

УДК.665.937.6 : 66.084

В.И. Погонец, И.Х. Пешков, О.И. Русанов

Дальневосточный государственный технический рыбохозяйственный университет,
690087, г. Владивосток, ул. Луговая, 52б

ПЕРЕНОС ТЕПЛА И ВЛАГИ ПРИ СУШКЕ ВО ВЗВЕШЕННОМ СОСТОЯНИИ ИЗМЕЛЬЧЕННЫХ МОРЕПРОДУКТОВ

Проведены исследования сушки частиц ламинарии, кальмара, трепанга, рыбного фарша (трески, минтая), агара и других измельченных морепродуктов во взвешенном состоянии в закрученных потоках. Выявлены основные закономерности переноса тепла и влаги сушки этих продуктов. По полученным результатам удалось разработать более десятка новых сушилок, которые успешно эксплуатируются на береговых рыбозаводах и в судовых условиях.

Ключевые слова: сушка, морепродукты, взвешенное состояние, особенности переноса тепла и влаги.

V.I. Pogonets, I.H. Pechkov, O.I. Rusanov HEAT AND MOISTURE TRANSFER DURING DRYING IN SUSPENSION GRINDING SEAFOOD

Investigations of drying of particle of kelp, squid, sea cucumber, minced fish (cod, pollock), agar and other shredded seafood suspended in swirling flows have been done. The basic laws of heat and moisture of drying of these products have been detected. According to the results failed to develop more than a dozen new dryers, which are successfully used in coastal fish factories and ship conditions.

Key words: drying, seafood, suspension, feature of heat and moisture transfer.

Процесс сушки влажных морепродуктов представляет собой не только теплофизический, но и технологический процесс, в характере протекания которого решающую роль играет организация его в технологической схеме, с учетом особенностей строения морепродуктов, обуславливающая форму связи влаги с биочастицами [4, 5, 6, 7, 8].

Основой теории сушки являются закономерности переноса тепла и влаги во влажных частицах продуктов при взаимодействии их с нагретым до определенной температуры теплоносителем [2]. Макрокинетический метод описания процессов с дисперсной средой, как известно, состоит в том, что в условиях, определяющихся технологической схемой процесса, исследуется кинетика обработки малого объекта (частицы), которая затем рассматривается совместно с параметрами среды с учетом особенностей обработки.

Процесс сушки влажных частиц морепродуктов – процесс тепло- и массообмена при наличии фазовых превращений. Этот процесс состоит из переноса теплоты и вещества внутри частиц измельченных морепродуктов (ламинарии, кальмара, крупки из рыбного фарша и др.), так называемый внутренний тепло- и массообмен и переноса теплоты и вещества от обрабатываемой частицы в окружающую среду (внешний тепло- и массообмен). Сочетание внешнего и внутреннего тепло- и массообмена определяет кинетику процесса сушки.

Рассмотрим особенности переноса теплоты и вещества во влажных частицах измельченных морепродуктов. Для каждой отдельной частицы период падающей скорости сушки наступает в общем случае после окончания первого периода – постоянной скорости сушки.

В период постоянной скорости сушки влажность на поверхности сохнущего материала больше гигроскопической, а пар, выделяющийся с поверхности, является насыщенным, его температура равна температуре испарения влаги. Поскольку в этот период влага испа-

ряется в основном с поверхности частиц, то температура поверхности с достаточной степенью точности равна температуре насыщенного пара.

В период падающей скорости сушки влажность на поверхности обрабатываемых частиц морепродуктов становится равной гигроскопической, что приводит к углублению зоны испарения внутрь частиц, и скорость процесса начинает лимитироваться скоростью подачи влаги из внутренних слоев частиц к их поверхности. Это приводит к росту температуры поверхности частиц измельченных морепродуктов.

Внешний тепло- и массообмен при конвективной сушке частиц представляет собой перенос теплоты, осложненной переносом вещества, и перенос вещества (пара) в неконденсирующейся нейтральной газовой среде, при этом направление потока теплоты не совпадает с направлением потока вещества [12].

Гидродинамические условия процесса тепло- и массообмена следующие: теплоноситель перемещается относительно поверхности частиц, обтекая их. При этом в непосредственной близости от поверхности каждой частицы гидробионтов образуется пограничный слой, оказывающий значительное влияние на процесс сушки. В таком случае все параметры состояния пограничного газа отличаются от параметров состояния газа в камере сушки. Это приводит к появлению добавочных сопротивлений для переноса теплоты и влаги.

