

Видно, что влияние температуры воды в испытанном диапазоне практически отсутствует. Можно утверждать, что для получения озона концентрацией до 50 г/м^3 можно использовать обычную водопроводную воду.

Вывод. Для получения озона концентрацией до 50 г/м^3 озонаторы на ОБР и ПБР энергетически идентичны, а вторые даже предпочтительнее за счет простоты конструкции. Для эффективного синтеза озона в описанной конструкции целесообразно выбирать частоту питающего напряжения 2,20 кГц, диаметр коронирующей проволоки 1,2 мм. Газовый зазор и температура охлаждающей воды при ПБР не играют заметной роли в диапазонах 1,10 мм и 4,30 °С соответственно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Луин В.В., Карягин Н.В., Ткаченко С.Н., Самойлович В.Г. Способы получения озона и современные конструкции озонаторов. — М.: МАКС Пресс, 2008.

2. Аронов М.А., Кокуркин М.П. Определение начальных напряжений поверхностного разряда в воздухе. — Сб. материалов Всесоюзной конф. «Физика диэлектриков и перспективы ее развития», Ленинград, 1972, т. 2.

3. Соловьев В.Р., Кончаков А.М., Кривцов В.М., Александров Н.Л. Численное моделирование поверхностного барьерного разряда в воздухе. — Физика плазмы, 2008, т. 34, №7.

4. Филиппов Ю.В., Вобликова В.А., Пантелеев В.И. Электросинтез озона. — М.: Изд-во МГУ, 1987.

А в т о р ы : Лысов Николай Юрьевич окончил Институт электроэнергетики Московского энергетического института (МЭИ) в 2008 г. Ассистент кафедры ТЭВН МЭИ.

Пашин Михаил Михайлович окончил электроэнергетический факультет МЭИ в 1962 г. Защитил кандидатскую диссертацию по специальности «Техника высоких напряжений» в 1968 г. Ведущий научный сотрудник ФГУП ВЭИ.

* * *

Численное моделирование процесса нанесения покрытий в электрическом поле

АРТАМОНОВ А.Ф.

Приведены результаты математического моделирования процесса нанесения порошковых покрытий в электрическом поле. На основе расчета проанализированы основные электрические и аэродинамические закономерности процесса. Показано существование оптимального удельного заряда частиц.

Ключевые слова: нанесение покрытий, электрическое поле, математическая модель, объемный заряд

Электростатические методы нанесения покрытий широко распространены в технологиях промышленной окраски, и доля их возрастает год от года. В порошковой окраске электростатические эффекты играют определяющую роль на всех стадиях процесса напыления и формирования слоя на изделии. При окраске жидкими лакокрасочными материалами применение электростатических методов приводит к существенной (минимум 20–25%) экономии материала, часто с повышением класса покрытия. Однако сегодня едва ли можно сказать, что все закономерности процесса достаточно изучены, поскольку процесс представляет собой сложное взаимодействие различных физических явлений, трудно исследуемых как экспериментально, так и теоретически.

Results obtained from mathematical simulation of the process through which powder coatings are applied in electric field are presented. The main electrical and aerodynamic regularities of the process are analyzed based on the results of calculations. It is shown that there exists an optimal specific charge of particles.

Key words: application of coatings, electric field, bulk charge, mathematical model

Уровень сегодняшних представлений о процессе нанесения покрытий и уровень его технологического обеспечения достигнуты в значительной мере благодаря экспериментальным исследованиям. Вместе с тем, они строятся, как правило, на анализе интегральных, конечных характеристик осажденного слоя в зависимости от основных технологических параметров на выходе распылителя. Получение информации о процессе в рабочем промежутке (промежуток «распылитель–изделие») представляет собой сложную и трудоемкую задачу, а для таких характеристик как напряженность электрического поля в присутствии заряженной дисперсной фазы эта задача практически не решена. Таким образом, из поля зрения экспериментальных методов исследования выпадает одна из важнейших стадий процесса напыления — движение

заряженных частиц от распылителя к изделию. Именно на этой стадии взаимодействие объемного заряда частиц с созданным им электрическим полем на фоне воздушного турбулентного потока и приводит к тем или иным условиям формирования осажденного слоя.

Теоретическое исследование также не дает полной картины процесса. Аналитическое описание приводит к системе нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных, решение которой не выполнимо. Поэтому немногочисленные попытки теоретического решения сводятся к крайне упрощенному изложению вопроса, построенному на необоснованных допущениях и оценках характеристик процесса.

Совершенствование вычислительной техники привело к новому направлению исследований — численному решению систем уравнений, описывающих тот или иной сложный процесс. Благодаря значительному развитию в последние годы численных методов расчета электрических полей и вычислительной гидрогазодинамики, стала возможной численная реализация физико-математической модели нанесения покрытий в электрическом поле.

Физическая модель процесса. Процесс нанесения покрытий электропневмораспылителями имеет три основные стадии, связанные с воздействием электрического поля: зарядка диспергированных частиц материала в зарядном устройстве распылителя; движение заряженных частиц в рабочем промежутке к объекту напыления; осаждение частиц на напыляемую деталь.

Для анализа процесса напыления достаточно знать на выходе зарядного устройства распылителя концентрацию частиц и их заряд. Концентрация частиц на выходе распылителя

$$N_0 = P / mQ, \quad (1)$$

где P — расход материала, г/с; Q — расход воздуха через распылитель, см³/с; m — масса одной частицы, г; $m = 4/3\pi a^3 \rho$; a — радиус частицы, см; ρ — плотность материала, г/см³; заряд частицы q определяется через удельный заряд q_m :

$$q = q_m m. \quad (2)$$

Значения P , Q и m являются входными параметрами, а значение q_m может быть получено экспериментально.

