

ИНЖЕНЕРНАЯ ФИЗИКА

Численное моделирование нестационарного конвекционного нагрева мышечной ткани с учетом фазового переходаА. В. Коннов,^{1, а} Г. А. Белозеров,² М. А. Дибирасулаев²¹ АО «НПП «Торий». Россия, 117393, Москва, ул. Обручева, д. 52.² Всероссийский научно-исследовательский институт холодильной промышленности (ВНИИ) филиал ФГБНУ «ФНЦ пищевых систем имени В. М. Горбатова» РАН. Россия, 127422, Москва, ул. Костякова, д. 12.

Поступила в редакцию 21.05.2018, после доработки 27.12.2018, принята к публикации 15.01.2019.

Проведен трехмерный численный расчет нестационарного температурного поля в процессе конвекционного нагрева предварительно охлажденной мышечной ткани в паровоздушной среде с изменяющейся температурой с учетом фазового перехода. Экспериментально определен коэффициент теплоотдачи поверхности мышечной ткани в паровоздушной среде с температурой, изменяющейся от 10 до 20°С.

Ключевые слова: конвективный нагрев, мышечная ткань, 3D-моделирование, фазовый переход, уравнение теплопроводности.

УДК: 53.072. PACS: 44.05.+e, 44.90.+c.

ВВЕДЕНИЕ

Понимание процессов охлаждения и нагрева биологических тканей имеет первостепенное значение для увеличения сроков хранения биологических тканей в трансплантологии, а также для изучения процессов их деструкции, образования в них зародышей кристаллов льда при переохлаждении и развития патогенных микроорганизмов. Для этого необходимо построение адекватных математических моделей тепловых процессов в биологических тканях в областях температур, близких к температуре фазового перехода.

В работе проведена разработка дискретной числовой модели теплового процесса в биологической ткани и показана ее точность на примере конвекционного нагрева предварительно замороженной мышечной ткани быка домашнего (*Bos taurus*) в паровоздушной среде до температур, превышающих температуру фазового перехода,

В общем случае процессы конвекционного нагрева или охлаждения любых материалов описываются системой дифференциальных уравнений в частных производных, состоящей из уравнений гидродинамики, уравнений переноса и уравнения нестационарной теплопроводности, численное решение которой затруднительно. Эти трудности связаны с тем, что, во-первых, значения физических параметров неоднородных по составу материалов, таких как плотность, удельная теплоемкость, коэффициент теплопроводности, коэффициент теплоотдачи, входящих в уравнения, являются нелинейными функциями температуры вблизи температуры фазового перехода и часто полный набор необходимых теплофизических параметров конкретных биологических тканей отсутствует, во-вторых, фазовые переходы в различных частях ткани происходят не всегда одновременно и, в-третьих, температура паровоздушной среды может принудительно меняться в процессе нагрева.

Для упрощения задачи сделан ряд допущений, в частности предполагалось отсутствие переноса вещества (конденсации и испарения) с поверхности ткани, не учитывались скачки плотности во время фазового перехода, исключены из рассмотрения уравнения гидродинамики паровоздушной среды, мышечная ткань рассматривалась как однородная среда, т.е. ориентация мышечных волокон не учитывалась.

Кроме того, фазовый переход первого рода учтен феноменологически, введением «кажущейся» теплоемкости, которая заменяет реальную, при температуре фазового перехода в каждой точке.

При этих допущениях система уравнений сводится к одному нестационарному дифференциальному уравнению теплопроводности.