При рассмотрении гидродинамической обстановки в созданных нами установках [5, 10] различного типа было замечено, что частицы морепродуктов могут находиться в зоне турбулентного режима с большими числами Рейнольдса Re , т.е. в конических камерах установок, которые нами предложены промышленным предприятиям. Замечено также, что в этих конических камерах с активным кипящим слоем морепродуктов, в ядре потока, на динамику обтекания частиц накладывается влияние входного эффекта воздушных струй теплоносителя, выходящего из множества отверстий газораспределительной решетки, предложенной авторами [9]. Кроме того, турбулизующее действие на пограничный подслоя оказывает процесс испарения влаги с поверхности частиц гидробионтов. Вылетающий пар имеет достаточно большие скорости и, пронизывая пограничный слой, также способствует его турбулизации.

Таким образом, изучая протекание процессов в разработанных установках, мы наблюдали режимы обтекания, которые дают возможность сохранить вязкий подслоя на каждой частице, а также его турбулизацию.

Рассматривая последовательно явления, имеющие место в обоих случаях, мы выяснили, что формирование пограничного подслоя происходит следующим образом: если на большом расстоянии от обтекаемой поверхности теплоноситель движется со скоростью ω_t относительно этой поверхности, то на некотором малом расстоянии сказывается влияние трения теплоносителя о поверхность частиц. То есть в ядре потока поле скоростей однородно и градиент скорости равен нулю, а на некотором малом расстоянии возникает градиент скорости, отличный от нуля и направленный от поверхности к потоку теплоносителя. В случае конвективной сушки обтекаемая поверхность частиц имеет температуру ниже температуры воздуха, и та часть теплоносителя, которая составляет пограничный слой, двигаясь медленнее всего потока, успевает охладиться сильнее.

Таким образом, в пограничном слое из-за градиента скорости на различных расстояниях от обтекаемой поверхности частиц возникает градиент температур, по направлению он совпадает с градиентом скорости и зависит от тех же причин, от которых зависит и последний, а также от теплопроводности теплоносителя. В пограничном слое имеет место градиент влагосодержания воздуха.

В связи с тем, что рассматриваемый нами процесс осложнен испарением влаги с поверхности частиц морепродуктов, уравнение переноса энергии необходимо дополнить новым членом, характеризующим объемное испарение влаги, как это предлагается в класси-

ческой литературе [1]. Его величина равна произведению удельной теплоты испарения q_u на массу испаряющейся влаги M_e в единице объема с поверхности пористого тела в единицу времени.

Поле скоростей и температур с учетом испарения с поверхности частиц в ламинарном пограничном слое описывается [1]:

1) уравнением количества движения:

$$\omega_x \frac{\partial \omega_x}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial \omega_x}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial y^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}; \quad (1)$$

2) уравнением сплошности:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho \omega_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho \omega_y) = 0; \quad (2)$$

3) уравнением теплообмена, осложненного испарением:

$$\rho C_p q \left(\omega_x \frac{\partial t}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial t}{\partial y} \right) = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} - q_u M_e. \quad (3)$$

В уравнение (3) не включены члены, представляющие диссипацию энергии: это член, определяющий внутреннее трение $\nu \rho \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial y^2}$, и член, учитывающий расширение теплоносителя $\omega_x \frac{\partial P}{\partial x}$ в связи с их малостью;

4) краевое условие: конвективный тепловой поток от омывающего теплоносителя передается теплопроводностью через пограничный слой:

$$\alpha \cdot \Delta t = \lambda_r \frac{\partial t}{\partial y}, \quad (4)$$

где ω_x – компонента скорости вдоль обтекаемой поверхности; ω_y – компонента скорости, нормальная к поверхности.

При малом изменении давления в поперечном направлении пограничного слоя можно считать, что давление определяется условиями во внешнем потоке газа. Согласно уравнению Бернулли

$$-\frac{\partial P}{\partial x} = \rho_\Gamma \cdot \omega_\Gamma \cdot \frac{\partial \omega_\Gamma}{\partial x}. \quad (5)$$

Величины с подстрочными индексами « Γ » относятся к потоку теплоносителя вне пограничного слоя.

