают происходить сложные плазмохимические реакции синтеза и горения.

При достаточно высокой интенсивности и длительности импульса излучения металлические частицы могут сильно разогреваться, плавиться и кипеть. Внутри порошка при испарении пары металла будут заполнять поры между пылинками. На свободной границе порошка с атмосферой испарение и кипение частиц порошка будет приводить к образованию облака из паров металла, давление в котором равно атмосферному, а температура равна температуре плавления или кипения металла. Соответственно, числовая плотность паров металла будет примерно на порядок ниже, чем в атмосфере, и приведенная напряженность электрического поля E/N в таком облаке паров металла будет, соответственно, примерно на порядок выше. Поэтому пробой будет возникать именно в точках высокой температуры вблизи металлических частиц на поверхности порошка.

Если мощность и длительность излучения гиротрона достаточно велики для пробоя и возникновения газового разряда, то частицы порошка приобретают электрический заряд, который во многом определяет их динамику из-за взаимодействия с плазмой и между собой [2].

О нагреве металлов микроволновым излучением

При воздействии излучения гиротрона на порошок из смеси полидисперсных частиц в основном будут нагреваться металлические частицы. В металлах при постоянном поле электроны проводимости собираются на поверхности и экранируют электрическое поле. В переменном поле ситуация несколько усложняется из-за того, что электроны проводимости могут не успевать экранировать внешнее поле, и оно проникает лишь на характерную глубину, называемую скин-слоем.

Положим, что зависимость напряженности электрического поля гиротрона имеет вид:

$$E(t) = E_0 \sin \omega t, \quad (1)$$

где $\omega = 2\pi\nu$, частота гиротрона $\nu = 75$ ГГц. Плотность потока энергии S связана с амплитудой поля волны E_0 соотношением $S_0 = cE_0^2 / 8\pi$ [7]. Соответственно, амплитуда электрического поля определяется только плотностью потока энергии волны и в практических единицах

$$E_0 \left[\frac{\text{В}}{\text{см}} \right] = 27,46 \sqrt{S_0 \left[\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} \right]}. \quad (2)$$

В поле волны (1) при $S_0 = 3 \times 10^4 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ осцилляторная скорость электрона $V_E = eE_0 / m\omega$ и амплитуда его колебаний $r_E = V_E / \omega$ составляют 174 км/с и 0,38 мкм, соответственно.

Проникновение поля электромагнитной волны (1) в проводящие материалы ограничено скин-слоем, в котором поле в зависимости от расстояния до поверхности z спадает по закону $E(z) = E_0 \exp(-z/\delta)$. Для немагнитных металлов длина скин-слоя определяется следующей зависимостью [8]:

$$\delta [\text{см}] = 5,03 \times 10^3 \sqrt{\rho_0 [\text{Ом см}] / \nu [\text{Гц}]}, \quad (3)$$

где ρ_0 – удельное сопротивление. Наличие даже малых примесей в металлах может приводить к значительному увеличению их сопротивления и толщины скин-слоя. Свойство некоторых металлов намагничиваться (железо, кобальт, никель с точкой Кюри 770, 1120 и

358 градусов Цельсия, соответственно) приводит к уменьшению значения толщины скин-слоя.

За полупериод волны энергия ее электрической компоненты $E^2/8\pi$ превращается в тепловую энергию материала частицы. Тогда в единичном объеме металла за единицу времени поглощаемая энергия равна:

$$Q_{RF} = \nu E^2 / 4\pi. \quad (4)$$

Тепловая энергия от воздействия внешнего микроволнового излучения выделяется в тонком приповерхностном слое металла. Положив, что амплитуда поля в зависимости от расстояния до поверхности z падает по закону $E(z) = E_0 \exp(-z/\delta)$, получаем, что

плотность потока энергии, поглощаемая в расчете на единичную площадь поверхности частицы, равна:

$$\Delta S_0 = \delta \nu \cdot \frac{E_0^2}{16\pi} = \frac{\delta}{\lambda} S_0, \quad (5)$$

т. е. от потока падающей энергии вблизи поверхности поглощается доля скин-слоя в длине волны.

