

2. Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. Приложение для обработки сигналов. М.: Наука. 1982. 424 с.
3. Петрашень Г. И. Распространение волн в анизотропных упругих средах. Л.: Наука 1980. 284 с.
4. Подгорный А. Н., Гузь И. С., Дружинин А. Г. Волновой фронт, возбуждаемый нестационарным источником в однородной анизотропной среде // Прикл. механика. 1976. Т. 12, № 12. С. 51—56.
5. Musgrave M. J., Payton R. G. Criteria for elastic waves in anisotropic media – a consolidation // J. Elast. 1984. Vol.14. № 3. P. 269—285.
6. Будаев В. С. Корни характеристического уравнения и классификация анизотропных сред // Известия АН СССР. МТТ 1978. № 3. С. 33—40.
7. Мартыненко М. Д., Босяков С. М. Построения трехмерных волновых поверхностей и их сечений в динамической теории упругости кубически анизотропных сред // Вестник БГТУ, 2002, № 4, С. .
8. Современная кристаллография Т. IV. Физические свойства кристаллов. М.: Наука. 1984. 584 с.
9. Хантингтон Г. Упругие постоянные кристаллов // УФН. 1961. Т. 74. № 3. С. 461—520.
10. Гутфельд Р. Распространение тепловых импульсов // Физическая акустика. Т. V. Под ред. У. Мэзона. Москва: Мир, 1973. С. 267—329.

УДК 697.137.2

**Афонин А.В.**

## МОДЕЛЬ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ВЛАГИ В КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛАХ В УСЛОВИЯХ СОРБЦИОННОГО ГИСТЕРЕЗИСА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Строительные капиллярно-пористые материалы и изделия, такие, как бетон, керамический и силикатный кирпич, асфальтобетоны и т. д. при эксплуатации в ограждениях зданий, а также в дорожных покрытиях подвергаются интенсивным атмосферным изменениям температуры и влажности. Влага, проникающая в материал, способна вызвать его разрушение множеством способов, начиная с изменения напряженно-деформированного состояния, прочностных свойств, поровой структуры, и заканчивая потерей устойчивости к биологическим, низко- и высокотемпературным воздействиям. Таким образом, для правильной оценки срока службы материала (его долговечности) необходимо в первую очередь иметь возможность определять температурно-влажностные поля, возникающие в нем в процессе эксплуатации.

Для определения этих полей расчетным путем следует иметь информацию об уравнениях, описывающих процессы переноса влаги, и о коэффициентах, входящих в эти уравнения. Такую информацию можно получить с помощью моделирования поровой структуры материала, а также равновесия и процессов переноса влаги.

Данная статья является продолжением работ [1-5] и посвящена дальнейшему теоретическому уточнению полученных в них результатов. В этих работах были построены модели для вычисления коэффициентов влагопроводности и паропрооницаемости, входящих в известные [6, 7] уравнения изотермического переноса влаги в капиллярно-пористых материалах. Эти уравнения не учитывают, однако, существенной для многих материалов разницы между процессами сорбции и десорбции (сорбционного гистерезиса). Целью данной работы является теоретическое получение уравнений, описывающих процессы переноса влаги в условиях сорбционного гистерезиса, а также установление аналитических выражений для коэффициентов, входящих в эти уравнения, путем моделирования.

В настоящее время процессы переноса влаги в условиях сорбционного гистерезиса почти не исследованы как теоретически, так и экспериментально (не существовало даже уравнений, описывающих эти процессы). Поэтому сравнение с опытными данными в настоящей работе не приводится.

### 2. ПАРАМЕТРЫ МАТЕРИАЛА

Для описания необходимых свойств материала нам будет достаточно знаний о двух функциях:

- 1) дифференциальной функции распределения объема пор по радиусам  $f_v(r)$ , где  $r$  – радиус поры (капилляра);
- 2) изотерме расклинивающего давления  $\Pi(h)$ , где  $h$  – толщина адсорбционного слоя (смачивающей пленки).

#### 2.1. Распределение объема пор по радиусам

Как и в [3, 8], определим дифференциальную функцию распределения объема пор по радиусам следующим образом. Выражение  $f_v(r)dr$  равно отношению объема пор с радиусами от  $r$  до  $r+dr$  в некотором участке материала к объему этого участка. При этом пористость материала  $P$  вычисляется как

$$P = \int_0^{\infty} f_v(r) dr. \quad (1)$$

Дифференциальная функция распределения объема пор по радиусам может быть измерена при помощи ртутного порометра.