В настоящее время известно несколько модификаций уравнения теплопроводности, основанных на предположении, что закон Фурье выполняется с некоторым запаздыванием по времени [1], т.е.

$$\psi(\tau + \tau_r) = -\nabla(k(r, t)t(\tau)), \quad (1)$$

где t — текущая температура, r — координата точки наблюдения, τ — время, τ_r — время запаздывания или время тепловой релаксации, $k(r, t)$ — коэффициент теплопроводности, ψ — поток тепловой энергии через единицу поверхности. Предполагая, что τ_r мало по сравнению с характерными временами тепловых процессов, левую часть (1) можно разложить в ряд Тейлора по малому параметру τ_r и с точностью до членов второго порядка малости по τ_r :

$$\begin{aligned} \psi(\tau + \tau_r) &= \psi(\tau) + \tau_r \frac{\partial}{\partial \tau} \psi(\tau) + \dots = \\ &= -\nabla(k(r, t)t(\tau)). \end{aligned} \quad (2)$$

Из уравнения (2) прямо следует гиперболическое уравнение Каттанео—Вернота [2, 3]:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + \tau_r \frac{\partial^2 t}{\partial \tau^2} = \frac{1}{\rho C_p(r, t)} \nabla(k(r, t)\nabla t), \quad (3)$$

здесь $C_p(r, t)$ — удельная теплоемкость, ρ — плотность.

^а E-mail: konnov.alexander@mail.ru

Уравнение (3) описывает процесс теплопередачи как совокупность термодиффузионного и волнового процессов.

Отметим, что в уравнении (2) предполагается, что $\tau_r \frac{\partial}{\partial \tau} \psi(\tau) \ll \psi(\tau)$, а это означает, что «волновая» теплопередача имеет смысл малой поправки к основному термодиффузионному процессу, в противном случае в разложении в ряд Тейлора в (2) необходимо учитывать высшие члены разложения. Но тогда в уравнении (3) появятся частные производные температуры по времени более высоких порядков, чем вторая производная, что не имеет под собой достаточного физического обоснования.

Если все же допустить, что волновой процесс является доминирующим в какие-то моменты времени, например на фронтах температурных скачков при импульсном нагреве, то возникают трудности с физической трактовкой отрицательных значений температурных волн, например плоской волны, рассматриваемых в шкале абсолютных температур в средах без инверсной населенности [4]. Кроме того, должны иметь место явления дифракции и интерференции температурных волн, преломления и отражения на границе сред, а также резонансы, характерные для любых волновых процессов. В настоящее время надежные экспериментальные данные о том, что эти явления действительно имеют место при температурах существенно выше абсолютного нуля, отсутствуют.

Ранее в работе [5] сообщалось об экспериментальном подтверждении применимости уравнения (3) при описании процессов теплопередачи в мышечной ткани быка в интервале комнатных температур и измерении времени релаксации τ_r мышечной ткани. Однако в этом эксперименте имелся ряд недочетов, в частности не учитывались деформация приводимых в контакт фрагментов мышечной ткани с разной температурой и соответствующее смещение термопар, неидеальность контактирующих поверхностей и наличие слоя конденсата влаги на этих поверхностях. Проведенные позднее [6, 7] эксперименты с мышечной тканью быка, выполненные без указанных выше недочетов, не подтвердили выводов работы [5] и не выявили в пределах экспериментальной погрешности каких-либо отклонений от закона Фурье.

Имеются и другие модификации уравнения (3), в частности уравнение Лыкова (двухфазного запаздывания) [8, 9]:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + \tau_r \frac{\partial^2 t}{\partial \tau^2} = \frac{1}{\rho C_p(r, t)} \nabla \left[k(r, t) \nabla \left(t + \tau_d \frac{\partial t}{\partial \tau} \right) \right], \quad (4)$$

здесь τ_d — время температурного демпфирования, уравнение Гюйера—Крумхансля [4, 10, 11]

$$\psi + \tau_r \frac{\partial \psi}{\partial \tau} + \nabla [k(r, t)t] - \beta_1 \Delta \psi - \beta_2 \nabla \cdot \nabla \psi = 0, \quad (5)$$

где β_1 и β_2 — коэффициенты Гюйера—Крумхансля для изотропной среды. Уравнение (5) часто анализируется в упрощенном одномерном виде, пригодном для описания тонких пленок [4, 10, 11]:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + \tau_r \frac{\partial^2 t}{\partial \tau^2} = \frac{k(t)}{\rho C_p(t)} \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + l^2 \frac{\partial^3 t}{\partial \tau \partial x^2}, \quad (6)$$

здесь $l^2 = \beta_1 + \beta_2 > 0$, l — характерная длина фоннных колебаний.

