

УДК 621.45.042:532.592.2:544.772

РАСПЫЛЕНИЕ ЖИДКОСТИ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ СЖАТЫМ ВОЗДУХОМ

Н.В. Коровина, О.Б. Кудряшова, Б.И. Ворожцов, Э.Р. Шрагер

Институт проблем химико-энергетических технологий СО РАН, г. Бийск

E-mail: olgakudr@inbox.ru

Предложена физико-математическая модель импульсного распылителя, работающего от источника сжатого газа. Показана роль кавитации в процессе распыления. Приведен ряд результатов параметрических исследований модели, устанавливающих зависимости дисперсности аэрозоля, угла распыла и массового расхода жидкости от безразмерных параметров, характеризующих геометрические свойства распылителя. Физико-математическая модель позволяет подбирать характеристики распылителя с целью получения аэрозольных сред с заранее заданными параметрами.

Ключевые слова:

Аэрозоль, дисперсность, импульсное воздействие, кавитация, барботирование.

Key words:

Aerosol, dispersion, pulse influence, cavitation, bubling.

Существующие методы создания аэрозолей не всегда удовлетворяют предъявляемым к ним требованиям по дисперсности и времени генерации. Во многих практически важных приложениях требуется быстро, в течение нескольких секунд, создать облако аэрозоля с характерным размером капель 1...10 мкм или меньше микрона. Например, тушение пожара в замкнутом пространстве (телекоммуникационные шкафы, кабины, узкие коридоры, лифты), дезинфекция помещений, осаждение дыма и пыли, ингаляция в медицине и ветеринарии и т. п. требуют быстрой генерации аэрозольного облака с развитой поверхностью капель, что позволяет им наиболее полно взаимодействовать со средой. Развитие традиционных способов распыления жидкостей, видимо, достигло своего технологического предела по скорости создания и степени дисперсности аэрозолей, что определяет актуальность развития новых подходов к решению данной проблемы. Разработка импульсного распылителя позволит удовлетворить требованиям автономности и портативности генераторов аэрозолей, что также бывает важно в критических ситуациях. Как было показано в работах [1–3], где рассматривалась модель импульсного распылителя, использующего энергию ВЭМ, развитие ударно-акустической кавитации в такой модели ведет к уменьшению размеров получаемых частиц по сравнению с теми, которые можно наблюдать при использовании обычных способов распыления, основанных на аэродинамическом разрушении капель. Мелкодисперсный аэрозоль успешно получается и с применением ультразвуковых распылителей, что также основано на эффекте кавитации; однако время получения облака аэрозоля импульсным методом меньше в сотни раз.

Таким образом, импульсный метод распыления уже известен и хорошо себя зарекомендовал, но на небольших объемах распыляемой жидкости. Из соображений безопасности нельзя применять ВЭМ для распыления объемов жидкости, измеряемых литрами и кубометрами. Необходимо разработать более технологичный способ распыления

жидкости, основанный на тех же принципах, что и распылитель «взрывного» типа, с аналогичными характеристиками дисперсности и времени генерации облака. В работе предложена новая конструкция и физико-математическая модель такого распылителя.

Рассмотрим вариант конструктивной схемы распылителя, когда сжатый газ используется не только для создания ударного импульса, но и для раскрутки жидкости по принципу центробежной форсунки. В этом случае результирующую конструкцию можно отнести к классу комбинированного устройства, в котором заложены принципы как центробежной, так и пневматической форсунки импульсного типа.

Распылитель (рис. 1) состоит из компрессионной камеры 1, емкости с распыляемой жидкостью 2, емкости которой ограничены мембранами 3. Площадь поперечного сечения конструкции – S , высота емкости с жидкостью – L . Через отверстие 4 тангенциально поступает газ под давлением p . Выброс жидкости происходит из отверстия 5. Предсопловой блок имеет воздушный зазор b объемом $V_{пnb}$.