Основные теплофизические характеристики наиболее часто используемых в работах [4–6] металлов приведены в табл. 1. Там же приведено и удельное сопротивление для твердой и жидкой фаз, необходимое для оценки толщины скин-слоя.

Таблица 1

Металл	Al, 13	Fe, 26	Cu, 29	Ag, 47	Pt, 78
M , а.е.м.	27,0	55,8	63,5	108	195
ρ , г/см ³	2,70	7,87	8,92	10,5	21,5
c_p , Дж/(г·К)	0,9	0,46	0,39	0,25	0,14
κ , Вт/(см·К)	2,10	0,59	3,80	4,29	0,71
$\chi = \kappa/\rho c_p$, см ² /с	0,90	0,23	1,14	1,66	0,24
T_{melt} , °C	660	1535	1083	962	1769
T_{boil} , °C	2452	2750	2567	2167	3800
H , Дж/г	390	272	210	88	113
L , Дж/г	10500	4300	4720	2420	2620
$\rho_{0\ solid}$, мкОм·см	2,80	9,8	1,72	1,59	10,7
$\rho_{0\ liquid}$, мкОм·см	25	139	21,5	16,5	55

Характеристики некоторых металлов: атомный вес и плотность ρ , удельная теплоемкость при постоянном давлении c_p , коэффициенты теплопроводности κ и температуропроводности $\chi = \kappa/\rho c_p$, температуры плавления T_{melt} и кипения T_{boil} , удельная энтальпия H и теплота парообразования L , удельное сопротивление в твердой $\rho_{0\ solid}$ и жидкой $\rho_{0\ liquid}$ фазах.

О нагреве круглых металлических частиц микроволновым излучением

В экспериментах [4–6] с нагревом полидисперсных порошков излучением гиротрона содержатся частицы из диэлектриков и металлов разной формы и размеров, которые для оценок могут быть приближены сферически-ми такого же объема. Уравнение баланса энергии для круглой частицы в сферически симметричном случае имеет вид:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \kappa \frac{\partial T}{\partial r} + Q_{RF}, \quad (6)$$

где $T = T(r, t)$ – температура, ρ и c_p – плотность и удельная теплоёмкость материала пылинки, κ – коэффициент теплопроводности, $Q_{RF}(r) = \nu E^2(r)/4\pi$ – поглощаемая в единице объема мощность, усредненная по периоду волны.

При постоянных значениях коэффициента теплопроводности, теплоемкости и плотности уравнение (6) при введении замены $u = rT(r, t)$ сводится к уравнению теплопроводности для плоской геометрии:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{r Q_{RF}}{\rho c_p}, \quad (7)$$

где $\chi = \kappa / \rho c_p$ – коэффициент температуропроводности.

Для решения уравнения теплопроводности необходимо задать начальные и граничные условия. Начальные условия тривиальны, а граничное условие для уравнения теплопроводности (6) в центре частицы определяется из условия симметрии – задается нулевое значение производной. Определение граничных условий для поверхности горячего твердого тела с холодным газом является сложной задачей [8]. Для учета потерь энергии на охлаждение поверхности пылинки газом $Q_{\Delta T}$ и на радиационные потери Q_{rad} используются условия третьего рода, связывающие температуру с ее градиентом.

В общем случае взаимодействие электромагнитной волны со сферической частицей описывается теорией Ми [1–3, 6]. В случае

малости параметра $x = \frac{\delta}{2\pi\lambda}$ для металли-

ческих немагнитных частиц с высокой проводимостью она может быть сведена к задаче экранировки электрического поля током проводимости с пренебрежением влияния переменного магнитного поля на разогрев. Рассмотрим предельные случаи малых и больших по сравнению с длиной скин-слоя частиц.