Вторая стадия процесса — транспортировка заряженных частиц от распылителя к изделию — наиболее важна для качественного формирования осажденного слоя. Движение частиц в рабочем промежутке и его конфигурация показаны на рис. 1. Заряженные частицы движутся в рабочем

промежутке под действием электрического поля — как собственного, так и, возможно, внешнего, и под действием турбулизованного воздушного потока. Считая, что частицы безынерционны, т.е. полностью увлекаются воздушным потоком, их скорость может быть представлена как

$$\mathbf{v} = \mathbf{u} + \mathbf{E}B_q, \quad (3)$$

где \mathbf{u} — скорость направленного движения потока воздуха; \mathbf{E} — напряженность электрического поля; $B_q = q / 6\pi\eta a$ — электрическая подвижность заряженных частиц; η — вязкость воздуха.

Таким образом, для определения скорости частиц необходимо знать распределение в промежутке двух величин: \mathbf{u} и \mathbf{E} . С точки зрения аэродинамики рабочий промежуток «распылитель — изделие» представляет собой сложную систему, для которой расчет поля скоростей \mathbf{u} турбулентного потока практически невыполним. Поэтому реальным путем задания скоростей \mathbf{u} является либо использование известных зависимостей и аппроксимаций [1], либо экспериментальных данных. Для примера на рис. 2 даны структуры турбулентных воздушных струй, истекающих из распылителя без рассекателя и с рассекателем.

Напряженность электрического поля \mathbf{E} зависит от распределения концентрации заряженных частиц, т.е. от плотности объемного заряда: $\rho = Nq$. В свою очередь, и распределение плотности объемного заряда зависит от напряженности созданного им поля. Действительно, представим себе процесс движения заряженных частиц в рабочем промежутке. Первые частицы вылетают из распылителя в пустой промежуток с полем напряженностью $\mathbf{E}^{\text{нач}}$ и движутся по соответствующим силовым линиям. При этом создаваемое ими собственное поле напряженностью $\Delta\mathbf{E}$ искажает первоначальное распределение напряженности $\mathbf{E}^{\text{нач}}$. Последующие

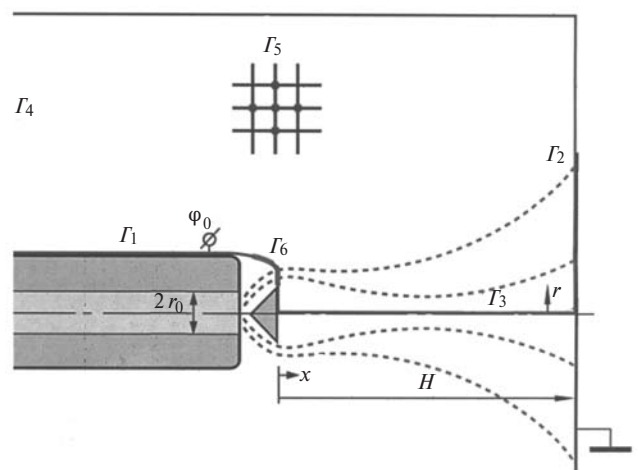


Рис. 1. Конфигурация промежутка «распылитель—изделие» и расчетная область

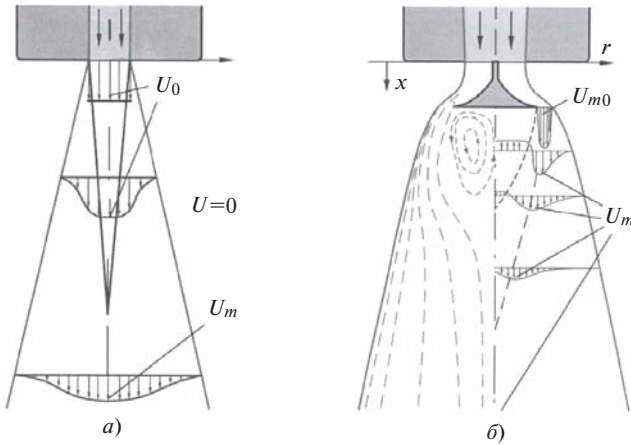


Рис. 2. Структура воздушной струи и эпюры профилей скоростей распылителя: а – без рассекателя; б – с рассекателем

частицы начинают движение в промежутке в других условиях, при напряженности поля $E = E_{нач} + DE$, что приводит к другому распределению плотности γ и т.д. В конце концов этот переходный процесс установится, т.е. получается стационарное (с точностью до турбулентных флуктуаций) распределение напряженности E и плотности γ . Это пояснение окажется полезным для понимания работы математической модели, так как по сути она реализует описанный здесь физический механизм процесса.

Определение E и γ представляет собой самосогласованную задачу [2], т.е. задачу, в которой по заданным начальным и граничным условиям рассчитывается распределение двух искомым величин во всей области. Для решения таких задач рассматриваются как минимум два независимых уравнения, связывающих эти величины. В качестве этих уравнений выбираются, как правило, уравнение

$$\operatorname{div} E = \gamma / \epsilon_0, \quad (4)$$

отражающее теорему Остроградского–Гаусса в дифференциальной форме, и уравнение неразрывности потока

$$\operatorname{div} \Pi = 0, \quad (5)$$

где Π – плотность массового потока частиц.

Конечной стадией процесса напыления является осаждение частиц на изделии, которое характеризуется плотностью массового потока частиц:

$$\Pi = N v_n m, \quad (6)$$

где N – счетная концентрация частиц у поверхности изделия, см^{-3} ; v_n – нормальная составляющая скорости частиц к поверхности изделия, $\text{см}/\text{с}$.