#### 2.2. Изотерма расклинивающего давления

Изотерма расклинивающего давления  $\Pi(h)$ , введенная и изученная Б.В. Дерягиным и др. [9-12], характеризует сорбционные свойства вещества, из которого состоит скелет материала. Для плоской равновесной смачивающей пленки толщиной  $h$  расклинивающее давление  $\Pi$  равно взятому с обратным знаком химическому потенциалу пленки, деленному на молярный объем жидкости. Поскольку химический потенциал пленки совпадает с химическим потенциалом находящегося над ней водяного пара, то для плоских адсорбционных слоев справедлива формула [9-11]:

$$\Pi(h) = \frac{\rho RT}{M} \ln \frac{E}{e}, \quad (2)$$

где  $\rho$  – плотность жидкости,  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $T$  – абсолютная температура,  $M$  – молярная масса водяного пара,  $e$  – парциальное давление (упругость) водяного пара,  $E$  – максимальная упругость водяного пара при данной температуре.

*Афонин Александр Владимирович, аспирант каф. технологии бетона и строительных материалов Брестского государственного технического университета.  
Беларусь, БГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.*

Способы измерения изотерм расклинивающего давления смачивающих пленок описаны в работах [9-11].

**3. РАВНОВЕСИЕ ВЛАГИ**

Прежде, чем рассматривать процессы переноса влаги, необходимо определить равновесное состояние, которое занимает влага в порах материала.

Поскольку поверхности пленок и менисков жидкости в капиллярах искривлены, в дальнейшем будем пользоваться соотношением Б.В. Дерягина, полученным для пологих профилей поверхности из условия постоянства химического потенциала в равновесной неплоской пленке:

$$\sigma K + \Pi(h) = \frac{\rho RT}{M} \ln \frac{E}{e}, \tag{3}$$

где  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения на границе жидкость-газ,  $K$  – локальная средняя кривизна поверхности пленки, равная сумме главных кривизн.

**3.1. Толщина смачивающей пленки**

В цилиндрическом капилляре радиуса  $r$ , покрытом изнутри смачивающей пленкой толщиной  $h$  условие равновесия (3) приобретает вид [9]

$$\frac{\sigma}{r-h} + \Pi(h) = \frac{\rho RT}{M} \ln \frac{E}{e}. \tag{4}$$

Из уравнения (4) можно найти толщину пленки  $h$  как функцию  $r$  и  $e$

$$h = h(r, e). \tag{5}$$

**3.2. Радиус устойчивости**

Условие устойчивости пленки в цилиндрическом капилляре, согласно Б.В. Дерягину [9, 12], означает, что производная от левой части уравнения (4) по  $h$  должна быть отрицательной

$$\frac{\sigma}{(r-h)^2} + \Pi'(h) < 0. \tag{6}$$

Если условие (6) не выполняется, то пленка теряет устойчивость и капилляр заполняется жидкостью. Исходя из уравнения (4) и условия (6), можно записать уравнение для максимального радиуса капилляра  $r_s$ , в котором пленка теряет устойчивость

$$\frac{\sigma}{(r_s - h(r_s, e))^2} + \Pi'(h(r_s, e)) = 0. \tag{7}$$

Таким образом, из уравнений (4) и (7) может быть найден радиус устойчивости  $r_s$  как функция упругости водяного пара  $e$

$$r_s = r_s(e). \tag{8}$$

**3.3. Радиус капилляров, содержащих мениски**

Найдем радиус капилляра  $r_w$ , содержащего мениск жидкости при данной упругости пара.

Основываясь на определении, данном в работе [13], автором было получено выражение для средней кривизны поверхности, заданной в виде функции декартовых координат  $z(x, y)$

$$K = \frac{z_{xx}(1+z_y^2) + z_{yy}(1+z_x^2) - 2z_{xy}z_xz_y}{(1+z_x^2+z_y^2)^{3/2}}, \tag{9}$$

где нижние индексы означают дифференцирование по соответствующим переменным.

Переходя к полярным координатам  $(r, \varphi)$  и считая функцию  $z$  не зависящей от  $\varphi$ , получим выражение для средней кривизны поверхности вращения:

$$K = \frac{z_{rr} + z_r(1+z_r^2)/r}{(1+z_r^2)^{3/2}}. \tag{10}$$

Подставляя (10) в (3), будем иметь обыкновенное дифференциальное уравнение для функции  $z(r)$ , описывающей форму мениска в цилиндрическом капилляре с учетом переходной зоны [9] между мениском и пленкой:

$$\sigma \frac{z_{rr} + z_r(1+z_r^2)/r}{(1+z_r^2)^{3/2}} + \Pi(h) = \frac{\rho RT}{M} \ln \frac{E}{e}, \tag{11}$$

где  $h = r_w - r$ , с граничными условиями

$$z_r|_{r=0} = 0, \tag{12}$$

$$z_r|_{r=r_w-h_w} = \infty, \tag{13}$$

где  $h_w = h(r_w, e)$ .