Нагрев микроволновым излучением металлических частиц, размер которых меньше длины скин-слоя

В случае маленьких по сравнению с длиной скин-слоя металлических частиц $a \ll \delta$ электроны проводимости в металле успевают полностью экранировать внешнее поле электромагнитной волны, собираясь на ее поверхности. Тогда энергия поля $\frac{E_0^2}{8\pi}$ за период волны дважды превращается в тепловую энергию материала частицы и во всем объеме металлической частицы выделяется тепловая энергия, пропорциональная ее объему и мощ-

ности греющего излучения. Отметим, что в частицах диэлектрика ослабление поля происходит из-за поляризации атомов или молекул. При этом в диэлектриках перенос электронов за счет действия внешнего поля практически отсутствует, поле не совершает работы, и диэлектрик поэтому практически не греется.

Для маленьких частиц из-за большей теплопроводности металла воспользуемся приближением равномерного прогрева частицы: $T(r, t) = T(t)$. Тогда из уравнения теплопроводности (6) для частиц малого размера получаем уравнение для средней по объему температуры от времени:

$$\rho c_p \frac{4\pi a^3}{3} \frac{dT}{dt} = \frac{4\pi a^3}{3} \frac{\nu E_0^2}{4\pi} - 4\pi a^2 \left[\alpha_{\Delta T} (T - T_0) + \alpha_{BB} \sigma_{SB} (T^4 - T_0^4) \right], \quad (8)$$

где $\alpha_{\Delta T}$ – коэффициент теплоотдачи от поверхности твердого тела газу, α_{BB} – коэффициент черноты, σ_{SB} – постоянная Стефана-Больцмана, T_0 – комнатная температура.

На начальном этапе, когда температура металлической частицы мало отличается от комнатной температуры $T(t) - T_0 \ll T_0$, скорость нагрева пылинки с учетом малости поправок на радиационное излучение и охлаждение газом определяется только поглощаемой во всем объеме мощностью. Температура пылинки в этом приближении растет со временем линейно: $\frac{dT}{dt} = \frac{\nu E_0^2}{4\pi \rho c_p}$.

Отсюда получаем полезную для практических целей оценку времени, за которое пылинка повысит свою температуру в два раза: $\Delta t_{\text{heat}} = 4\pi \rho c_p T_0 / \nu E_0^2$, а также грубую оценку времени, за которое пылинка достигнет температуры плавления: $\Delta t_{\text{melt}} = 4\pi \rho c_p (T_{\text{melt}} - T_0) / \nu E_0^2$. В табл. 2 приведены соответствующие значения скин-слоя и времени нагрева Δt_{heat} , Δt_{melt} .

Таблица 2

Название	Al	Fe	Cu	Ag	Pt
Длина скин-слоя, мкм	0,31	0,58	0,24	0,23	0,60
Δt_{heat} , мс	4,7	7,0	6,8	5,1	5,9
Δt_{melt} , мс	10	37	25	16	35

Длина скин-слоя, характерное время нагревания Δt_{heat} , за которое маленькая пылинка повысит свою температуру в два раза, время до плавления Δt_{melt} .

Отметим, что в рассматриваемых экспериментах [4–6] значения интенсивности пучка греющего излучения являются средними по радиусу пучка значениями, соответственно, интенсивность излучения в центре пучка может быть значительно выше.

О нагреве больших, по сравнению с длиной скин-слоя, металлических частиц

Характерный размер частиц в экспериментах [4–6] с воздействием излучения гиротрона на порошки из различных материалов составлял от 5 до 10 мкм, и для них условие $a \ll \delta$ не выполняется. Для частиц с радиусом $a \gg \delta$ тепловая энергия будет выделяться в приповерхностном слое толщины $\sim \delta/2$, в котором в соответствии с (5) будет поглощаться δ/λ доля от плотности потока энергии излучения гиротрона.