Расчетное определение E и γ является основной задачей математического описания процесса. По

значениям E и γ и заданным параметрам режима могут быть определены практически все величины, характеризующие условия формирования покрытия: концентрация и скорость частиц вблизи изделия, плотность потока частиц на изделие и его равномерность, коэффициент осаждения и т.д.

При анализе были приняты следующие допущения:

Количество напыляемого материала не настолько велико, чтобы существенно влиять на аэродинамическую часть задачи.

Размеры частиц соответствуют стоксовскому приближению (не более 100 мкм).

Материал считается монодисперсным.

Носителями объемного заряда являются лишь частицы диспергированного материала (отсутствует ионный ток в промежутке); это допущение полностью соответствует распылителям с внутренней зарядкой (трибостатическим распылителям, электропневматическим жидкостным распылителям с контактной зарядкой и т.п.).

За рамками модели остаются разрядные явления, связанные с возникновением обратной короны на осажденном слое.

Данная модель изначально разрабатывалась применительно к порошковой полимерной окраске, однако есть основания предполагать ее пригодность и для электростатической окраски жидкими лакокрасочными материалами.

Математическая модель. Распределение напряженности электрического поля E и плотности объемного заряда γ в рабочем промежутке распылителя находится из решения следующей системы уравнений:

$$Dj = - \gamma / \epsilon_0; \quad (7)$$

$$E = - \operatorname{grad} j; \quad (8)$$

$$\operatorname{div} J = 0, \quad (9)$$

где j – потенциал электрического поля; J – плотность потока частиц.

Если под плотностью J понимать как направленный перенос частиц под действием электрического поля и воздушного потока, так и перенос под действием турбулентной диффузии, то

$$J = \gamma v - D_T \operatorname{grad} \gamma, \quad (10)$$

где D_T – коэффициент турбулентной диффузии.

Конфигурация расчетной области изображена на рис. 1. Граница Γ_3 является осью симметрии задачи; граница Γ_1 аппроксимирует распылитель; Γ_2 – заземленную деталь; Γ_4 и Γ_5 замыкают расчетную область, моделируя стенки камеры напыления.

Граница $\Gamma_6 \dot{\Gamma}_1$ моделирует активную зону промежутка – зону эмиссии объемного заряда, непосредственно прилегающую к срезу рассекателя (или к соплу распылителя).

Граничные условия задачи:

$$j_{\Gamma_2} = 0; \quad \partial j / \partial r \Big|_{\Gamma_3} = 0; \quad (11)$$

на границах Γ_1 , Γ_4 и Γ_5 задаются граничные условия первого рода, т.е. значения потенциалов, соответствующие конкретным условиям:

$$\varphi_{\Gamma_6} = \varphi_0 = q_m \frac{P}{Q}; \quad (12)$$

$$\varphi_{\Gamma_1} = \varphi_{\Gamma_4} = \varphi_{\Gamma_5} = 0; \quad \partial \varphi / \partial r \Big|_{\Gamma_3} = 0. \quad (13)$$

На границе Γ_2 задаются граничные условия второго рода, вытекающие из (9).

Решение задачи (7)–(13) строится как итерационный процесс, на каждом шаге которого из уравнений (7), (8) определяется E по известному r , а из уравнений (9), (10) по найденному значению E находится новое значение r . Сходимость итерационного процесса обеспечивается выполнением на каждой итерации стабилизирующего условия (12) и применением принципа релаксации, т.е. в данном случае – постепенного подхода при решении к заданному граничному условию (12).

Для численной реализации задачи (7)–(13) использовались конечно-разностные методы как наиболее универсальные. Численные методы решения уравнения Пуассона (7) достаточно хорошо разработаны даже для сложных конфигураций. В настоящей модели использовался для этого метод матричной прогонки, хорошо зарекомендовавший себя при решении задачи о коронном разряде в системе «игла–плоскость» [3]. Выполнение численного дифференцирования в (8) не представляет проблем. Самым сложным и трудоемким в реализации оказалось уравнение неразрывности (9), (10), которое до этого не решалось при таких начальных и граничных условиях. Среди специфических особенностей задачи, которые повлияли на выбор конкретных численных методов, можно выделить следующие. Расчетная область является непрямоугольной из-за учета реальной конфигурации распылителя. Большое различие в масштабах зоны эмиссии объемного заряда (3–5 мм) и рабочего промежутка ($H = 150$ –300 мм) приводит к необходимости введения в расчетной области резконверсионерной сетки. Из-за высоких значений коэффициента турбулентной диффузии необходим учет диффузионного члена в уравнении неразрывности (9), (10). Это не позволяет использовать для решения уравнения неразрывности обычно применяе-

мые траекторные методы (метод трубок тока). В результате исследования работоспособности конкретных конечно-разностных схем для решения уравнения неразрывности был выбран, как и для уравнения (7), метод матричной прогонки. Выбор этого метода обеспечивает реализацию решения в широком диапазоне изменения параметров задачи [4].

Адекватность модели. Под понятием адекватности модели подразумевается вопрос о достоверности численных результатов модели. Для прояснения этого вопроса рассматривался комплекс задач-тестов, демонстрирующих аппроксимационную точность, сходимость, консервативность расчетной схемы и соответствие результатов счета имеющимся данным. Другими словами, модель должна продемонстрировать, что математически она считает точно, а физически – она правильно отражает описываемые процессы. Кратко перечислим эти тесты и их результаты.

1. Комплекс стандартных тестов для программ: тесты на последовательности сгущающихся сеток; аналогичные тесты в прямоугольных и непрямоугольных областях; задание фиктивных граничных условий, соответствующих некоему аналитическому решению внутри области и оценка аппроксимационной точности полученного решения.

Все тесты дали положительные результаты: расчетная схема верно аппроксимирует исходные дифференциальные уравнения, имеет первый порядок точности и обладает сходимостью.