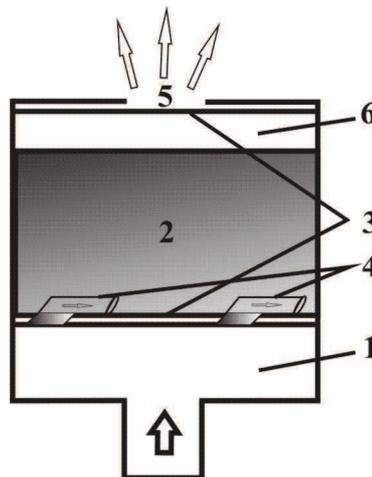


Рис. 1. Схема ударно-волнового распылителя (сжатый воздух)

Сжатый газ, проходя через объем жидкости, раскручивает ее, барботирует и накапливается в предсопловом объеме b . Частично газ растворяется в жидкости, образуя зародыши кавитации – сжатые под давлением микропузырьки. При достижении заранее заданного давления p_{cr} происходит разрыв верхней мембраны. При этом происходит «вскипание» смеси – расширение пузырьков. Разгоняясь от перепада давления, жидкогазовая смесь двинется к сопловому торцу и, достигнув сопловой крышки, ударится об нее. Резкое повышение давления (гидроудар) формирует ударную волну навстречу потоку, доходит до основания, отражается и при определенных условиях обеспечивает кавитацию жидкости. Как будет показано ниже, импульс давления необходим для развития в жидкости ударно-волновой кавитации, что, в свою очередь, требуется для обеспечения более высокой дисперсности получаемого аэрозоля.

Чтобы оценить (в стационарном приближении) амплитуду ударной волны, возникающей при гидроударе, используем уравнение неразрывности на сечении сопла: $Su = S_n u_n$, где u – скорость движения газожидкостной смеси внутри конструкции; S_n – площадь отверстия распылителя; и уравнение Бернулли (без учета сжимаемости кавитированной жидкости, что справедливо для низких концентраций газа):

$$p + \frac{k\rho_l}{2} u^2 = p_a + \frac{k\rho_l}{2} u_n^2,$$

где p_a – давление во внешней среде. Тогда скорость, с которой смесь ударяется о сопловую торцевую поверхность, определяется выражением

$$u = \sqrt{\frac{2(p - p_a)}{k\rho_l((S/S_n)^2 - 1)}}. \quad (1)$$

Скорость после истечения из сопла определится выражением

$$u_n = \frac{S}{S_n} \sqrt{\frac{2(p - p_a)}{k\rho_l((S/S_n)^2 - 1)}}. \quad (2)$$

Тогда в соответствии с формулой Жуковского амплитуда давления в результате гидроудара составит: $p_m = \rho_{mix} c u_n^2$, где c – скорость звука; ρ_{mix} – плотность газожидкостной смеси, $\rho_{mix} = k\rho_l$, где k – коэффициент, характеризующий изменение плотности жидкости. Можно определить величину этого коэффициента, оценив количество растворенного в жидкости газа, которое в соответствии с законом Генри пропорционально парциальному давлению газа над жидкостью. Так, для воздуха под давлением 8,5 МПа растворенный газ изменит плотность жидкости в $k=0,82$ раза. При таком значении коэффициента k концентрация растворенного газа (порядка 10^{-4} для воды при указанном давлении) достаточно мала, чтобы жидкость можно было считать несжимаемой.

Ударная волна в относительно плоском слое жидкости испытывает ряд отражений с постепенным затуханием. Если время истечения жидкости будет

много больше времени прохождения волны, установятся резонансные акустические колебания с длиной волны $\lambda=2L$ и частотой $\omega = \frac{\pi c}{L}$. Интенсив-

ность звукового поля за время прохождения волны составит: $I = \frac{Qc}{LS}$, где Q – энергия ударного воздей-

ствия, равная энергии, запасенной в сжатом газе в предсопловом объеме: $Q = i/2 V_{pnb} p_{cr}$, где i – число степеней свободы молекулы газа (для трехатомного газа советуют принять $i=7$ [4]). С другой стороны, интенсивность волнового поля $I = \frac{\rho_l Z_m^2 \omega^2 c}{2}$. Отсюда

получаем выражение для амплитуды смещения частиц в звуковой волне:

$$Z_m = \sqrt{\frac{2Qc}{L\rho_l S \omega^2 c}}.$$

Получим безразмерный параметр

$$Wo = \frac{Z_m}{L} = \frac{1}{\pi c} \sqrt{\frac{2Q}{M_l}},$$

характеризующий эффективность процессов кавитации, – величина плоского разрыва по отношению к высоте столбика жидкости. Этот параметр определяется прежде всего величиной энергии сжатого газа по отношению к массе жидкости: чем больше это отношение, тем выше эффективность кавитации. Если данный параметр мал, то процессами ударно-волновой кавитации в задаче можно пренебречь.