Для оценки характеристик прогрева больших частиц рассмотрим задачу о распространении тепловой волны с заданным потоком энергии ΔS_0 на поверхности и постоянным коэффициентом теплопроводности в плоской геометрии. Решение соответствующей автомодельной задачи дает, что внутри полуплоскости будет идти волна прогрева со скоростью $V_{\text{wave}} \approx \sqrt{\frac{\chi}{t}} \propto 1/\sqrt{t}$, которая определяется только коэффициентом температуропроводности $\chi = \frac{\kappa}{\rho c_p}$. Положение фронта

волны прогрева также не зависит от мощности излучения в силу автомодельности задачи:

$$x_{\text{wave}} \approx 2\sqrt{\chi t} \propto \sqrt{t}. \quad (9)$$

Характерное время прогрева частицы определяется положением фронта волны прогрева и равно: $\tau_{\text{heat}} \approx a^2 / 4\chi$. Рост температуры поверхности пропорционален потоку поглощаемой единичной поверхностью энергии и в приближении плоской геометрии равен:

$$\begin{aligned} T_s - T_0 &= 2\Delta S_0 \sqrt{\frac{t}{\pi \rho c_p \kappa}} = \\ &= \Delta S_0 \frac{2}{\rho c_p \lambda} \sqrt{\frac{t}{\pi \chi}} \propto \Delta S_0 \sqrt{t}. \end{aligned} \quad (10)$$

Выделяемая в металлических частицах энергия за счет теплопроводности передается газу (воздуху) в порах порошка и далее частицам из диэлектриков (окислам).

Нагрев газа в порах порошка и нагрев диэлектрических частиц при их разлете с границы в атмосферу

После существенного нагрева поверхности металлических пылинок будет происходить нагрев газа в порах порошка и нагрев диэлектрических частиц. Некоторые характеристики наиболее часто использованных в экспериментах диэлектриков Al_2O_3 и SiO_2 приведены в табл. 3, для воздуха $\chi_{\text{air}} = 0,19 \text{ см}^2/\text{с}$.

Таблица 3

Значения коэффициента температуропроводности, температур плавления и кипения для окислов алюминия и кремния

Название	Al_2O_3 , сапфир	Al_2O_3 , керамика	SiO_2 , кварц	SiO_2 , стекло
$\chi = \kappa/\rho c_p$, $\text{см}^2/\text{с}$	$3,8 \times 10^{-3}$	$1,2 \times 10^{-3}$	$1,4 \times 10^{-4}$	$8,4 \times 10^{-5}$
T_{melt} , °C	2040	2050	1713	~1000
T_{boil} , °C	2980	2707	2230	2230

Положим, что характерный размер поры по порядку величины равен диаметру сферической пылинки. Тогда для десятимикронной частицы время, за которое волна прогрева газа в поре порошка пройдет это расстояние равно $\tau_{\text{heat}} \approx a^2 / 4\chi_{\text{air}}$, что составляет примерно

0,3 мкс. При длительности греющего импульса 10 мс и соотношениях значений коэффициентов температуропроводности металлов, газов и окислов (см. табл. 1 и 3) поглощаемая металлическими частицами тепловая энергия будет достаточно эффективно отводиться че-

рез поры порошка к частицам из диэлектриков. При этом распределение температуры внутри металлических частиц из-за высокой теплопроводности будет практически равномерным, поскольку для них характерное время прогрева $\tau_{heat} \approx a^2 / 4\chi \ll 1$ мкс.

Рассмотрим энергетический баланс частиц порошка и воздуха в его порах. Поглощаемая в приповерхностном слое металлических частиц порошка энергия будет отводиться не только через поры порошка диэлектрическим частицам, а также в окружающую холодную среду за счет теплообмена с холодным газом и радиационного излучения.