Система уравнений, описывающих внешнюю задачу, примет вид

$$\omega_x \frac{\partial \omega_x}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial \omega_x}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial y^2} + \omega_\Gamma \frac{\partial \omega_\Gamma}{\partial x}, \quad (1')$$

$$\frac{\partial \omega_x}{\partial x} + \frac{\partial \omega_y}{\partial y} = 0, \quad (2')$$

$$\rho C_p q \left(\omega_x \frac{\partial t}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial t}{\partial y} \right) = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} - q_u M_e, \quad (3')$$

$$\alpha \cdot \Delta t = \lambda_r \frac{\partial t}{\partial y}. \quad (4')$$

Предполагаем, что тепло, необходимое для испарения частиц влаги, передается путем теплопроводности. Плотность такого потока теплоты равна

$$\frac{\lambda_r}{d} (T_c - T_m) = q_u dM_e, \quad (6)$$

где $M_e d$ – интенсивность испарения; d – характерный размер частиц морепродуктов, подвергаемых сушке.

Рассмотрим процесс турбулизации пограничного слоя. Для описания процесса можно использовать теорию турбулентности Прандтля.

Для случая двухмерного потока уравнение движения в пограничном слое имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \omega_x}{\partial \tau} + \omega_x \frac{\partial \omega_x}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial \omega_x}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial y^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}, \quad (7)$$

где ω_x, ω_y – мгновенные величины составляющих скорости; ρ, P, ν – мгновенные значения плотности, давления и кинематического коэффициента вязкости соответственно.

Уравнение неразрывности для двухмерного потока:

$$\frac{\partial \omega_x}{\partial x} + \frac{\partial \omega_y}{\partial y} = 0. \quad (8)$$

Умножим левую и правую части на ω_x и, произведя преобразования, получим

$$\frac{\partial \omega_x^2}{\partial x} + \frac{\partial (\omega_x \omega_y)}{\partial y} = \omega_x \frac{\partial \omega_x}{\partial x}. \quad (9)$$

Подставив уравнение (9) в уравнение (7), получим

$$\frac{\partial \omega_x}{\partial \tau} + \frac{\partial \omega_x^2}{\partial x} + \frac{\partial (\omega_x \omega_y)}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial y^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}. \quad (10)$$

Компоненты скорости турбулентного потока можно разложить на средние по времени и пульсационные составляющие:

$$\omega_y = \overline{\omega_y} + \omega'_y; \quad \omega_x = \overline{\omega_x} + \omega'_x$$

При осреднении во времени пульсационные составляющие исчезают ($\omega'_x = 0$; $\omega'_y = 0$), но на квадраты и произведения пульсационных величин это не распространяется. После замены в уравнении мгновенных величин средними и пульсационными, а также после исключения градиента давления как величины незначительной и сил вязкого трения (ввиду отсутствия ламинарного подслоя) получим уравнение в следующем виде:

$$\overline{\omega_x} \frac{\partial \overline{\omega_x}}{\partial x} + \overline{\omega_y} \frac{\partial \overline{\omega_x}}{\partial y} = - \frac{\partial (\overline{\omega'_x \omega'_y})}{\partial y}. \quad (11)$$

В физической модели турбулентности, описанной в книге [11], автор исходит из предположения о том, что касательные напряжения в турбулентном потоке вызываются переносом вихрей. В двухмерном потоке усредненная интенсивность вихря выражается формулой

$$\omega = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{\omega_x}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{\omega_y}}{\partial x} \right). \quad (12)$$

Если направление потока совпадает с осью абсцисс, то величина $\frac{\partial \overline{\omega_y}}{\partial x}$ мала по сравнению с величиной $\frac{\partial \overline{\omega_x}}{\partial y}$. Если средний свободный путь жидкой частицы в турбулентном потоке равен l , то при поперечном переносе частицы из одного слоя в другой последняя будет иметь избыток или недостаток значения вихря, равный

$$\Delta \omega - l \frac{\partial \overline{\omega}}{\partial y} = \frac{1}{2} l \frac{\partial^2 \overline{\omega_x}}{\partial x^2}, \quad (13)$$

где l – длина пути перемешивания, представляющая собой то расстояние, которое частица жидкости, двигаясь со средней скоростью своего первоначального слоя, должна пройти для того, чтобы разность ее скорости и скорости течения потока в новом месте стала равной усредненному значению от абсолютной величины продольной пульсации турбулентного сечения.

Потеря индивидуальности жидкой частицы должна сопровождаться скачкообразным изменением пульсации на величину $\omega' = \Delta \omega$.