Следующая за волной сжатия плоская волна разрежения с амплитудой Z_m порождает плоский разрыв с эффективной толщиной $Z_{ef} = Z_m/\sqrt{2}$ [5]. Фаза сжатия приводит к преобразованию плоского разрыва в ансамбль шарообразных пузырьков диаметра D_b , заполненных водяными парами и ранее растворенными в воде газами. При равномерном наполнении жидкости такими пузырьками можно выделить элемент, частично заполненный водой, частично – газами и парами воды; его плотность составит $k\rho_l$, $D_b = (1-k)Z_{ef}$. Тогда, с учетом (1), получим выражение для диаметра пузырька:

$$D_b = \frac{L(1-k)}{\pi c} \sqrt{\frac{Q}{M_l}}.$$

Газожидкостная смесь, представляющая собой водяной каркас с распределенными в нем кавитационными пузырьками, под действием давления сжатого газа вырывается через отверстие. В предположении, что в момент истечения кавитированной жидкости каждый пузырек, находящийся под давлением p , раздуется до атмосферного и в этот момент разорвется на капли диаметром, равным толщине водяного слоя, в работе [1] получена оценка диаметра капель:

$$D_d = \frac{D_b}{2} \left[\sqrt[3]{\frac{k}{1-k} + \left(\frac{p_m}{p_a}\right)^{1/\gamma}} - \left(\frac{p_m}{p_a}\right)^{1/3\gamma} \right]. \quad (3)$$

Проведем оценки величин времени, характеризующих процесс. Время прохождения волны по слою жидкости толщиной L составит: $t_w=L/c$, где c – скорость звука в кавитированной жидкости. Время истечения можно оценить как $t_{ex}=L/u_n$, где u_n – скорость истечения, определяемая по формуле (2). Тогда для воды (если скорость звука не меняется в кавитированной жидкости) отношение времени прохождения волны ко времени истечения: $t_w/t_{ex}=u_n/c \approx 0,03 \pm 0,1 \ll 1$ при рассматриваемых уровнях давлений (порядка 1...5 МПа). Таким образом, в процессе истечения жидкости из сопла конструкции в ее толщине успевают развиться акустические колебания, вызывающие кавитацию, причем таких колебаний пройдет не менее 10. В этом случае устанавливается стационарный режим истечения. Поскольку жидкость движется, как показано в [7], схлопывания кавитационных пузырьков не происходит, и они разрывают сплошность жидкости, способствуя в дальнейшем образованию более мелких капель аэрозоля, чем при распылении некавитированной жидкости. Более подробно этот вопрос будет обсужден ниже.

Для описания первой стадии процесса рассмотрим истечение газа из камеры I через небольшое отверстие при поддержании в резервуаре постоянного давления. Будем считать, что размеры резервуара настолько велики по сравнению с размерами выходного отверстия, что можно полностью пренебречь скоростью движения газа внутри резервуара, и, следовательно, давление и плотность газа внутри резервуара будут иметь значения p , ρ . Давление во внешней среде обозначим через p_a . Скорость истечения газа можно определять по формуле [6]:

$$v_g = \frac{1}{\rho S_1} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} p \rho \left[\left(\frac{p_a}{p} \right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{p_a}{p} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right]}$$

где γ – показатель адиабаты истекающего газа.

Из закона сохранения импульса находим тангенциальную скорость движения жидкости:

$$v_{in} = \frac{\rho}{\rho_l} v_g, \quad (4)$$

где ρ_l – плотность жидкости.

В рассматриваемой конструкции импульсного распылителя происходит раскручивание жидкости, как в центробежной форсунке. Отличие от принципа центробежной форсунки заключается в том, что в отверстия 4 (рис. 1) втекает не жидкость, а сжатый газ, передавая импульс движения жидкости и раскручивая ее. Теория центробежной форсунки была разработана Г.Н. Абрамовичем и развита (с учетом сил трения) Л.А. Клячко. Поскольку в емкости с жидкостью создаются все условия, соответствующие классической центробежной форсунке, считая скорость «втекания» жидкости по формуле (4), пренебрегая сжимаемостью кавитированной жидкости, воспользуемся этой теорией для приближенного описания процессов истече-

ния из форсунки, оценки основных эксплуатационных характеристик устройства в зависимости от параметров конструкции.