Оценим мощность потерь энергии на охлаждение пылинки атомами холодного газа $Q_{\Delta T}$. Для случая малости их размера по сравнению с длиной свободного пробега атомов газа в предположении полной аккомодации энергии падающих молекул и диффузном законе их отражения получаем формулу для отвода мощности с единицы площади:

$$Q_{\Delta T} = 4\pi a^2 \cdot V_T N_a (T_s - T_0) \propto a^2, \quad (11)$$

где V_T – тепловая скорость атомов холодного газа, N_a – плотность молекул воздуха в комнате. Для воздуха атмосферного давления длина свободного пробега составляет 68 нм, поэтому для охлаждения частиц микронных размеров формула (7) неприменима.

Для описания теплообмена между холодной поверхностью твердого тела и горячим газом часто используется эмпирический закон Ньютона-Рихмана, согласно которому, как и в (7), полагается, что тепловой поток от горячего тела к газу пропорционален разнице их температур и площади охлаждаемой поверхности:

$$Q_{\Delta T} = 4\pi a^2 \cdot \alpha_{\Delta T} (T - T_0) \propto a^2, \quad (12)$$

где $\alpha_{\Delta T}$ – коэффициент теплоотдачи. Для его определения необходимо знание как теплофизических свойств газа (чисел Рейнольдса, Прандтля, Нуссельта), так и характера течения (ламинарный, турбулентный). Кроме того, коэффициент теплоотдачи зависит также от формы поверхности и направления гравитации, но во многих случаях определение коэф-

фициента теплоотдачи возможно только на основе экспериментальных данных.

Рассмотрим случай переноса тепла от сферы с постоянной температурой поверхности T_s за счет теплопроводности в холодный газ с температурой T_0 в стационарном режиме. Тогда уравнение теплопроводности для зависимости температуры от радиуса $T(r)$ имеет вид:

$$Q_{\Delta T} = 4\pi r^2 \kappa(T) \frac{\partial T}{\partial r}. \quad (13)$$

Коэффициент теплопроводности газа не зависит от его плотности, а его зависимость от температуры можно аппроксимировать степенной функцией: $\kappa(T) = \kappa(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^n$, в при-

ближении Чепмана-Энскога $n = 1/2$. Тогда из решения уравнения (5) при $r > a$ с граничными условиями на поверхности сферы $T(a) = T_s$ и на бесконечности $T(\infty) = T_0$ получаем выражение для плотности потока энергии на поверхности сферы:

$$W_s(T_s) = \frac{\kappa(T_0) T_0}{(n+1)a} \left[\left(\frac{T_s}{T_0} \right)^{n+1} - 1 \right]. \quad (14)$$

В приближении излучения черного тела с поправкой на степень черноты, которая зависит от материала поверхности и степени ее шероховатости, мощность радиационных потерь с поверхности частицы равна:

$$Q_{rad} = 2\pi a^2 \alpha_{BB} \sigma_{SB} (T^4 - T_0^4) \propto a^2, \quad (15)$$

где $\alpha_{BB} \approx 0,5 \div 1$ – коэффициент черноты, σ_{SB} – постоянная Стефана-Больцмана, T_0 – комнатная температура.

На рисунке приведены плотность потока излучения гиротрона и доля, поглощенная в скин-слое меди, а также потоки энергии за счет охлаждения газом и радиацией в зависимости от разницы температур поверхности металлической частицы и комнатной $T_s - T_0$. До температур плавления и кипения охлаждение газом доминирует над радиационным. Но поскольку теплоемкость газа в порах порошка значительно меньше теплоемкости пылинок, температура газа в порах будет расти.