Возможны также комбинации уравнений (4) и (6). Обсуждение этих уравнений выходит далеко за рамки представленной работы. Отметим только, что в уравнениях (4) и (6) имеются три дополнительных параметра среды τ_r , τ_d и l , значения которых для большинства сред неизвестны ни в каких интервалах температур. Так, в [9] приведены результаты эксперимента по измерению τ_r , τ_d , входящих в уравнение (4), при комнатных температурах для пластины из полиметилметакрилата. Для аппроксимации результатов измерений применялся подбор значений τ_r , τ_d (фитинг) и были получены значения $\tau_r = \tau_d = 1.48$ с, тогда как эксперимент, проведенный ранее [12] для уравнения (3), т.е. при $\tau_d = 0$ в уравнении (4), для пластины из того же материала дал значение $\tau_r = 2.40$ с. Неточность в определении времени релаксации составила 42%.

В работе [11] описан эксперимент по измерению входящих в уравнение (6) параметров τ_r и l для пластин из неоднородных материалов, таких как природные каменные породы. Пластины толщиной от 1.7 до 5.1 мм с одной стороны облучались вспышками мощной световой лампы длительностью 10 мс, а термопарой на противоположной стороне пластины измерялась температура как функция времени. Были отмечены отличия (десятые доли секунды) между ходом кривых на фронтах, рассчитанных по классическому уравнению Фурье, и экспериментальными кривыми. На вершине теплового импульса кривые, рассчитанные по уравнению Фурье, дали хорошее совпадение с измеренными экспериментально. Подбором параметров τ_r и l в уравнении (6) ($\tau_r \approx 1$ с, $l \approx 1$ мм) удалось получить совпадение измеренных и рассчитанных по (6) фронтов импульсов. В результате был сделан вывод о лучшей работоспособности уравнения (6) в неоднородных средах при импульсном нагреве по сравнению с уравнением Фурье, хотя, вероятнее всего, имела место систематическая погрешность эксперимента, связанная с инерционностью самих термопар.

Таким образом, отсутствие надежных результатов независимого измерения параметров τ_r , τ_d и l создает трудности для применения уравнений (3), (4) или (6) в практике тепловых расчетов, несмотря на теоретическую значимость этих уравнений.

В то же время в [13] отмечается, что для хорошо проводящих металлов при нормальном давлении и комнатной температуре время релаксации τ_r имеет порядок величины $\sim 10^{-11}$ с, а для газов — 10^{-9} с.

Рассматриваемый в работе процесс протекает в паровоздушной среде с медленно меняющимися тепловыми характеристиками. Характерное время (масштаб) 1 ч. При конвекционном нагреве (или охлаждении) мышечной ткани время движения теплового фронта занимает десятки минут (см. ниже), другими словами, рассматриваемые процессы являются медленными и членом, содержащим вторую производную по времени $\tau_r \frac{\partial^2 t}{\partial \tau^2}$ в (3), можно пренебречь. В этом случае уравнение (3) переходит в уравнение теплопередачи Фурье:

$$\rho C_p(r, t) \frac{\partial t}{\partial \tau} = \nabla (k(r, t) \nabla t) + q_v(r, t) \quad (7)$$

с граничным условием третьего рода на поверхности мышечной ткани:

$$\frac{\partial t}{\partial n} = -\frac{\alpha(t)(t - t_{cp})}{k(r, t)}, \quad (8)$$

здесь $\alpha(t)$ — коэффициент теплоотдачи поверхности мышечной ткани, который в общем случае является функцией температуры, а также свойств ткани и среды, t_{cp} — текущая температура паровоздушной среды, q_v — удельная мощность внутренних источников тепла, в частности скрытой теплоты фазового перехода.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И СОПОСТАВЛЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Численное моделирование процесса нагрева включало несколько подготовительных этапов: аппроксимацию экспериментально измеренных теплофизических параметров ткани функциями, зависящими от температуры, ступенчатую аппроксимацию температурного режима паровоздушной среды, моделирование неоднородностей в материале биологической ткани.