Необходимо рассчитать геометрический комплекс A (Абрамович Г.Н.):

$$A = \frac{(R - r_{in})r_n}{nr_{in}^2} = \left(\sqrt{\frac{S}{S_{in}}} - 1 \right) \sqrt{\frac{S_n}{S_{in}}} \frac{1}{n},$$

где R – радиус емкости с жидкостью; r_{in} – радиус входного отверстия; r_n – радиус сопла; S_{in} – площадь входных отверстий. Эквивалент геометрического комплекса, учитывающий вязкость (Клячко Л.А.):

$$A_e = \frac{A}{1 + \frac{\lambda}{2} \left(\frac{R^2}{r_e^2} - A \right)} = \frac{A}{1 + \frac{\lambda}{2} \left(\frac{S}{S_{in}} - A \right)},$$

где $r_e = \sqrt{\frac{S_{in}}{\pi}}$ – эквивалентный радиус отверстий;

$\lambda = \frac{1,05}{Re^{0,3}}$ – коэффициент трения, критерий Рей-

нольдса $Re = \frac{2u_{in}r_{in}}{\nu}$ относится к жидкости в камере

закрутки; ν – кинематическая вязкость.

В центре сечения факела распыла возникает воздушный вихрь с давлением, равным давлению окружающей среды. Коэффициент живого сечения, характеризующий степень заполнения жидкостью факела распыла, обозначим ε . Теория Абрамовича–Клячко позволяет рассчитать коэффициент живого сечения, зная значение геометрического комплекса A_e , путем решения трансцендентного уравнения:

$$A_e = \frac{1 - \varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^3 / 2}}.$$

Угол факела распыла рассчитывается по формуле:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{(1 - \varepsilon)\sqrt{8}}{(1 + \sqrt{1 - \varepsilon})\sqrt{\varepsilon}}.$$

Объемный расход G и коаксиальная составляющая выходной скорости потока u_z рассчитываются в соответствии со следующими со-

отношениями: $G = \pi r_{in}^2 n u_{in} = \pi r_n^2 u_z \varepsilon$, отсюда $u_z = \frac{S_{in}}{S_n} \frac{u_{in}}{\varepsilon}$.

Время истечения можно оценить исходя из значе-

ния объемного расхода: $\int_0^{t_{ex}} G(t) dt = M_l / \rho_l$.

Таким образом, имея в качестве исходных данных геометрические характеристики форсунки L , $S(R)$, $S_{in}(r_{in}, n)$, $S_n(r_n)$, а также импульс давления p_m , мы получаем объемный расход жидкости, время истечения, угол распыла.

Определению дисперсности аэрозолей, полученных с помощью центробежных форсунок, посвящено множество работ ([6] и ссылки там же). В работе [8] получена полуэмпирическая формула для широкого

ряда центробежных распылителей в диапазоне параметров: $A=1,72-9,51$; $\Pi_1=8(10^{-6}-10^{-2})$; $Re=800-25\ 000$. Опытные данные обобщены формулой:

$$\frac{r}{r_n} = 47,8A^{-0,6} Re^{-0,7} \Pi_1^{-0,1}, \quad (5)$$

где r – радиус капли; число Рейнольдса относится к исходящему потоку; параметр Π_1 характеризует соотношение инерционных и вязкостных сил в жидкости:

$$\Pi_1 = \frac{\mu_i^2}{2r_n \rho_i \sigma}, \quad \mu_i - \text{кинематическая вязкость};$$

σ – поверхностное натяжение жидкости. Эта зависимость является наиболее общей среди подобных [6], учитывающих влияние большого числа входных параметров. Следует прежде всего отметить, что все подобные зависимости дают величины радиуса получаемых капель порядка 100 мкм и более, притом чем выше скорость потока (а следовательно, и Re), тем выше дисперсность получаемого аэрозоля. Это соответствует аэродинамическому механизму разрушения струй жидкости и разделения их на капли [9]. Оценки размеров капель аэрозоля по «кавитационному» механизму (3) дают для наших условий приблизительно на порядок более высокую дисперсность, чем полученные из рассмотрения аэродинамического механизма образования капель (5).

На рис. 2 приведены результаты расчета зависимости радиуса образующихся капель аэрозоля по кавитационному механизму и по аэродинамическому, в зависимости от Wo . Практическое следствие данных модельных расчетов таково: чтобы получить высокодисперсный аэрозоль (радиус капель около 1...10 мкм), необходимо создать условия для кавитации ($Wo > 0,01$), но не допускать слишком большого импульсного воздействия на жидкость $Wo \sim 0,08...0,09$.