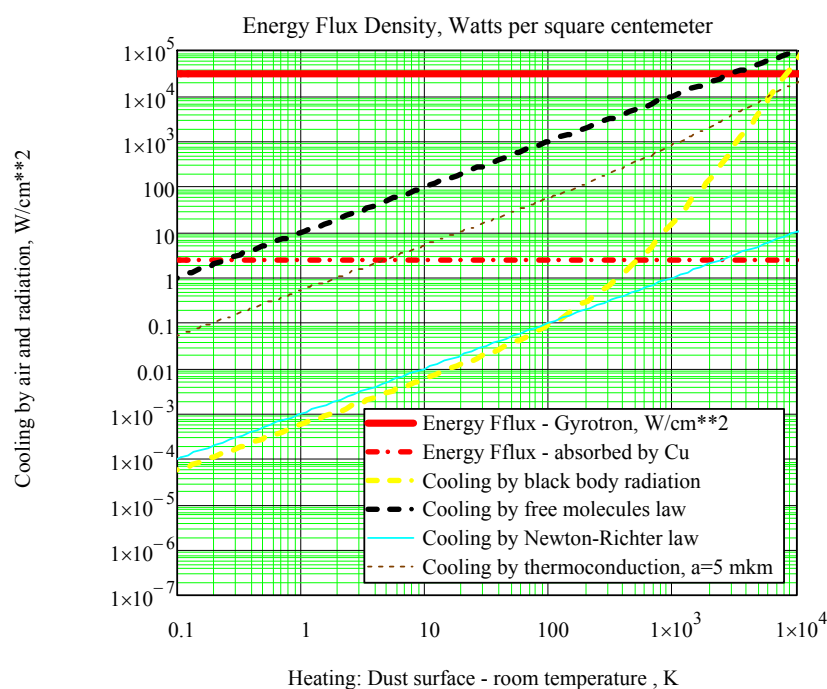


Рис. Зависимости мощности охлаждения с единичной площади поверхности десятимикронной медной пылинки от разницы температур ее поверхности и газа при комнатной температуре

При температуре плавления у магния, кальция, кобальта и никеля давление насыщенного пара составляет величину больше 0,1 % и, соответственно, присутствие легкоионизируемой добавки будет оказывать влияние на зажигание разряда.

При существенном разогреве поверхности пылинок давление газа в порах возрастет и разогретый газ из пор порошка будет вытекать в атмосферу, выталкивая при этом пылинки с поверхности из-за перепада давлений. Если импульс излучения за время существенного разогрева пылинок не закончился, то из-за вытекания разогретого газа из пор порошка в атмосферу его плотность уменьшится, и приведенная напряженность электрического поля E/N может достигнуть пробивных значений (для воздуха атмосферного давления порядка при 300 К это 30 кВ/см или 100 Тд). Тогда в верхних слоях порошка загорится разряд, и пылинки будут приобретать заряд [5].

Простые аналитические оценки по порядку величин повышения давления газа в порах порошка показывают, что верхняя оценка для скорости пылинки, приобретаемой при ее разлете с границы порошок–атмосфера при нагревании газа в порах до 1000 К для меди в экспериментах [4–6] составляет примерно 3 м/с.

Заключение

Рассмотрена задача о разлете порошка с поверхности реактора при импульсном воздействии излучения гиротрона 75 ГГц длительностью меньше 10 мс и интенсивностью 30 кВт в окружающий газ атмосферного давления. В составе порошка имеются металлические пылинки алюминия, меди, железа, серебра или платины размером 5–10 мкм, которые хорошо поглощают излучение. Получены оценки по порядку величин скорости нагрева пылинок для маленьких и больших по сравнению с длиной скин-слоя частиц до температур плавления и кипения, а также сделаны оценки повышения давления газа в порах порошка из-за теплообмена, и определены характерные значения скорости сдувания пылинок потоком расширяющегося газа в атмосферу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Biswas P., Mulholland G. W., Rehwoldt M. C. *et al.* / Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2020. Vol. 247. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2020.106938>.
2. Rybakov K. I., Olevsky E. A., Krikun E. V. / J. Am. Ceram. Soc. 2013. Vol. 96. P. 1003–1020.
3. Porch A., Slocombe D., Edwards P. P. / Chem. Phys. 2013. Vol. 15. P. 2757–2763. <https://doi.org/10.1039/c2cp43310a>.