2. Сопоставление разных методов решения уравнения неразрывности. Этот путь был реализован сравнением результатов счета штатного метода матричной прогонки при $D_T \ll 0$ и метода трубок тока на распылителе без рассекателя, т.е. в условиях, когда турбулентность воздушного потока, не учитываемая методом трубок тока, не играет определяющей роли. Методическое значение такого сопоставления обусловлено тем, что эти методы базируются на двух принципиально различных подходах к описанию движения газодинамических систем – континуальном и траекторном. Результаты сравнения счета этими методами свидетельствуют, что оба метода дают качественно совпадающие решения, сближающиеся и количественно при соответствующем устранении различий в течение процесса, обусловленных разной природой этих методов. Кроме того, такое совпадение говорит и о единственности решения поставленной математической задачи.

3. Контроль баланса потоков. Для контроля выполнения закона сохранения массы использовалась вычислительная процедура, по которой сравнивался поток массы, внедряемый распылителем в про-

межуток, с потоком массы, пришедшим на внешние границы области. В многочисленных контрольных расчетах, проведенных в широком диапазоне изменения основных параметров задачи (P , q_m , Q , H , D_T , a , j) небаланс был в диапазоне 2–6%, что согласуется с порядком аппроксимации уравнений и используемой расчетной сеткой.

4. Сопоставление расчетной концентрации частиц с данными теории турбулентных струй.

Из теории турбулентных струй известны закономерности распределения концентраций твердых примесей в основном участке турбулентной струи [1]. В частности, распределение концентрации на оси основного участка струи подчиняется гиперболической зависимости $C(x) = \frac{\text{const}}{x + x_H}$, где x_H – рас-

стояние от среза сопла до полюса струи. Распределение избыточной концентрации в поперечном сечении струи подобно профилю универсальных скоростей с точностью до показателя степени (кривая 2 рис. 3). При правильной работе рассматриваемой модели эти зависимости могут быть получены и расчетным путем как концентрации частиц слабозаряженного порошка в несущем воздушном потоке. Расчеты проводились при следующих условиях: $P = 3,6$ кг/ч, $q_m = 0,05$ мКл/г, $Q = 150$ л/мин, $j = 1$ кВ, $H = 25$ см, $2r_0 = 1,5$ см. В решаемой задаче (7)–(13) присутствует коэффициент турбулентной диффузии D_T , данные о значении которого крайне скудны. Численный эксперимент проводился при значениях D_T , изменяемых в пределах 30–100 см²/с. С одной стороны, такое варьирование проводилось с целью выбора значения D_T , при котором расчет-

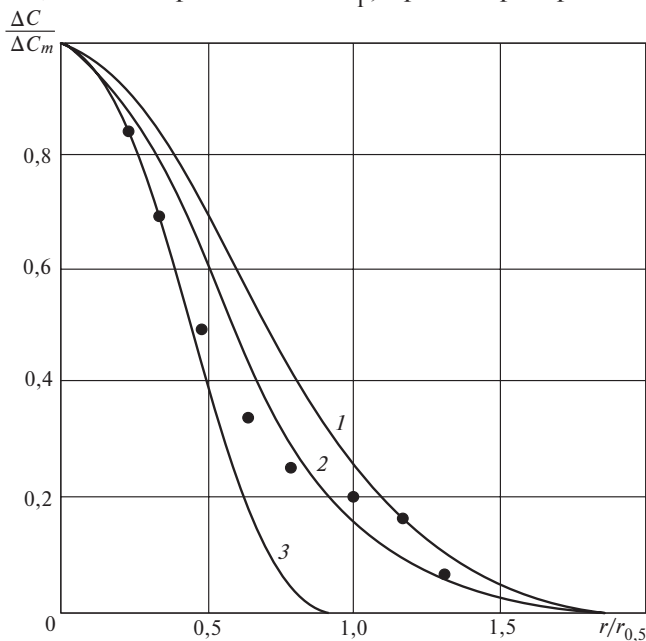


Рис. 3. Распределение избыточной концентрации частиц в воздушной струе в поперечном сечении: 1 – расчет по модели; 2 – теоретический профиль; 3 – согласно теории Шлихтинга и его опытные данные [1]

ные данные наилучшим образом согласуются с теорией, и с другой стороны – для сравнения этого значения D_T с оценками теории турбулентных струй, где $D_T \gg 0,02(2r_0)u_0$, т.е. в условиях данного случая ($2r_0 = 1,5$ см, $u_0 = 20$ м/с) значение D_T должно быть около 60 см²/с.

Сопоставление расчетного и теоретического распределения концентрации по оси основного участка турбулентной струи с твердыми примесями показало, что наилучшее совпадение этих характеристик наблюдается, как и ожидалось, при $D_T \gg 50-70$ см²/с. Распределение избыточной концентрации в поперечном сечении показано на рис. 3 (кривая 1 – расчет по модели, кривая 3 – согласно теории Шлихтинга и его опытные данные [1]).

Электрические и аэродинамические закономерности процесса нанесения порошковых покрытий. Наиболее простым с точки зрения аэродинамики является случай свободного выхода турбулентного воздушного потока из сопла распылителя (рис. 2,а). В этом случае считают, что поток расширяется равномерно вниз по течению; скорость струи на оси, оставаясь постоянной на начальном участке до $x = 12,4r_0$, спадает на основном участке обратно пропорционально расстоянию от сопла; скорость в поперечном сечении струи имеет максимальное значение на оси и спадает до нуля на границе струи; радиальные скорости u_r несоизмеримы с продольными скоростями u_x и в расчет не принимаются; вне границы струи скорости считаются равными нулю. Коэффициент турбулентной диффузии D_0 пропорционален начальной скорости u_0 и радиусу сопла r_0 и в границах струи остается постоянным, а вне струи его значения соответствуют молекулярной диффузии.