Для задания основных теплофизических характеристик мышечной ткани: удельной теплоемкости и коэффициента теплопроводности использовались экспериментальные данные [14], приведенные на рис. 1, а, б для мышечной и жировой тканей. Все температурные зависимости на рис. 1, а, б имеют ярко выраженные «скачки» вблизи температуры фазового перехода. Экспериментально измеренная удельная теплоемкость включает в себя эквивалентную (кажущуюся) теплоемкость, соответствующую скрытой теплоте фазового перехода. Кажущуюся удельную теплоемкость можно ввести формально на основании энергетического баланса:

$$\rho \int_{t_1}^{t_1 + \Delta t} C_{app}(r, t) dt = \rho L(r), \quad (9)$$

где Δt — интервал температур, включающий температуру фазового перехода, $L(r)$ — скрытая удельная теплота фазового перехода, причем

$$q_v(r, t) = \rho \frac{dL(r)}{d\tau} = \rho C_{app} \frac{\partial t}{\partial \tau}.$$

Экспериментально измеренная кривая удельной теплоемкости (рис. 1, а) имеет «размытый» по достаточно широкому интервалу температур вид из-за неодновременного характера процесса фазового перехода в объеме ткани, определяющегося скоростью получения необходимой теплоты для фазового перехода в каждом фрагменте ткани. Эта скорость зависит в основном от удаленности фрагментов ткани от ее поверхности, являющейся в данном случае источником тепловой энергии. На уширение кривой влияет также естественная неоднородность свойств ткани и неравномерность температур.

На рис. 1, а, б представлены те же характеристики, аппроксимированные рациональными и ступенчатыми функциями температуры соответственно.

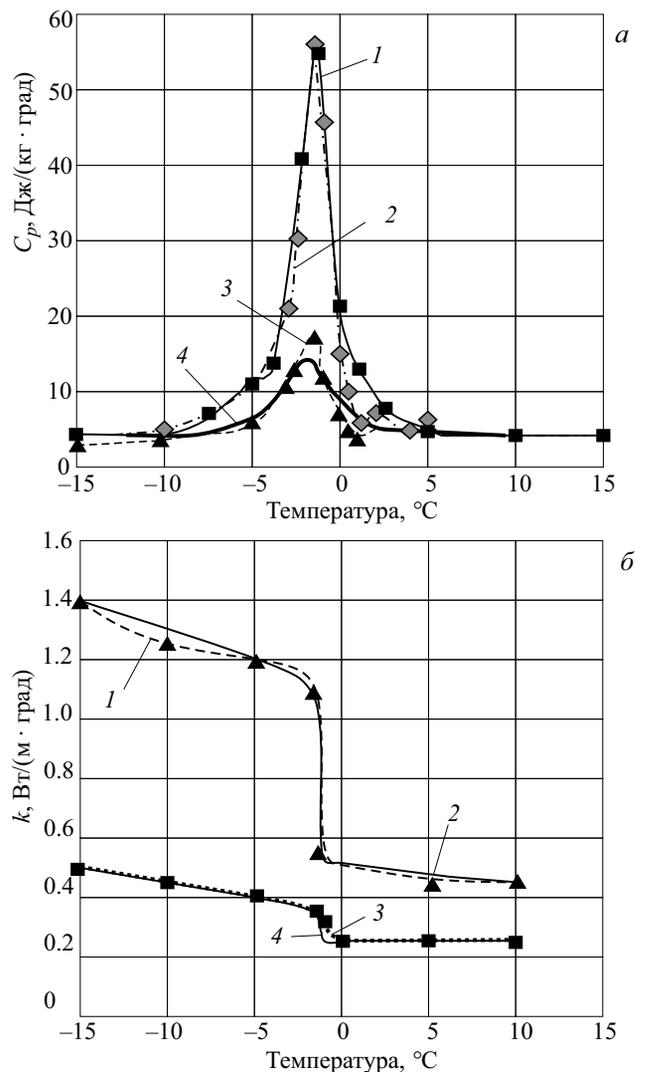


Рис. 1. Экспериментально измеренные кривые теплоемкости (а) и коэффициента теплопроводности (б) и их аппроксимации. Мышечная ткань: 1 — эксперимент, 2 — аппроксимация, жировая ткань: 3 — эксперимент, 4 — аппроксимация