Однако
$$\omega' = \frac{1}{2} \frac{\partial \omega'_x}{\partial y}. \quad (14)$$

Отсюда
$$\frac{\partial \omega'_x}{\partial y} = l \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial y^2}. \quad (15)$$

Используя то обстоятельство, что поперечные пульсации скорости имеют тот же порядок величин, что и продольные пульсации, т.е.

$$\pm \omega'_y \approx \omega'_x \approx l \frac{\partial \omega_x}{\partial y}, \quad (16)$$

из уравнений (7), (16), (11) можно получить

$$\overline{\omega_x} \frac{\partial \omega_x}{\partial x} + \overline{\omega_y} \frac{\partial \omega_x}{\partial y} = \pm l^2 \frac{\partial \omega_x}{\partial y} \cdot \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial y^2}. \quad (17)$$

Теплообмен между потоком сушильного агента и измельченной частицей морепродуктов описывается уравнением конвективного переноса тепла:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + \omega_x \frac{\partial t}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\lambda}{C_p \cdot \rho} \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\nu}{C_p} \left(\frac{\partial \omega_x}{\partial y} \right)^2, \quad (18)$$

где $\frac{\nu}{C_p} \left(\frac{\partial \omega_x}{\partial y} \right)^2$ – работа против сил молекулярного трения; $\frac{\lambda}{C_p \cdot \rho} \frac{\partial^2 t}{\partial y^2}$ – количество теплоты, которое переносится за счет молекулярной теплопроводности; C_p – теплоемкость среды; t – температура измельченной частицы морепродуктов; λ – коэффициент молярной теплопроводности.

Используя уравнение неразрывности, заменяя мгновенные значения температуры и скорости средними и пульсационными, произведем усреднение по времени. Количеством теплоты, передаваемым молекулярной теплопроводностью и диссипацией энергии при вязком трении, пренебрегаем вследствие их незначительности по сравнению с турбулентным переносом теплоты.

Следовательно, перенос теплоты в турбулентном потоке осуществляется в результате перемешивания слоев с различной температурой, т.е. благодаря корреляции между пульсациями скорости и температуры.

Пульсация температуры есть ее изменение в момент потери индивидуальности жидкой частицей после поперечного перенесения на длину l :

$$t' \cong l \frac{\partial t}{\partial y}. \quad (19)$$

Выразим пульсационную составляющую ω'_y из уравнения (16). После проведения всех подстановок приходим к уравнению теплового пограничного слоя. Однако здесь надо отметить, что плотность среды остается неизменной благодаря компенсации уменьшения последней из-за увеличения влажности увеличением из-за понижения температуры по направлению к поверхности частицы.

$$\omega_x \frac{\partial t}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial t}{\partial y} = C_p^2 l^2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \omega_x}{\partial y} \cdot \frac{\partial t}{\partial y} \right). \quad (20)$$

Как было отмечено ранее, l пропорциональна отношению пульсационной скорости ω'_x к производной средней скорости по координате $y - \frac{\partial \overline{\omega_x}}{\partial y}$, т.е. $l \frac{\omega'_x}{\frac{\partial \overline{\omega_x}}{\partial y}}$.

Интенсивность возмущения слоя, вносимого частицами влаги, падает по мере удаления от поверхности частицы и почти исчезает вне пограничного слоя.

Следовательно, есть основание полагать, что $l = const$ и не зависит от поперечной координаты y . Возмущения, вносимые в пограничный слой испаряющимися частицами влаги, усиливаются вдоль потока (по x). Постоянство скорости основного потока вне пограничного слоя обуславливает малое изменение градиента скорости в продольном направлении. Следовательно, $l = const$.

Пульсации скорости, вызванные испарившимися частицами в пограничном слое, мало зависят от скорости основного потока, градиент же продольного компонента растет с увеличением скорости основного потока вне пограничного слоя. Отсюда следует, что в случае мало изменяющегося значения пульсации скорости ω_x и при увеличивающемся градиенте

скорости $\frac{\partial \overline{\omega_x}}{\partial y} \cdot l$ должна уменьшаться. Здесь отмечаем, что уравнения составлены для системы криволинейных координат, причем ось x направлена вдоль контура тела вращающейся частицы, а y – по нормали к поверхности частицы; соответственно этому измеряются и составляющие скорости [5, 6, 8].

Зависимости длины пути перемешивания от вязкости и температурного фактора следует рассматривать совместно. Кинематический коэффициент вязкости воздуха растет с увеличением температуры. Температурный фактор определяется психометрической разностью, которая при одинаковой влажности среды с увеличением температуры также возрастает. С увеличением температуры омывающего потока увеличивается интенсивность испарения, поэтому пульсации скорости, вызванные испаряющимися частицами влаги, также должны увеличиваться, градиент же продольного компонента скорости мало зависит от изменения температуры.