Присутствие на пути потока перпендикулярно расположенной плоскости меняет его структуру и усложняет аэродинамику. Схематично воздушный поток в этом случае может быть разбит на три области (рис. 4): зону свободной турбулентной струи I, зону разворота струи II и зону пристеночного течения III [5]. Течение в зоне I еще не испытывает влияния плоскости, размеры этой области соответствуют $x \leq 0,7H$. В зоне II продольные составляющие скорости уменьшаются по мере приближения к плоскости до нуля. В этой же зоне возникает пристеночное течение, имеющее радиальные скорости u_r . Зона II переходит в зону III примерно при $r = 0,3H$, что соответствует началу спада максимальных значений радиальной скорости $u_{r \max}$. В зоне III выделяются ламинарный подслой, составляющий примерно 0,1 толщины пристеночной струи, и пограничный слой, характеризующийся обычными для осесимметричных струй законами

расширения и распределения скоростей по сечению. Максимальные значения скорости $u_{r \max}$ достигаются на границе этих слоев.

В практике нанесения покрытий в электрическом поле сложилось понятие технологического режима напыления, представляющее собой совокупность достаточно просто регистрируемых и регулируемых параметров, характеризующих механическое, электрическое, аэродинамическое состояние процесса, сочетание которых и определяет все разнообразие режимов напыления.

Для базового варианта расчета был выбран режим со следующими параметрами: расход напыляемого материала $G = 2 \text{ г/с} = 7,2 \text{ кг/ч}$; расход воздуха через распылитель $V = 3,3 \times 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с} = 0,2 \text{ м}^3/\text{мин}$; удельный заряд частиц материала $q_0 = 10^{-3} \text{ Кл/кг}$; расстояние «распылитель–изделие» $H = 0,25 \text{ м}$; потенциал зарядного устройства $j_0 = 30 \text{ кВ}$; радиус сопла распылителя $r_0 = 0,75 \times 10^{-2} \text{ м}$; средний размер частиц $2a = 30 \times 10^{-6} \text{ м}$;

Производные величины при этом: скорость воздуха на выходе распылителя $u_0 = V / \rho r_0^2 = 18,9 \text{ м/с}$; плотность объемного заряда на срезе сопла $\rho_0 = q_0 G / V = 6 \times 10^{-4} \text{ Кл/м}^3$; электрическая подвижность частиц $B_q = q / (6\pi\eta) = 0,017 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{Вс}$; коэффициент турбулентной диффузии $D_0 = 0,04 u_0 \nu = 0,006 \text{ м}^2/\text{с}$.

Следуя теории подобия, введем безразмерные параметры: $L = H / r_0 = 33$ – геометрический фактор; $\nu = u_0 r_0 / D_0 = 25$ – соотношение конвективной и диффузионной составляющих потока; $b = r_0 \rho_0 B_q / \epsilon_0 u_0 = 0,046$ – соотношение электрического и аэродинамического факторов; $j^0 = j_0 \epsilon_0 / r_0^2 \rho_0 = 7,9$ – соотношение внешнего и собственного электрических полей.

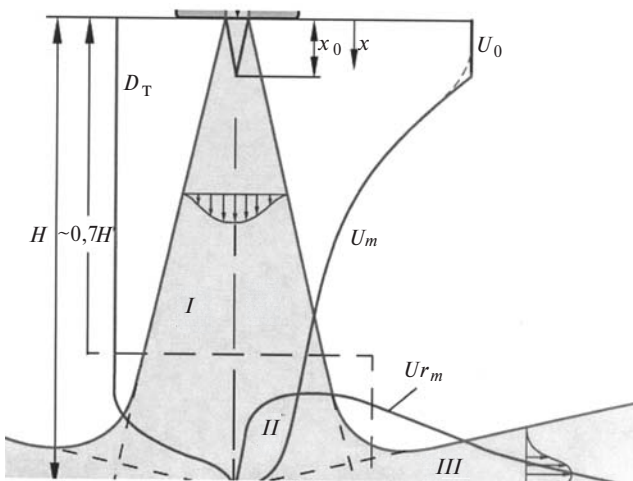


Рис. 4. Структура турбулентной струи, натекающей на плоскость

Высокое значение геометрического фактора L является одной из специфических особенностей задачи, отражая существенную разномасштабность зоны эмиссии объемного заряда и зоны рабочего промежутка. Значения параметров b и j^0 , полученные на основе граничных значений на выходе распылителя, характеризуют процесс лишь в прилегающей к распылителю области. В промежутке же и особенно вблизи плоскости осаждения соотношения между аэродинамическим и электрическим воздействием на частицы между внешним и собственным электрическими полями существенно изменяются. В таких условиях целесообразно перейти к комплексам, учитывающим геометрический фактор: $b_L = b_L$ и $j_L^0 = j^0 / L$, тогда для базового варианта будем иметь $b_L = 1,5$ и $j_L^0 = 0,24$.

Режим напыления при отсутствии рассекателя, хотя и не является представительным в порошковой окраске, представляет наиболее простой случай по геометрии и аэродинамике задачи. Процесс полностью описывается четырьмя безразмерными параметрами: L , ν , b_L и j_L^0 , позволяет в наиболее явном виде исследовать основные закономерности процесса в этом режиме.