4. Batanov G. M., Borzosekov V., Golberg D. et al. / J. Nanophotonics. 2016. Vol. 10. P. 012520. <https://doi.org/10.1117/1.JNP.10.012520>.
5. Skvortsova N. N., Malakhov D. V., Stepakhin V. D. at al. / JETP Letters. 2017. Vol. 106. № 4. P. 262–267.
6. Заклецкий З. А., Андреев С. Е., Соколов А. С. / Изв. вузов. Радиофизика. 2023. Т. 66. № 17-8. С. 664–673. https://doi.org/10.52452/00213462_2023_66_07_664.

7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред (серия: “Теоретическая физика”, т. 8. – М.: Наука, 1982.
8. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987.
9. Бёрд Г. Молекулярная газовая динамика. – М.: Мир, 1981.

PACS: 52.77.-n, 52.77.-j

On the effect of powerful microwave radiation on powdered mixtures of granular metals and oxides

S. A. Maierov^{1*} and R. I. Golyatina²

¹ Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412 Russia

* E-mail: mayorov_sa@mail.ru

² Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia

Received 10.07.2026; revised 10.08.2026; accepted 22.10.2026

An analysis of experiments with pulsed action of gyrotron radiation with an intensity of 30 kW/cm² and a duration of about 10 ms on the interface between powder and air at atmospheric pressure was performed. The powder contained polydisperse particles 5–10 μm in size, consisting of various metals (aluminum, copper, iron, silver, or platinum) and various oxides. The problem of scattering powder particles from its surface into the surrounding gas is considered. For this purpose, heating processes of granules of various sizes due to microwave absorption were analyzed. Estimates were made of the scattering of dust particles into the atmosphere due to an increase in gas pressure in the pores of the powder and the emergence of repulsive forces due to their charging in the plasma (Coulomb explosion).

Keywords: microwave radiation, gyrotron, metal microparticles, plasma-chemical processes.

REFERENCES

1. Biswas P., Mulholland G. W., Rehwoldt M. C. at al., Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. **247**, 106938 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2020.106938>.
2. Rybakov K. I., Olevisky E. A., and Krikun E. V., J. Am. Ceram. Soc. **96**, 1003–1020 (2013).
3. Porch A., Slocombe D., and Edwards P. P., Phys. Chem. Phys. **15**, 2757–2763 (2013). <https://doi.org/10.1039/c2cp43310a>.
4. Batanov G. M., Borzosekov V., Golberg D. et al., J. Nanophotonics **10**, 012520 (2016). <https://doi.org/10.1117/1.JNP.10.012520>.
5. Skvortsova N. N., Malakhov D. V., Stepakhin V. D. at al., JETP Letters. **106** (4), 262–267 (2017).
6. Zakletsky Z. A., Andreev S. E., and Sokolov A. S., Radiophys Quantum El, **66**, 601–609 (2023). <https://doi.org/10.1007/s11141-024-10319-6>.
7. Landau L. D. and Lifshits Ye. M. Elektrodinamika sploshnykh sred (seriya: “Teoreticheskaya fizika”, vol. 8). Moscow: Nauka, 1982 [in Russian].
8. Rayzer Yu. P. Fizika gazovogo razryada. Moscow: Nauka, 1987 [in Russian].
9. Bird G. A. Molecular gas dynamics. Oxford: Clarendon Press, 1976; Moscow: Mir, 1981.

Об авторах

Майоров Сергей Алексеевич, д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН) (125412, Москва, Россия). E-mail: mayorov_sa@mail.ru SPIN-код: 9331-1751, AuthorID: 24761

Голятина Русудан Игоревна, научный сотрудник, Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН (119991, Москва, Россия). AuthorID: 28890