В [15] отмечается, что с точки зрения сходимости итераций при численном решении уравнений (7)–(8) желательно, чтобы форма аппроксимирующей кривой кажущейся удельной теплоемкости была как можно более размытой в окрестности температуры фазового перехода за счет увеличения интервала температур Δt при соблюдении соотношения (9). С другой стороны, для более точного моделирования реального процесса нагрева ткани желательно минимальное отклонение формы аппроксимирующих кривых от экспериментально измеренных, поэтому вид аппроксимирующей кривой удельной теплоемкости (рис. 1, а) был выбран из компромиссных соображений.

При таком способе учета скрытой теплоты фазового перехода уравнение (7) можно представить в виде

$$\rho C_{pe}(r, t) \frac{\partial t}{\partial \tau} = \nabla(k(r, t) \nabla t), \quad (10)$$

$C_{pe}(r, t)$ — эквивалентная удельная теплоемкость, $C_{pe}(r, t) = C_p(r, t) + C_{app}(r, t)$.

Коэффициент теплоотдачи поверхности мышечной ткани α , входящий в уравнение (8), в конвективной паровоздушной среде может изменяться в широких пределах в зависимости от влажности среды, ее температуры и организации воздушного потока. При естественной конвекции значения коэффициента теплоотдачи поверхности мышечной ткани в воздушной среде лежат в интервале от 6 до 20 Вт/(м² град), а при принудительной конвекции — в интервале от 20 до 90 Вт/(м² град) [16]. В частности, в [17] коэффициент теплоотдачи принят равным 10 Вт/(м² град), но при этом не указаны параметры среды.

Для более надежного определения коэффициента теплоотдачи поверхности в реальных условиях конвективной паровоздушной среды был проведен эксперимент, схема которого представлена на рис. 2, а. В полиэтиленовом коробе (1) с помощью пористых теплоизоляторов из пенополистирола (2) крепился исследуемый фрагмент замороженной до -14°C мышечной ткани, вырезанный в виде прямоугольного параллелепипеда (3). Для его поддержания и дополнительной теплоизоляции исследуемый фрагмент

располагался на гофрированном картоне (4). Сверху на фрагмент ткани воздействовала паровоздушная среда с температурой $t_{\text{ср}}$ и влажностью 90%. Микропроцессорные регистраторы температуры (ИС-203.2, «ТЕХНОАС», Россия) ТД1 и ТД2 с зондами, закрепленными в центральной части образца в поверхностном слое на глубине 4 мм и на глубине 40 мм, в режиме реального времени записывали температуру у поверхности $t_{\text{пов}}$ и внутри образца $t_{\text{гл}}$ соответственно.

Аппроксимируя в (8) частную производную конечной разностью, (8) можно переписать в разностном виде:

$$\alpha(t_{\text{ср}} - t_{\text{пов}}) = k \frac{t_{\text{гл}} - t_{\text{пов}}}{\Delta l}, \quad (11)$$

где Δl — разница глубин размещения датчиков температуры.

Из (11) легко определить искомое значение коэффициента теплоотдачи:

$$\alpha = k \frac{t_{\text{гл}} - t_{\text{пов}}}{\Delta l(t_{\text{ср}} - t_{\text{пов}})}.$$

Экспериментально измеренное значение коэффициента теплоотдачи, а также температуры образца и паровоздушной среды как функции времени представлены на рис. 2, б.