Наглядное представление о движении потока заряженных частиц в промежутке дает распределение материальных носителей заряда – концентрации заряженных частиц по промежутку. На рис. 5 эти зависимости показаны по ряду сечений $x/H = \text{const}$. На срезе сопла распылителя ($x/H = 0$) концентрация частиц имеет равномерное распределение $N_0 = \rho_0 / q$. С удалением от сопла за счет электростатического отталкивания и турбулентной диффузии частиц равномерный прямоугольный профиль начальной концентрации начинает размываться, расширяясь и уменьшаясь ($x/H = 0,1$). Такой характер течения сохраняется примерно до $x/H = 0,9$, где, достигнув минимального значения, концентрация начинает возрастать вплоть до плоскости осаждения ($x/H = 1$). Особенно заметно увеличение концентрации в центральной области факела ($r/r_0 \leq 6$), что связано с крутым спадом аэродинамических скоростей в непосредственной близости от плоскости.

Распределение заряженных частиц по объему тесно связано с воздействием на них электрического поля. На рис. 6 представлена зависимость напряженности электрического поля на оси симметрии. Для базового варианта ($b_L = 1,5$) распределение напряженности по промежутку существенно отличается от значения $E_{\text{ср}}$, используемого обычно для оценки силового воздействия электрического поля на частицы. Особенно велико отличие напря-

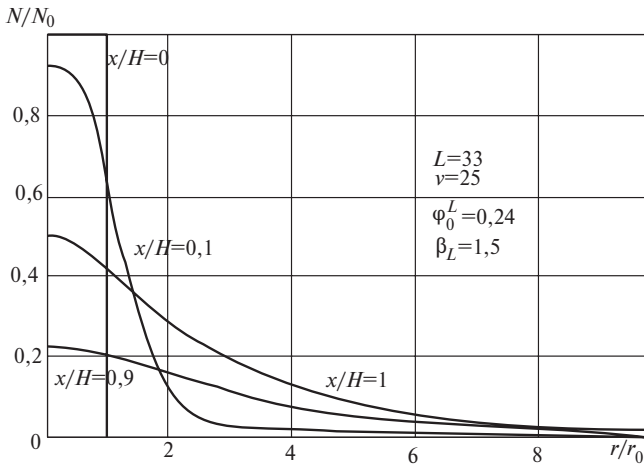


Рис. 5. Распределение концентрации частиц в промежутке по сечениям

женности поля от средней в приграничных областях — вблизи распылителя и у плоскости осаждения. Так, при приближении к плоскости напряженность поля резко возрастает и достигает на плоскости значений, почти в 5 раз превышающих E_{cp} . Вблизи распылителя существует зона с напряженностью противоположного знака, обусловленная тормозящим действием на частицы внедренного в промежуток объемного заряда. Максимальные значения обратной напряженности поля достигаются на срезе сопла распылителя. Для базового варианта это значение составляет 7×10^5 В/м. Наличие зоны обратной напряженности в потоке частиц из распылителя принципиально отличает этот случай от распределения напряженности при коронном разряде, хотя граничные условия по потенциалу и плотности объемного заряда имеют в том и другом случаях одинаковые порядки. Причина этого различия заключается в том, что подвижность частиц примерно на два порядка ниже подвижности ионов. Это приводит к тому, что медленно движущиеся в промежутке частицы создают достаточно сильное собственное электрическое поле, тормозящее частицы на начальном участке струи. В распылителях с внешней зарядкой это же явление приводит к запираанию тока коронного разряда. Поэтому для внедрения в промежуток и транспортировки частиц материала к изделию необходим воздушный поток такой интенсивности, чтобы аэродинамическая скорость частиц вблизи распылителя была существенно выше противоположно направленной скорости под действием электрических сил. Расчеты для базового варианта показывают, что на большей части оси симметрии аэродинамическая составляющая скорости $u_{aэр}$ в восемь и более раз превышает электрическую и лишь в непосредственной близости от плоскости определяющей становится электрическая составляющая $u_{эл} = EB_q$. Несмотря на столь высокое отношение составляю-

щих скорости частиц $u_{aэр}$ и $u_{эл}$ на оси симметрии, вывод о незначительном влиянии электрических сил был бы преждевременным без анализа распределения основных характеристик в поперечном сечении потока. Распределения скорости воздушного потока, концентрации частиц и напряженности электрического поля, отнесенные к соответствующим значениям на оси симметрии, показаны на рис. 7 для сечения струи на расстоянии 1 см ($x/H = 0,96$) от плоскости. Аэродинамический профиль струи u оказывается шире профиля концентрации N , и, в свою очередь, профиль напряженности поля E изменяется значительно медленнее, чем u . Это означает, что по мере удаления от центра к периферии факела роль электрического воздействия на частицы все более возрастает по сравнению с аэродинамическим воздействием. На этом же рисунке показано отношение электрической и аэродинамической составляющих скорости частиц по сечению факела. На расстоянии 0,5, 0,6 радиуса факела эти скорости становятся соизмеримыми, а при $r^3 = 0,75$ радиуса факела электрическая скорость превалирует над аэродинамической. Таким образом, в свободной струе, несущей заряженные частицы, структурно могут быть выделены центральная «аэродинамическая» зона и периферийная «электрическая» зона, в которых движение частиц определяется преимущественно одним из указанных факторов.

