УДК 664.854:633.85:621.3.023

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ПОДВОДА ВНУТРЕННЕГО ИСТОЧНИКА ТЕПЛА В ПРОЦЕССАХ СУШКИ ВЛАЖНЫХ МАТЕРИАЛЛОВ

Берник М.П., канд. техн. наук, доцент; Лупашко А.С., д-р техн. наук, профессор;
Иванов Л.Д., канд. техн. наук, доцент; Цислинская Н.Я., канд. техн. наук, доцент;
Шаповаленко О.И. д-р техн. наук, профессор*
Технический Университет Молдовы, г. Кишинев
***Национальный Университет Пищевых Технологий, г.Киев**

Процесс обезвоживания влажных продуктов, как правило сопровождается существенным потреблением энергии. Для усовершенствования энергетики и обеспечения процесса сушки при относительно низких предложено применение внутренних источников тепловой энергии в форме импульсов. В работе предложены и расширены формулы для расчета продолжительности импульса и продолжительности промежутков между импульсами.

The process of dehydration of wet products as rule is accompanied with important consumers of energy. For the consummation of energy and ensuring the process of drying at relatively low temperatures are proposed the application of internal sources of thermal energy in the form of impulses. In the work are presented and augmented the formulas for calculating the duration of the impulse and the duration of rest between impulses.

Ключевые слова: импульсный нагрев, внутренний источник тепла, сушка, теплоперенос, массоперенос.

Процесс обезвоживания пищевых продуктов, как правило, связан с большими энергозатратами. В настоящий момент времени известен ряд методов подвода энергии в процессах сушки (кондуктивный, конвективный, с использованием полей Т.В.Ч. или С.В.Ч., ультразвуком и.т.д.). Особое место в этой гамме наименований методов занимает сушка в поле Т.В.Ч. или С.В.Ч.

Литературный анализ [2, 8, 9, 10] позволил сделать вывод, что один из перспективных методов интенсификации процесса сушки это использование внутреннего источника тепла (энергию электромагнитного поля) в условии импульсного режима. Для оптимизации процесса сушки при импульсном подводе энергии необходимо знать оптимальную мощность источника тепла, продолжительность активной составляющей импульса (время подвода энергии) и продолжительность пассивной составляющей импульса (время релаксации).

В связи с тем, что тепло- и массоперенос в процессе сушки носит нестационарный характер, а теплофизические свойства продукта зависят от влажности и температуры последнего, решение данной задачи является крайне затруднительной.

Задача может быть с успехом решена на базе анализа полей температур и влажностей материала или изменения их закономерностей.

Известно, что для случая использования внутреннего источника тепла, кинетика процесса сушки может быть представлена в виде системы дифференциальных уравнений А.В. Лыкова [6]:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\varepsilon \cdot r}{c}\cdot\frac{\partial u}{\partial \tau} + \frac{Q_V}{c \cdot \rho} \tag{1}$$

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = a_m\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \delta\frac{\partial^2 t}{\partial x^2}\right) + \varepsilon\frac{\partial u}{\partial \tau} \tag{2}$$

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} = a_p\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\varepsilon}{c_b}\cdot\frac{\partial u}{\partial \tau} \tag{3}$$

где: a – коэффициент температурной диффузии, м^2/с; ε – критерий фазового перехода; r – скрытая теплота парообразования, Дж/кг; c – удельная теплоёмкость, Дж/(кг·К); ρ – плотность сухой части влажного тела, кг/м^3; u – влажность, %; a_m – термоградиентный потенциал массы, м^2/с; δ – коэффициент Соре для влажного тела, К$^{-1}$; a_p – коэффициент переноса давления, м^2/с; c_P – удельная массоёмкость, Дж/(кг·°М); Q_V – внутренний источник тепла, Вт/м^3.

Для решения данной задачи были определены следующие граничные условия:

$$\frac{dT}{dx}(0,\tau)=f(\tau);\quad T(x,0)=\psi(x) \tag{4}$$

$$\frac{du}{dx}(0,\tau)=f_u(\tau);\quad u(x,0)=\psi_u(x) \tag{5}$$

$$\frac{dp}{dx}(0,\tau)=f_p(\tau);\quad p(x,0)=\psi_p(x) \tag{6}$$

В настоящее время существует ряд методик решения системы уравнений (1)-(3): вариационный метод, метод источников, операционные методы Лапласа, Фурье, Дейра, Гринберга, интегрирование Гудмана, итерационное интегрирование, использование свойств функции δ и др. [1, 3, 6]. Для случая импульсного нагрева с использованием внутреннего источника тепла наиболее оптимальными, на наш взгляд, являются два метода: метод источников и использование свойств функции δ. Остановимся на методе источников.