Из полученных данных следует, что в интервале времени 0, 5 ч коэффициент теплоотдачи имеет локальный максимум, который вызван конденсацией влаги на поверхности ткани. Величина максимума определяется условиями конкретного эксперимента, а именно начальными температурами образца и среды, а также ее влажностью. Из рис. 2, б следует, что по мере нагрева образца ткани при температуре паровоздушной среды 20°C значение коэффициента теплоотдачи приближается к 20 Вт/(м² град). В последующих числовых расчетах немонотонный характер поведения коэффициента теплоотдачи не учитывался, а его значение было принято равным 20 Вт/(м² град).

Уравнение (10) с граничными условиями (8) решалось неявным итерационным методом с помощью модуля трехмерного моделирования нестационарных тепловых процессов программы COMSOL Multiphysics [18]. Дискретная модель образца мышечной ткани неправильной формы с плотностью 980 кг/м³ и максимальными размерами 260×190×155 мм³ включала около 20 000 конечных элементов (тетраэдров). Исследуемый материал имел равномерно распределенную по его объему начальную температуру t_0 и температуру на поверхности материала $t_{\text{ср}}$. В модели учитывался фазовый переход в каждом элементарном объеме образца независимо друг от друга.

На рис. 3 приведены рассчитанные зависимости температур от времени и измеренные с помощью записывающих датчиков температуры, расположенных на поверхности (на глубине 3 мм) и внутри исследуемого объекта (на глубине 10 мм). Мышечная ткань была предварительно заморожена до температуры -4°C. Нагрев происходил при постоянной температуре паровоздушной среды, равной 20°C.

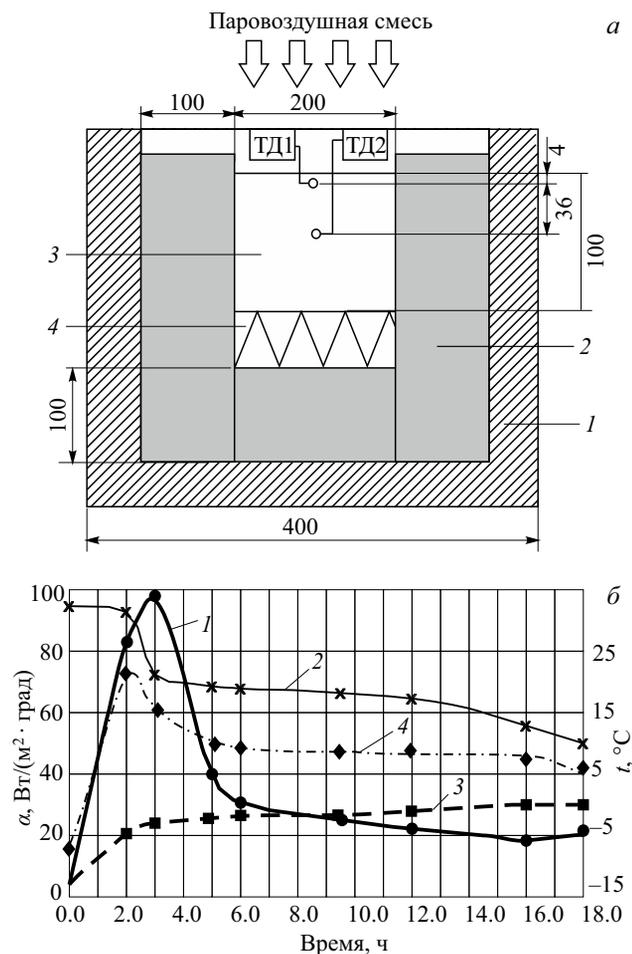


Рис. 2. а — Схема эксперимента по определению коэффициента теплоотдачи мышечной ткани: 1 — полиэтиленовый короб, 2 — теплоизоляторы из пенополистирола, 3 — образец мышечной ткани, 4 — гофрированный картон, ТД1, ТД2 — записывающие датчики температуры, размеры даны в миллиметрах. б — Измеренные зависимости от времени нагрева: 1 — коэффициент теплоотдачи α , 2 — температура среды, 3 — температура внутри мышечной ткани и 4 — на ее поверхности