Рассмотрим далее влияние на процесс безразмерных параметров, оставшихся для базового варианта неизменными. Среди них наибольший интерес представляют параметры b_L и j_L^0 , отражающие соотношение аэродинамических и электрических сил и соотношение внешнего и собственного электрических полей. Безразмерный параметр ν в рассматриваемых условиях свободной струи имеет постоянное значение (25), а влияние геометриче-

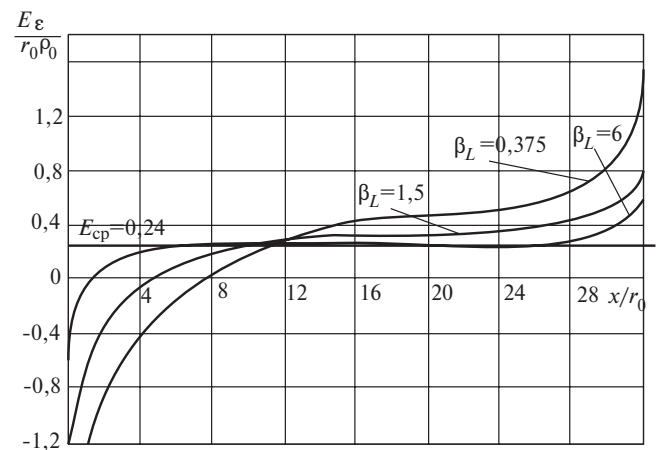


Рис. 6. Распределение напряженности электрического поля на оси симметрии при свободном вылете заряженной струи из распылителя

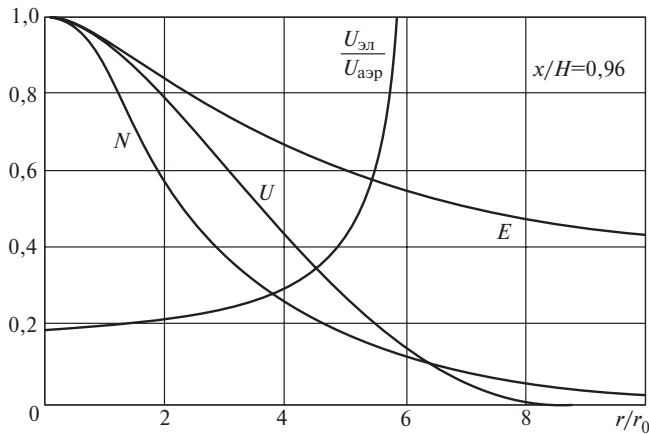


Рис. 7. Концентрация частиц, скорость воздуха, напряженность поля по сечению факела вблизи плоскости осаждения

ского фактора L фактически эквивалентно влиянию межэлектродного расстояния.

Безразмерный параметр b согласно введенному ранее определению возрастает с усилением роли электрических сил в процессе напыления, а именно, с увеличением внедренного объемного заряда γ_0 , увеличением электрической подвижности частиц B_q или при уменьшении скорости воздушного потока u_0 , т.е. изменения b могут быть вызваны разными причинами. Однако для анализа влияния этого фактора на процесс удобно трактовать его как некоторую обобщенную электрическую подвижность частиц, не выделяя особо вклада величин γ_0 , B_q или u_0 .

При малых b_L (≈ 0) слабый спад плотности объемного заряда по течению струи обусловлен лишь действием турбулентной диффузии. С ростом b_L начинает проявляться электростатическое отталкивание частиц и, как следствие, более равномерное распределение их по объему промежутка, что приводит к быстрому снижению плотности объемного заряда на оси струи. При этом менее выраженным становится и увеличение γ в центре отпечатка факела.

В распределении напряженности поля также прослеживается тенденция к равномерности с ростом b_L . С увеличением подвижности b_L значения напряженности на оси струи все более приближаются к среднему значению $E_{ср}$, численно равному значению j_L^0 .

Наглядное представление о влиянии подвижности b_L на процесс дает картина внешних силовых линий (рис. 8). При малых подвижностях ($b_L \approx 0$) частицы, следуя аэродинамическому потоку, имеют прямолинейные траектории, заполняя при своем движении цилиндрическую область вблизи оси симметрии. При значениях $b_L \gg 1, 2$ траектории частиц начинают расширяться вниз по потоку, все еще оставаясь внутри конуса воздушной струи с

границей Γ . При $b_L = 2, 5, 3$ периферийные частицы потока выходят за рамки воздушной струи, т.е. электрическая струя становится шире аэродинамической. Преодолев под действием электрических сил часть межэлектродного промежутка, эти частицы при подлете к плоскости вновь попадают в воздушный поток пристеночного течения, где их траектории испытывают отклонение в радиальном направлении. При увеличении подвижности частиц до $b_L \gg 5, 6$ внешняя траектория движения уже не пересекает плоскости осаждения, разворачиваясь перпендикулярно основному потоку. С дальнейшим ростом параметра b_L частицы заполняют весь промежуток, в том числе и за срезом сопла распылителя.

В структуре электрического поля распылителя может быть выделена линия нулевой продольной напряженности $E_x = 0$, играющая важную роль для осаждения частиц. На рис. 8 показаны конфигурации этой линии для двух значений параметра b_L (1,5 и 6). Частицы материала, оказавшиеся за пределами воздушной струи правее этой линии, продолжают движение к плоскости осаждения под действием электрического поля. Частицы, находящиеся слева от линии $E_x = 0$, начинают движение в противоположном направлении, обуславливая возникновение обратного тока. Как видно из рис. 8, при $b_L = 1,5$ движение частиц материала происходит внутри воздушной струи и, следовательно, отсутствуют частицы, движущиеся вне струи слева от линии $E_x = 0$ (с точностью до диффузионного выноса). При этом обратный ток практически равен нулю. В случае $b_L = 6$ часть частиц при $r/r_0 \approx 5$ попадает в зону отрицательной напряженности, образуя обратный поток, замыкающийся на ствол распылителя или левую границу области. Таким образом, заметные обратные токи возникают при $b_L > 5$ и могут достигать 20–40% значений тока выноса из распылителя, существенно снижая эффективность процесса. Отмеченные результаты