В таких условиях рост температуры должен обуславливать также рост пути перемешивания.

Из рассмотренного выше следует

$$l = f(v; G_u; d; \omega_q), \quad (21)$$

где $G_u = \frac{T_c - T_m}{T_m}$ – критерий Гухмана, характеризующий потенциальные возможности нагретого воздуха как сушильного агента.

Граничные условия процесса можно определить следующим образом: количество теплоты, передаваемое пограничному слою от потока теплоносителя, равно количеству теплоты, передаваемому через пограничный слой:

$$\alpha(t - Q) = C_p l^2 \left(\frac{\partial \omega_x}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial t}{\partial y} \right), \quad (22)$$

где t – температура потока сушильного агента; Q – температура поверхности измельченной частицы морепродуктов, равная для периода постоянной скорости сушки температуре мокрого термометра.

Период постоянной скорости сушки гидробионтов заканчивается в тот момент, когда влагосодержание частиц становится равно гигроскопическому влагосодержанию и намечается углубление зоны испарения внутрь частиц морепродуктов. При этом прекращается охлаждающее действие процесса испарения на поверхность частиц, и температура поверхности начинает расти, стремясь сравниться с температурой сушильной камеры.

На основе метода термодинамики необратимых процессов [2], рассматривающих перенос теплоты и вещества в их взаимосвязи, была установлена зависимость между молекулярным переносом энергии упорядоченного движения и переносом теплоты и вещества.

Изменение влагосодержания тела можно определить двумя методами:

- 1) принять за основу закон переноса пара и подсчитать плотность потока пара через контрольную поверхность;
- 2) принять за основу закон переноса жидкости и рассчитать поток жидкости через контрольную поверхность.

В обоих случаях надо знать количество испарившейся жидкости:

$$du = du_{ж} + du_n .$$

Изменение влагосодержания du равно сумме изменений влагосодержаний за счет переноса жидкости $du_{ж}$ и фазового превращения du_n .

$$\frac{du_n}{du} = \varepsilon_\phi - \text{критерий фазового превращения, тогда } du = du_{ж} + \varepsilon_\phi \cdot du .$$

Величина $\varepsilon_\phi du$ является стоком жидкости (испарение жидкости). Если фазовых превращений в теле нет ($\varepsilon_\phi = 0$), то изменение влагосодержания тела в любой точке его происходит только за счет переноса жидкости ($du = du_{ж}$). Если критерий фазового превращения равен единице ($\varepsilon_\phi = 1$), то влагосодержание в теле изменяется только за счет испарения жидкости, а перенос жидкости отсутствует ($du_{ж} = 0$). Таким образом, $0 \leq \varepsilon_\phi \leq 1$. При $\varepsilon_\phi = 1$ перенос влаги происходит только в виде пара, а при $\varepsilon_\phi = 0$ - только в виде жидкости. Авторами [3] было предложено дифференциальное уравнение переноса жидкости на основе закона сохранения массы. Изменение влагосодержания тела в объеме V равно потоку жидкости через поверхность F плюс источники (стоки) жидкости в этом объеме:

$$\int_V \frac{\partial(\rho_0 qu)}{\partial \tau} = - \int_F q_{ж} dF_n + \int_V \varepsilon_\phi \frac{\partial(\gamma_0 u)}{\partial \tau} dV . \tag{23}$$

После преобразований было получено следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = \nabla(a_m \nabla u + a_m \delta_m \nabla t), \tag{24}$$

где $\frac{\lambda_m}{c \rho_0 q} = a_m$ - эквивалентный коэффициент теплопроводности вещества;

δ - термоградиентный коэффициент, который показывает, какой градиент влагосодержания создается в материале при температурном градиенте, равном 1.

Уравнение (24) – дифференциальное уравнение переноса влаги внутри материала. Скорость изменения влагосодержания высушиваемого материала в любой точке тела определяется изменением влагосодержания в единицу времени с учетом переноса влаги влагопроводностью $\nabla(a_m \nabla u)$ и за счет термовлагопроводности $\nabla(a_m \delta_m \nabla t)$. Граничное условие:

$$- a_m \rho_0 q \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{\text{нов}} = \alpha_m (P_m - P_n), \quad (25)$$

т.е. количество влаги, переместившейся изнутри тела к его поверхности, равно количеству влаги, переместившейся с поверхности тела в окружающую среду.