Полагаем, что $T(\xi,\tau)$ есть решение уравнения, тогда:

$$\frac{\partial T}{\partial}(\tau)=a\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{Q_V}{c\cdot\rho}+\varepsilon\cdot r\cdot\frac{\partial U}{\partial\tau}. \tag{7}$$

Действие элементарного внутреннего источника тепла в материале, для случая линейного распределения потока тепла, описывается функцией источников по бесконечной прямой $G(x,\xi,\tau'-\tau)$ [1]:

$$G(x,\xi,\tau'-\tau)=\frac{1}{2\sqrt{\pi a(\tau'-\tau)}}\left[e^{-\frac{(x-\xi)^2}{4a(\tau'-\tau)}}-e^{-\frac{(x+\xi)^2}{4a(\tau'-\tau)}}\right]. \tag{8}$$

где: ξ пространственная координата в которой был подведен внутренний источник тепла Q_V, кВт/м^3;

x – пространственная координата в которой регистрировалось поле температур, м;

τ – продолжительность действия источника тепла Q_V, с;

τ` – продолжительность времени от отключения источника тепла до регистрации поля температур, с.

Тогда, частная производная от $\frac{\partial}{\partial\tau}(GT)$ будет:

$$\frac{\partial}{\partial\tau}(GT)=G\frac{\partial T}{\partial\tau}+T\frac{\partial G}{\partial\tau}. \tag{9}$$

С учетом уравнения (7) и условия $\frac{\partial G}{\partial\tau}=a\frac{\partial^2 G}{\partial x^2}$ уравнение (9) может быть представлена в виде:

$$\frac{\partial}{\partial\tau}(GT)=a\left[G\frac{\partial^2 T}{\partial\xi^2}-T\frac{\partial^2 G}{\partial\xi^2}\right]+\frac{GQ_V^*}{c\rho}+\frac{\varepsilon\cdot r}{c}\left[G\frac{\partial u}{\partial\tau}-u\frac{\partial G}{\partial\tau}\right]. \tag{10}$$

Интегрируем уравнение (10) по ξ в пределах от 0 до ∞ и по τ в пределах от 0 до (τ`-τ$_0$),

где $0<\tau_0<\tau'$. Тогда получаем:

$$\begin{gathered}\int_0^\infty (GT)_{\tau=\tau'-\tau_0}d\xi=\int_0^\infty (GT)_{\tau=0}d\xi-a\int_0^{\tau'-\tau_0}\left(T\frac{\partial G}{\partial\xi}\right)_{\xi=0}+\int_0^{\tau'-\tau_0}d\tau\int_0^\infty G\frac{Q_V}{c\rho}d\xi+\\+\frac{\varepsilon r}{c}\left[\int_0^\infty (Gu)_{\tau=\tau'-\alpha}d\xi-\int_0^\infty (Gu)_{\tau=0}d\xi\right]\end{gathered} \tag{11}$$

В дальнейшем переходим к пределу для параметра α. Утверждаем что $\alpha\to 0$, тогда:

$$\lim_{\alpha\to 0}\int_0^\infty (GT)_{\tau=\tau'-\tau_0}d\xi=T(x,\tau), \quad (12)$$

откуда:

$$T(x,\tau)=\frac{1}{2\sqrt{\pi a\tau}}\int_0^{\infty}\psi(\xi)e^{-\frac{x^2}{4a\tau}}d\xi-\sqrt{\frac{a}{\pi}}\int_0^{\tau'}\frac{f(\tau)}{\sqrt{\tau'-\tau}}e^{-\frac{x^2}{4a(\tau'-\tau)}}dx+\frac{1}{2\sqrt{\pi a}}\int_0^{\tau'}\frac{d\tau}{\sqrt{\tau'-\tau}}\int_0^{\infty}\frac{Q_V}{c\rho}e^{-\frac{x^2}{4a(\tau'-\tau)}}dx+$$
$$+\frac{\varepsilon r}{c}\left[u(x,\tau)-\frac{1}{2\sqrt{\pi a_m\tau}}\int_0^{\infty}u(\xi)e^{-\frac{x^2}{4a(\tau'-\tau)}}dx\right. \quad (13)$$