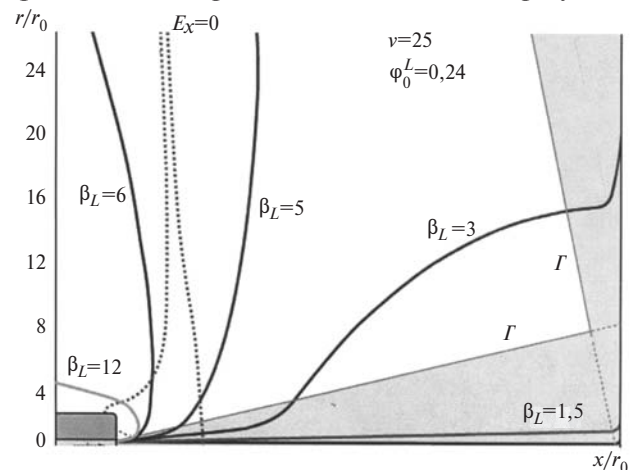


Рис. 8. Зависимости внешних траекторий частиц от параметров

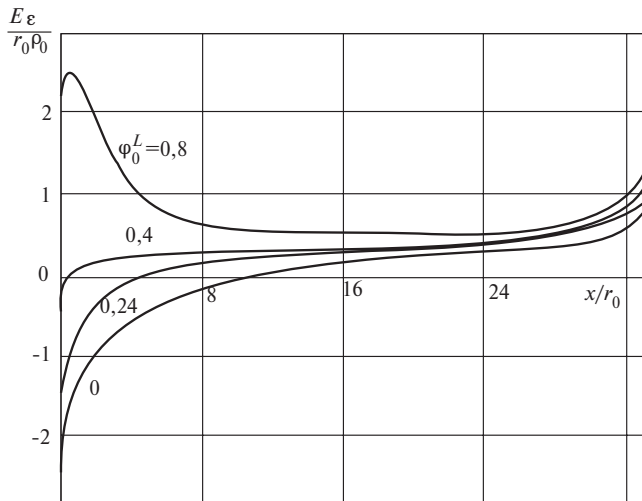


Рис. 9. Зависимости напряженности электрического поля на оси симметрии от параметра

свидетельствуют о следующем. Бытующее среди разработчиков оборудования представление о получении по возможности максимального удельного заряда частиц для обеспечения эффективности процесса верно лишь до определенных границ. Очевидно, что для каждого режима напыления существует свое оптимальное значение этого параметра, при превышении которого эффективность процесса начинает снижаться.

Зависимость напряженности поля на оси струи от параметра j_L^0 представлена на рис. 9. Основные изменения с ростом j_L^0 напряженность поля претерпевает в области, примыкающей к распылителю. При увеличении j_L^0 от 0 до 0,4 экстремальные значения напряженности поля на срезе сопла уменьшаются по модулю, а зона обратной напряженности сокращается по объему и практически исчезает. Расположение кривых напряженности при этом смещается вверх в соответствии с соотношением $E_{\text{ср}} \propto j_L^0$. Дальнейшее усиление внешнего поля ($j_L^0 = 0,8$) приводит к распределению напряженности поля, качественно соответствующему промежуткам с коронным разрядом.

Что касается плотности объемного заряда, то на ее распределение по промежутку параметр j_L^0 практически не влияет. Объяснение этому неожиданному на первый взгляд результату следует искать в значении параметра $b_L = 1,5$, для которого строились эти зависимости. Как было отмечено выше, основная масса частиц при этом сосредоточена внутри воздушной струи (см. рис. 8) и движение частиц определяется преимущественно скоростями воздушного потока. Поэтому изменение

внешнего поля в характерных режимах напыления без рассекателя перераспределением напряженности по промежутку практически не влияет на пространственное распределение зарядов. Очевидно, что в случае более широкой электрической струи, например, в режимах работы с рассекателем, следует ожидать существенного влияния внешнего электрического поля и на распределение пространственного заряда в рабочем промежутке.

Рассмотренный здесь режим свободного вылета струи из распылителя характерен для жидкой окраски в электрическом поле. В порошковой же окраске этот режим имеет ограниченное применение, поскольку здесь чаще используется рассекатель на выходе распылителя. Между тем, рассмотрение этого случая оправдано по многим причинам: наиболее простая и изученная картина аэродинамики, турбулентности и их характеристик, весь процесс описывается четырьмя безразмерными параметрами. Вместе с тем, анализ этого режима, как было показано, дает исчерпывающее представление об основных закономерностях процесса нанесения покрытий: распределению напряженности электрического поля и концентрации частиц и их скоростей, позволяет ввести понятие «электрической» и «аэродинамической» струй, объяснить влияние отдельных параметров на общую картину процесса, проследить причину возникновения обратных токов, проанализировать, исходя из реальных распределений E и ρ , условия осаждения частиц на плоскость. Более того, особенности процесса напыления в более сложных случаях могут быть правильно поняты и интерпретированы только на основе сопоставления с «невозмущенным» режимом свободного вылета потока частиц из распылителя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамович Г.Н., Гиршович Т.А., Крашениников С.Ю. и др. Теория турбулентных струй/Под ред. Г.Н. Абрамовича. — М.: Наука, 1984.
2. Калиткин Н.Н. Численные методы. — М.: Наука, 1978.
3. Артамонов А.Ф., Верещагин И.П., Головин Г.Т., Литвинов В.Е. Расчет поля униполярного коронного разряда для аксиально-симметричных систем электродов. — Электричество, 1982, №9.
4. Artamonov A.F., I.P. Vereshchagin. Mathematical model of electrostatic air spraying and some numerical experiments results. — Journal of Electrostatics, 1989, № 23.
5. Kraatz W. Senkrechter Stoss von Turbulenten Freistrahlen und ihre Ausbreitung auf einer Ebene. — Wiss. Z. (TU Dresden), 1980, №29.

Автор: Артамонов Александр Федорович окончил электротехнический факультет Московского энергетического института (МЭИ) в 1975 г. Ведущий программист кафедры ТЭВН МЭИ.