Для процесса переноса теплоты, осложненного внутренним массообменом во влажном теле, было предложено следующее дифференциальное уравнение, определяющее температурное поле внутри влажного тела в условиях конвективной сушки:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = a \nabla^2 \theta + \varepsilon \frac{c}{c} \frac{\partial u}{\partial \tau}, \quad (26)$$

где $a \nabla^2 \theta$ – изменение энтальпии в единицу времени, учитывает перенос теплоты теплопроводностью; $\varepsilon \frac{c}{c} \frac{\partial u}{\partial \tau}$ – учитывает перенос теплоты при фазовых превращениях.

Граничное условие процесса сушки измельченных частиц морепродуктов можно описать уравнением баланса: количество теплоты, передаваемое частице от потока теплоносителя, равно количеству теплоты, используемому на нагревание частицы и испарение влаги:

$$\alpha \Delta t = \lambda_m (\nabla t)_{cm} - \eta \rho_m q \frac{V}{F} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \tau}, \quad (27)$$

где α – коэффициент теплоотдачи; λ_m – коэффициент теплопроводности измельченной частицы морепродуктов; q – теплота парообразования; u – влагосодержание частиц морепродуктов.

При исследованиях нами была рассмотрена кинетика процесса сушки единичных частиц ламинарии, кальмара, трепанга. При отсутствии принудительного обдува продукта может быть сделана попытка аналитического решения частной задачи – кондуктивной сушки при тепловых и массообменных параметрах, принятых постоянными.

В результате исследований, с учетом изучения и обоснования процесса сушки для различных измельченных морепродуктов, были выполнены расчеты оптимальных параметров процесса, что позволило далее спроектировать более десятка новых сушилок. Эти конструкции сушилок включают новые разработанные комплектующие: газораспределительные решетки, двойные тангенциальные улитки, перегрузочные эжекторы и сушильные камеры.

Список литературы

1. Лыков А.В. Теоретические основы строительной теплофизики. – Минск: Изд-во АН СССР, 1961.
2. Лыков А.В. Тепло- и массообмен в процессах сушки. – М.: Госэнергоиздат, 1956.
3. Лыков А.В., Грязнов А.А. Молекулярная сушка. – М.: Пищепромиздат, 1956.
4. Погонец В.И. Гидродинамические характеристики и диапазон существования кипящего закрученного слоя дисперсных частиц агара при сушке // Сб. науч. тр. Дальрыбвтуза. – Владивосток: Дальрыбвтуз, 2012. – Вып. 25. – С. 111-115.
5. Погонец В.И. Технология сушки морепродуктов во взвешенном состоянии. – Владивосток: Дальрыбвтуз, 2011. – 245 с.

6. Погонец В.И., Пешков И.Х. Технология сушки пряно-сладкой ламинарии при производстве цукатов // Актуальные проблемы освоения биологических ресурсов Мирового океана: материалы II Междунар. науч.-технич. конф. Ч. II. – Владивосток, 2012. – С. 110-113.

7. Погонец В.И., Пешков И.Х. Тепловые параметры процесса сушки агара в кипящем закрученном слое // Сб. науч. тр. Дальрыбвтуза. – Владивосток: Дальрыбвтуз, 2012. – Вып. 26. – С. 102-107.

8. Погонец В.И., Пешков И.Х. Особенности сушки частиц агара во взвешенно-закрученных потоках // Сб. науч. тр. Дальрыбвтуза. – Владивосток: Дальрыбвтуз, 2012. – Вып. 26. – С. 126-132.

9. Погонец В.И., Русанов О.И. Интенсификация процессов сушки шинкованных морепродуктов, склонных к комкованию // Сб. науч. тр. Дальрыбвтуза. – Владивосток: Дальрыбвтуз, 2013. – Вып. 28. – С. 126-135.

10. Погонец В.И. Промышленные аппараты для сушки ламинарии во взвешенно-закрученных потоках теплоносителя // Сб. науч. тр. Дальрыбвтуза. – Владивосток: Дальрыбвтуз, 2008. – Вып. 20. – С. 253-263.

11. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – М.: Наука, 1969. – 743 с.

12. Vimbeheth I.I., Loncin M., Brusset H. Тепло и массопередача при сушке твердых материалов. – 1971. – Vol. 19, № 6. – P. 860-865.

Сведения об авторе: Погонец Владимир Ильич, доктор технических наук, профессор, e-mail: pogonetsvi@mail.ru;

Пешков Иван Харитонович, аспирант.

Русанов Олег Иванович, аспирант.