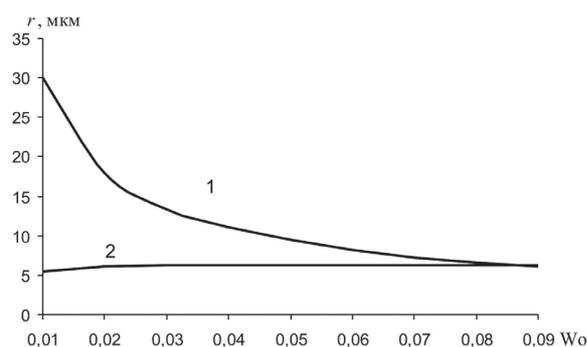


Рис. 2. Зависимость радиуса капель аэрозоля, соответствующая аэродинамическому (1) и кавитационному механизму (2)

Проведем параметрические исследования предложенной модели. Для этого выделим следующие безразмерные геометрические параметры, характеризующие процесс распыления: S/S_{in} – отношение площади сечения емкости с жидкостью к площади входных отверстий; S/S_n – отношение площади сечения емкости с жидкостью к площади сечения со-

пла; параметр Абрамовича A , являющийся комбинацией вышеуказанных параметров и количества входных отверстий n (9).

На рис. 3 приведена зависимость угла распыла от указанных безразмерных параметров. Из расчетов видно, что параметр Абрамовича (кривая 3) и параметр S/S_{in} (кривая 1), характеризующий отношение площади емкости с жидкостью к площади входных отверстий, существенно увеличивают угол распыла: с ростом этих параметров угол факела распыла можно увеличить до 60° и выше.

Из трех перечисленных геометрических параметров лишь S/S_{in} оказывает влияние на объемный расход жидкости: с увеличением данного параметра (относительным уменьшением площади входных отверстий) объемный расход падает.

Проведем расчет для следующих параметров распылителя, изображенного на рис. 1: площадь поперечного сечения $S=0,0064$ м², вода общей массой 300 г, сжатый воздух под давлением $p=85$ атм, $V_{pnb}=50$ см³. Давление в ударной волне составит $p_{pnb}=300$ атм, скорость втекающего в воду сжатого воздуха 1920 м/с, скорость потока воды – 250 м/с, угол факела распыла – 70°, скорость истечения воды из отверстия распылителя – 20 м/с, время истечения 53 с. Экспериментальные данные: угол распыла 65°, скорость истечения 25 м/с, время истечения 50 с. Величина параметра $Wo=0,014$, характерный радиус капель $r=6$ мкм (в расчете по аэродинамическому механизму (5) $r=23,5$ мкм).

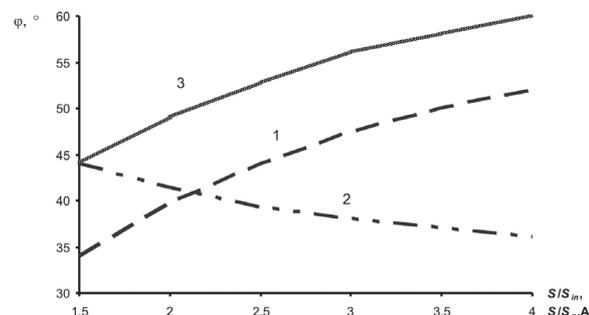


Рис. 3. Зависимость угла распыла φ от параметров S/S_{in} (1), S/S_n (2), A (3)

Пропорции конструкции играют большую роль в управлении дисперсностью аэрозоля. Если, оставляя объем компрессионной камеры и распыляемой жидкости постоянными, менять высоту столбика жидкости (и, соответственно, площадь S), то радиус капель, рассчитанный по (3), будет меняться линейно от 2,7 мкм при $L=3$ см до 13,1 мкм при $L=10$ см.

Выводы

Предложена новая конструкция и физико-математическая модель центробежной пневматической форсунки при импульсном воздействии сжатого газа. На основе предложенной модели получены выражения для расчета основных определяющих параметров распыления от входных параметров форсунки; имея в качестве исходных данных

геометрические характеристики форсунки L , S , S_m , S_n , мы получаем объемный расход жидкости, время истечения, угол распыла и дисперсность получаемого аэрозоля.