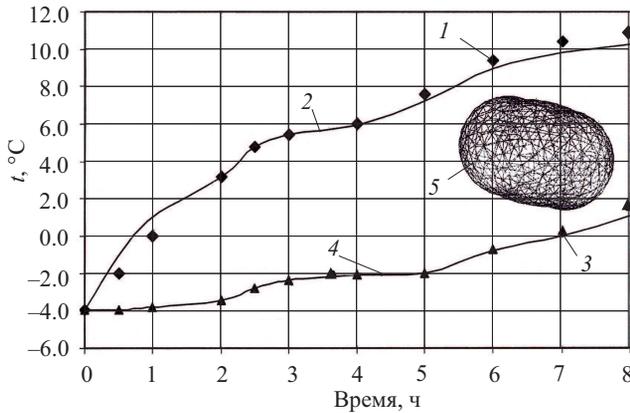


Рис. 3. Зависимости температуры от времени: 1, 3 — экспериментально измеренные, 2, 4 — вычисленные, 1, 2 — под поверхностью на глубине 3 мм, 3, 4 — в центральной части образца, 5 — дискретная триангулированная модель образца ткани

Как следует из рис. 3, максимальное отличие расчета и эксперимента, равное 1.5°C , наблюдается на поверхности образца в начальной стадии нагрева и после 7 ч нагрева. Внутри образца это отличие менее 0.3°C после 7 ч нагрева.

В ряде случаев мышечная ткань может иметь одиночные, локальные включения жировой ткани (жировой массив), поэтому было рассмотрено их влияние на температурное поле исследуемого образца. Так как неоднородность среды локальна, то это приближение двух сред с четкой границей и в этом случае в каждой из однородных областей уравнение Фурье хорошо работает. Была решена модельная задача с фрагментарным включением жировой ткани внутри мышечной в виде эллипсоида с отношением полуосей 2:1:0.5, составляющим 7% и 20% объема образца. Начальная температура образца ткани была взята равной -10°C . Температура паровоздушной среды линейно уменьшалась от 20 до 15°C в течение 18 ч. Численные расчеты показали, что 7%-е включение жировой ткани практически не влияет на распределение температур в образце мышечной ткани. Температура внутри жировой ткани превышает температуру вне нее во внутренней части мышечной ткани не более чем на 0.5°C . В то же время 20%-е включение жировой ткани при тех же условиях приводит к заметной неоднородности поля температур. Через 12 ч нагрева температура в области, где локализована жировая ткань, составила $+7^\circ\text{C}$, тогда как минимальная температура мышечной ткани — только -4°C . При дальнейшем нагреве разница температур уменьшилась до 6°C .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Построена трехмерная численная модель нестационарных тепловых процессов в мышечной ткани с учетом ее реальных теплофизических характеристик и фазовых переходов первого рода, которая с хорошей точностью описывает экспериментальные результаты теплообмена с паровоздушной средой.

Проведено численное моделирование нестационарного нагрева мышечной ткани вблизи температуры фазового перехода, в том числе с учетом локальных включений жировой ткани.

Измерена температурная зависимость коэффициента теплоотдачи поверхности исследуемой мышечной ткани в паровоздушной среде при конвективном теплообмене. При температуры среды 20°C и влажности 90% коэффициент теплоотдачи примерно равен $20 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ град})$.

При нагревании в паровоздушной среде предварительно замороженной мышечной ткани, содержащей внутри локальное (20% объема) включение жировой ткани, происходит заметный перегрев жировой ткани по сравнению с удаленными от жировой ткани областями мышечной ткани. Перепад температур внутри образца мышечной ткани может превышать 10°C , поэтому при расчете полей температур в реальных образцах мышечной ткани следует принимать во внимание наличие локальных включений жировой ткани и оценивать их объем.