Предполагаем что начальная температура $\psi(\xi)=T_0$, а $\frac{dT}{dx}=T_x=\varphi(\tau)=-\frac{\alpha}{\lambda}(T_P-T_C)$. Для активного периода допускаем, что $\frac{Q_V}{c\rho}=const\neq 0$ а для пассивного равен „нулю”, тогда (13) примет вид:

$$T(x,\tau)=\frac{T}{4}erf\left(\frac{x}{2\sqrt{a\tau}}\right)+\sqrt{\frac{a}{\pi}}\int_0^{\tau'}\frac{\alpha}{\lambda}\frac{(T_P-T_C)}{\sqrt{\tau'-\tau}}e^{-\frac{x^2}{4a(\tau'-\tau)}}d\tau+$$
$$+\frac{1}{2\sqrt{\pi a}}\int_0^{\tau'}\frac{d\tau}{\sqrt{\tau'-\tau}}\int_0^{\infty}\frac{Q_V}{c\rho}e^{-\frac{x^2}{4a(\tau'-\tau)}}dx+\frac{\varepsilon r}{c}\left[u(x,\tau)-u_o erf\frac{x}{2\sqrt{a_m\tau}}\right] \quad (14)$$

В период постоянной скорости сушки перенос влаги в большей степени зависит от градиента температуры и давления. До критической влажности (в микрокапиллярах влага находится свободном виде), эти градиенты направлены в одну сторону. Максимальные значения градиентов температуры и давления могут быть определены исследовав формулу (14) на экстремум:

$$\frac{dT}{dx}(x,\tau)=\frac{T_0}{2\sqrt{\pi a\tau}}e^{-\frac{x^2}{2a\tau}}-\frac{1}{2\sqrt{\pi a}}\int_0^{\tau'}\frac{f(\tau)}{\tau^{3/2}}d\tau+$$
$$+\frac{x}{2\sqrt{\pi a}}\int_0^{\tau'}\frac{f(\tau)}{\tau^{3/2}}e^{-\frac{x^2}{4a\tau}}\left(-\frac{2x}{4a\tau}\right)d\tau+\frac{1}{2\sqrt{\pi a}}\int_0^{\tau'}\frac{dt}{\sqrt{\tau}}\frac{Q_V}{cr}e^{-\frac{x}{4a\tau}}d\tau=0 \quad (15)$$

$$\frac{T_0}{\sqrt{\tau}}e^{-\frac{x^2}{4a\tau}}-\int_0^{\tau'}\frac{f(\tau)}{\tau^{3/2}}e^{-\frac{x^2}{4a\tau}}d\tau-\frac{x^2}{2ac}\int_0^{\tau'}\frac{f(\tau)}{\tau^{5/2}}e^{-\frac{x^2}{4a\tau}}d\tau-\int_0^{\tau'}\frac{f(\tau)}{\sqrt{\tau}}\frac{Q_V}{c\rho}e^{-\frac{x^2}{4a\tau}}d\tau=0 \quad (16)$$

В этом случае:

$$\frac{dT}{dx}(x,\tau)=\frac{T_0}{2\sqrt{\pi a\tau}}e^{-\frac{x^2}{4a\tau}}+\sqrt{\frac{a}{\pi}}\int_0^{\tau'}\frac{\alpha}{\lambda}\frac{\Delta T}{\sqrt{\tau'-\tau}}e^{-\frac{x^2}{4a\tau}}\left(-\frac{2x}{4a\tau}\right)d\tau+$$
$$+\frac{1}{2\sqrt{\pi a}}\int_0^{\tau'}\frac{1}{\sqrt{\tau'-\tau}}\frac{Q}{c\rho}e^{-\frac{x^2}{4a(\tau'-\tau)}}d\tau \quad (17)$$