Показано, что для обеспечения более высокой дисперсности аэрозоля необходимо обеспечить импульсный характер воздействия на жидкость;

предложен безразмерный критерий Wo , характеризующий определяющий механизм диспергирования. Расчеты нашли качественное экспериментальное подтверждение.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (№ 12-08-90810-мол_рф_нр).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кудряшова О.Б., Ворожцов Б.И. Математическая модель взрывной генерации жидкокапельных аэрозолей // Известия Томского политехнического университета. – 2011. – Т. 318. – № 2. – С. 77–81.
2. Кудряшова О.Б., Ворожцов Б.И., Муравлев Е.В., Ишматов А.Н., Павленко А.А. Ударно-волновая генерация высокодисперсных жидкокапельных аэрозолей // Ползуновский вестник. – 2010. – № 4–1. – С. 95–100.
3. Ворожцов Б.И., Кудряшова О.Б., Ишматов А.Н., Ахмадеев И.Р., Сакович Г.В. Взрывная генерация высокодисперсных жидкокапельных аэрозолей и их эволюция // ИФЖ. – 2010. – Т. 83. – № 6. – С. 1084–2004.
4. Витман Л.А., Кацнельсон Б.Д., Палеев И.И. Распыливание жидкости форсунками / ред. С.С. Кутателадзе – М.; Л.: Госэнергоиздат, 1962. – 264 с.
5. Кириллин В.А. и др. Техническая термодинамика. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 417 с.
6. Физическая энциклопедия / Д.М. Алексеев, А.М. Балдин, А.М. Бонч-Бруевич, А.С. Боровик-Романов, Б.К. Вайнштейн, С.В. Вонсовский, А.В. Гапонов-Грегов, С.С. Герштейн, И.И. Гуревич, А.А. Гусев, М.А. Ельяшевич, М.Е. Жаботинский, Д.Н. Зубарев, Б.Б. Кадомцев, И.С. Шапиро, Д.В. Ширков / под общ. ред. А.М. Прохорова. – М.: Советская энциклопедия, 1988–1998.
7. Кедринский В.К. Газодинамика взрыва: эксперимент и модели. – Новосибирск: Издательство СО РАН, 2000. – 435 с.
8. Блох А.Г., Кичкина Е.С. Распыливание жидкого топлива механическими форсунками центробежного типа // Сб. Вопросы аэродинамики и теплопередачи в котельноотопительных процессах. – М.: Госэнергоиздат, 1958. – С. 132–140.
9. Пажи Д.Г., Ламм Э.Л. Распыливающие устройства в химической промышленности. – М.: Химия, 1975. – 200 с.

Поступила 28.06.2012 г.

УДК 674.815-41

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОСТУПАТЕЛЬНО-ВРАЩАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ДРЕВЕСНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ОРИЕНТИРОВАНИИ

С.М. Плотников, М.С. Лурье

Сибирский государственный технологический университет, г. Красноярск

E-mail: smplotnikov@rambler.ru

Представлены результаты моделирования ориентирования плоских древесных частиц, используемых при изготовлении плит из крупноразмерной стружки. Получены зависимости времени падения и скорости разворота частиц от их параметров и высоты падения, позволяющие минимизировать угол укладки частиц в стружечном ковре.

Ключевые слова:

Плоская частица, имитационная модель, время падения, импульс вращения, коэффициент аэродинамического сопротивления.

Key words:

Flat particle, simulation model, fall time, momentum of rotation, drag coefficient.

Современная технология изготовления плит из крупноразмерной ориентированной стружки (Oriented Strand Board – OSB) предусматривает их ориентирование при формировании стружечного ковра, который в дальнейшем подвергается горячему прессованию. Благодаря укладке частиц наружных слоев брикета в продольном, а внутренних – в поперечном направлении возможно значительное повышение прочности на изгиб изготавливаемых плит. Причем чем меньше угол разброса частиц, тем выше прочность готовой плиты, которая приближается к прочности исходной древеси-

ны. Ориентирование частиц является одной из основных операций в технологическом процессе изготовления OSB, что требует ее подробного изучения с целью совершенствования ориентирующих устройств.

Зная динамику движения древесной частицы, в частности изменение скорости и времени падения и разворота от ориентирующего органа до укладки в стружечный ковер, можно так подобрать действующий на частицу вращающий импульс, что она будет уложена в ковер с наименьшим углом отклонения. Это позволит значительно улучшить ос-