Показано, что аккуратно измеренные параметры образца ткани позволяют достаточно точно описать эксперимент в рамках модели теплопередачи Фурье.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соболев С. Л. // УФН. 1991. **161**, № 3. С. 6.
2. Cattaneo C. // Comptes Rendus. Acad. Sci. 1958. **247**. P. 431.
3. Vernet P. // Comptes Rendus. Acad. Sci. 1958. **246**. P. 3154.
4. Zhukovsky K. // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2016. **98**. P. 523.
5. Mitra K., Kumar S., Vedavaz A., Moallemi M. K. // J. Heat Transfer. 1995. **117**. P. 568.
6. Herwig H., Beckert K. // J. Heat Transfer. 2000. **122**. P. 363.
7. Scott E. P., Tilahun M., Vick B. // J. Biomechanical Eng. 2009. **131**. 074518.
8. Лыков А. В. // ИФЖ. 1965. **9**, № 3. С. 287.
9. Кирсанов Ю. А. // ТВТ. 2017. **55**, № 4. С. 549.
10. Жуковский К. В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2018. № 1. С. 45. (Zhukovsky K. V. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2018. **73**, N 1. P. 45.)
11. Ván P., Berezovski A., Fülöp T. et al. // EPL. 2017. **118**, № 5.
12. Кирсанов Ю. А., Кирсанов А. Ю., Гильфанов К. Х., Юдахин А. Е. // Изв. вузов. Авиационная техника. 2015. № 3. С. 3.
13. Лыков А. В. Теплообмен. Справочник. М.: Энергия, 1978.
14. Farag K. W., Lyng J. G., Morgan D. J., Cronin D. A. // Meat Science. 2008. **79**. P. 740.
15. Фам К. Т. // Замороженные пищевые продукты. Производство и реализация / Под ред. Дж. А. Эванс. СПб.: Профессия, 2010. (Fam K. T. // Frozen Food Science and Technology / Eds. Judith A. Evans. Blackwell Publishing Ltd. UK, 2008.)
16. Несвадба П. // Замороженные пищевые продукты. Производство и реализация / Под ред. Дж. А. Эванс. СПб.: Профессия, 2010. (Nesvadba P. // Frozen Food Science and Technology / Eds. Judith A. Evans. Blackwell Publishing Ltd. UK, 2008.)
17. Rattanadecho P. // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2004. **47**. P. 937.
18. COMSOL Multiphysics V. 5.1, Comsol Inc., Sweden, лицензия № 9500010, 2014.

Time Domain Numerical Simulation of Convection Heating of a Muscle Tissue with Phase Transition

A. V. Konnov^{1,a}, G. A. Belozero², M. A. Dibirasulaev²

¹JS "R&PC "Toriy", Moscow 117393, Russia.

²All-Russian Scientific Research Institute of Refrigeration Industry (VNIKHI), branch of Federal State Budgetary Scientific Institution V. M. Gorbato^v Federal Scientific Center for Food Systems RAS. Moscow 127422, Russia.

E-mail: ^akonnov.alexander@mail.ru.

Time domain 3D numerical calculation of the nonstationary temperature field in the process of convection heating of a preliminary frozen muscular tissue in the air—steam environment with consideration of the phase transition was carried out. The temperature fields on the surface and inside muscle tissue were obtained. The heat-transfer coefficient of the muscle tissue surface in the air—steam environment with a temperature varying from 10 to 20°C was experimentally measured.

Keywords: convection heating, muscle tissue, 3D simulation, phase transition, heat conduction equation.

PACS: 44.05.+e, 44.90.+c.

Received 21 May 2018.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2019. **74**, No. 3. Pp. 302–307.

Сведения об авторах

1. Белозеров Георгий Автономович — доктор техн. наук, член-корр. РАН, директор; тел.: (499) 976-09-63; e-mail: mail@vnihi.ru.
2. Дибирасулаев Магомед Абдулмаликович — доктор техн. наук, зав. лабораторией; тел.: (499) 976-15-97; e-mail: mail@vnihi.ru.
3. Коннов Александр Викторович — канд. физ.-мат. наук, нач. лаборатории; тел.: (499) 798-96-21; e-mail: konnov.alexander@mail.ru.