Беря во внимание, что на начальном этапе температура мало влияет на градиент температуры внутренних слоев материала, можно предположить что $\frac{T_0}{2\sqrt{\pi a\tau}}e^{-\frac{x^2}{4a\tau}}\approx 0$, и:

$$\frac{d}{d\tau}(gradT)=\sqrt{\frac{a}{\pi}}\cdot\frac{\alpha}{\lambda}\cdot\frac{\Delta T}{\sqrt{\tau'-\tau}}e^{-\frac{x^2}{4a\tau}}\left(-\frac{2x}{4a\tau}\right)+\frac{1}{2\sqrt{a\pi}}\cdot\frac{Q_V}{c\rho}\cdot\frac{e^{\frac{-x}{4a(\tau'-\tau)}}}{\sqrt{(\tau'-\tau)}}=$$
$$=\sqrt{a}\cdot\frac{\alpha}{\lambda}\cdot\frac{\Delta T}{\sqrt{\tau'-\tau}}\left(-\frac{2x}{4a\tau}\right)+\frac{1}{2\sqrt{a}}\cdot\frac{Q_V}{c\rho}=0. \quad (18)$$

Отсюда следует:

$$\sqrt{a}\frac{\alpha}{\lambda}\Delta T\left(-\frac{1}{2}\cdot\frac{x}{a\tau}\right)+\frac{Q_V}{2\sqrt{a}\cdot c\rho}=0, \quad (19)$$

$$\sqrt{a}\frac{\alpha}{\lambda}\Delta T\frac{x}{a\tau}=\frac{Q_V}{\sqrt{a}\cdot c\rho}, \quad (20)$$

$$\tau_A=\frac{\alpha}{\lambda}\cdot\frac{c\rho x}{Q_V}\Delta T\bigg|_d=\frac{\alpha}{\lambda}\cdot\frac{c\rho d}{2Q_V}(T_S-T_M). \quad (21)$$

где λ – теплопроводность, Вт/(м·К);

d – характеристический размер материала, м;

Q_V – мощность внутреннего источника тепла, Вт/м^3;

T_S – температура на поверхности материала, К;

T_M – температура окружающей среды, К .

Таким образом, продолжительность подвода энергии в течении одного импульса для случая максимальных значений градиентов температур в процессе сушки с использованием внутреннего источника тепла может быть рассчитана по формуле (21). Именно за период τ_A градиент температуры достигает своего максимального значения. В дальнейшем градиент температуры начинает падать, и продолжать нагрев не рационально, тем более что это может привести к ухудшению качественных показателей продукта.

После отключения внутреннего источника тепла, градиент температуры непрерывно снижается по определенному закону, зависящий от теплофизических свойств материала и окружающей среды, а его числовые значения стремятся к «нулю».

Таким образом, исходя из сложности характера изменения градиента температуры, определение периода времени с отключенным источником тепла крайне затруднительна.

Известно, что в процессе сушки при наложении электромагнитных полей Т.В.Ч. и С.В.Ч., градиент температуры направлен от центра материала к его поверхности [3, 4, 7, 8, 10].

В то же время, для случая неоднородного распределения влажности в объеме материала, на поверхности может накапливаться больше влаги чем в центре. Это приводит к тому, что градиент концентрации влаги направлен от поверхности к центру. Такой характер градиента препятствует удалению влаги удалению влаги из материала. Однако, как правило, это перемещение влаги является не только как следствие диффузии, но и появления внутренних локальных центров парообразования в материале

Появление паров влаги происходит по всему объему, однако в центре более интенсивно чем на поверхности. Скорость парообразования влаги во много раз больше чем скорость переноса пара сквозь капилляры. Это приводит к появлению градиента давления, который при повышении температуры в центре продукта, способствует созданию диффузии влаги за счет скольжения воздуха в макро капиллярах и эффузией в микрокапиллярах. Таким образом, в случае наличия свободной влаги в материале, градиент давления может считаться главной движущей силой переноса влаги на поверхность материала [2, 5].

Следует отметить, что распределение температуры по толщине слоя продукта описывается по закону параболы, тогда как распределение давления может быть различным: в центре продукта возникает максимальное значение, а на поверхности соответствует давлению в рабочей камере.

При отключении внутреннего источника тепла, избыточное давление быстро выравнивается по определённому экспоненциальному закону, что еще раз доказывает наличие больших сопротивлений при молярных перемещениях паровых смесей в материале. Быстрая релаксация давления, при отключении внутреннего источника тепла, является следствием конденсации водяных паров, что в некоторых случаях может привести к появлению вакуума. Таким образом, продолжительность релаксации (отсутствия внутреннего источника тепла) целесообразно определять базируясь на анализе полей давления в продукте.

После отключения источника тепла доля влажности удаленной за счет фазовых переходов уменьшается (принимаем $\varepsilon = 0$), градиент давления образовавшийся внутри продукта уменьшается. В период релаксации давления влажность удаляется только за счет механического вытеснения под действием остаточного давления внутри материала, минуя фазовый переход «жидкость-пар».

Поле давлений в материале описывается третьим выражением дифференциальных уравнений А.В. Лыкова. Тогда уравнение (3) примет вид:

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} = a_P \frac{\partial P}{\partial x} \tag{22}$$

Для решения уравнения (22) используем следующие начальные условия:

$$p(x,0) = p(x), \tag{23}$$

и граничные условия:

$$p(0,\tau) = 0 \tag{24}$$

Используя тот же метод источников, получаем следующее решение уравнения (22):

$$p = \frac{1}{2\sqrt{a_P \pi \tau}} \int_0^\infty p(x) e^{-\frac{x^2}{4 a_P \tau}} dx . \tag{25}$$

Из уравнения (25) определяем градиент давления в материале:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{1}{2\sqrt{a_p \pi \tau}} p(x) e^{-\frac{x^2}{4a_p \tau}} . \tag{26}$$

Исследуем функцию (26) на экстремум для периода релаксации:

$$\frac{d}{d\tau} gradP = -\frac{1}{4\sqrt{a_p \pi \tau^3}} p(x) e^{-\frac{x^2}{4a_p \tau}} + \frac{1}{2\sqrt{a_p \pi \tau}} p(x) e^{-\frac{x^2}{4a_p \tau}} \left(\frac{x^2}{4a_p \tau^2} \right) = 0 \tag{27}$$

Из (27), с некоторыми незначительными изменениями и допущениями, определяем продолжительность времени отключения источника тепла до исчезновения градиента давления в продукте:

$$\tau = \frac{x^2}{2a_p} = \frac{d^2}{8a_p} . \tag{28}$$

где d – толщина слоя продукта, м.

Не рекомендуется использовать продолжительности релаксации выше рассчитанной по формуле (28) так как отсутствие градиента температуры значительно уменьшает скорость сушки.

Выводы

Таким образом, с целью уменьшения расхода энергии и интенсификации процесса сушки продуктов растительного происхождения на низких температурах сушильного агента, предлагается использовать в качестве источника тепла электромагнитные поля работающие в импульсном режиме.

Рассчитанная продолжительность подвода тепла за один импульс рассчитанная позволяет получить максимальные значения градиента температур и направить его от центра продукта к периферии. Рассчитанная продолжительность релаксации между двумя последующими подводами тепла, позволяет поддерживать данные максимальные значения градиента весь процесс сушки.

Литература

1. Ваенский В.Н. Геометрические методы теплопроводности. // Вестник Самарского государственного Технического Университета. Серия Физико-математических наук. Вып. 9, 2000, с.115-123;
2. Гинзбург А.С. Основы теории и техники сушки пищевых продуктов. –М. Пщевая проиышленность. 1973, 328 с.;
3. Дискретно-импульсный ввод энергии в теплотехнологиях. Теория, эксперимент, практика. Долинский А.А., Басок Б.И., Гулый С.И., Накорчевский А.И., Шуркова Ю.А. –Киев: Институт технической теплофизики Академии Наук Украины, 1996, - 207 с.;
4. Ковалёва Л.А. Галимбеков А.Д. Влияние высокочастотного электромагнитного поля на физико-химические прочессы в многокомпонентных средах. // Вестник Оренбургского государственного университета. – 2004. № 1. с- 141-144.;
5. Лыков А.В. Максимов Г.А. Исследование процесса сушки в поле высокой частоты. Тр. МТНИПП, 1957. Вып. 8, с.133-142;
6. Лыков А.В. теплопроводность при нестационарных процессах. –М.-Л.: ГЭИ, 1948. 232 с.;
7. Малежик И.Ф., Тарлев В.П., Лупашко А.С. Конвективно- высокочастотная сушка косточковых фруктов. Кишинев: UTM, 2005. - 460 с.;
8. Мустяца В.Т. Тепло- и массообмен во влажных материалах в электрических полях высокой частоты. – Кишинев: Штиинца, 1985. 62 с.;
9. Рогов И.А., Некрутман С.В. Сверхвысокочастотный нагрев пищевых продуктов. – М.: Агропромиздат. 1986, -351 с.;
10. Рудобашта С.П., Харьков А.О., Дима Ж. СВЧ-интенсификация процесса сушки растительных материаллов. // Труды Минского международного форума по тепло-массообмену. 1996. Т. 9. Часть 2. С. 62-68.;