С помощью подстановки  $z_r = \sqrt{\frac{u}{1-u}}$  уравнение (11)

сводится к уравнению Бернулли

$$\frac{1}{2}u' + \frac{u}{r} = f(r)\sqrt{u}, \tag{15}$$

где введено обозначение

$$f(r) = \frac{1}{\sigma} \left( \frac{\rho RT}{M} \ln \frac{E}{e} - \Pi(h) \right). \tag{16}$$

Решая уравнение (15) с учетом условия (12), получим

$$z_r = \sqrt{\frac{1}{1 - \frac{1}{r^2} \left( \int_0^r r f(r) dr \right)^2} - 1}. \tag{17}$$

Применение граничного условия (13) к этому решению дает искомое уравнение для  $r_w$

$$\int_0^{r_w-h_w} r f(r) dr = r_w - h_w, \tag{18}$$

которое с учетом (16) и после подстановки  $r = r_w - h$  принимает вид

$$\frac{\sigma}{r_w - h_w} + \frac{1}{(r_w - h_w)^2} \int_{h_w}^{r_w} \Pi(h)(r_w - h) dh = \frac{\rho RT}{2M} \ln \frac{E}{e}. \tag{19}$$

Таким образом, из уравнений (4), (14) и (19) может быть найден радиус капилляров, содержащих мениски, как функция упругости водяного пара

$$r_w = r_w(e). \tag{20}$$

### 3.4. Критический радиус

Для описания поровой структуры материала воспользуемся предложенной в [3] моделью, представляющей капилляры в виде системы разнонаправленных взаимосообщающихся цилиндров кругового поперечного сечения. Рассмотрим небольшой участок материала, в котором содержится достаточно большое количество капилляров различного радиуса. Упругость водяного пара в этом участке должна быть практически постоянной в силу его небольших размеров. Согласно формуле Кельвина должна быть постоянной также средняя кривизна менисков жидкости, образующихся в этом участке. Мениски жидкости могут образовываться не только в капиллярах, но и в местах их соединения. В силу уравнений Навье-Стокса жидкая влага должна стремиться заполнить капилляры так, чтобы ее давление было минимальным. Поэтому, согласно уравнению Лапласа, при образовании мениска в месте соединения двух капилляров разных радиусов жидкость будет заполнять капилляр с меньшим радиусом. Таким образом, в небольшом участке гидрофильного материала жидкость заполнит все капилляры с радиусами от 0 до некоторого критического радиуса  $r_c$ , как и было показано в [3].

Поскольку радиус кривизны мениска, образующегося в торце капилляра всегда больше, чем радиус кривизны мениска, находящегося внутри этого капилляра, то критический радиус может быть меньше или равен радиусу капилляров, содержащих мениски  $r_w$ . С другой стороны, в силу условия устойчивости (6), критический радиус обязан быть больше или равен радиусу устойчивости  $r_s$ . Таким образом, имеем:

$$r_s(e) \leq r_c \leq r_w(e). \quad (21)$$

### 3.5. Влажность материала

Эта неоднозначность возможного значения критического радиуса при данной упругости водяного пара и является, видимо, основной причиной неоднозначности возможного значения влажности материала при данной упругости пара (сорбционного гистерезиса).

Объемную влажность (отношение объема жидкой и пленочной влаги в данном участке материала к объему этого участка) можно вычислить по формулам [3-5]

$$\omega_v(r_c, e) = \omega_{vc}(r_c) + \omega_{vf}(r_c, e), \quad (22)$$

где  $\omega_{vc}$  и  $\omega_{vf}$  – жидкостная и пленочная объемные влажности соответственно:

$$\omega_{vc}(r_c) = \int_0^{r_c} f_v(r) dr, \quad (23)$$

$$\omega_{vf}(r_c, e) = \int_{r_c}^{\infty} f_v(r) \left( 2 \frac{h(r, e)}{r} - \left( \frac{h(r, e)}{r} \right)^2 \right) dr.$$

Дифференцируя соотношение (22) с учетом (23) по  $r_c$ , несложно показать, что  $\omega_v(r_c, e)$  при данном  $e$  является монотонно возрастающей функцией от  $r_c$ . Поэтому подставляя в (22) вместо  $r_c$  значения  $r_s(e)$  и  $r_w(e)$ , получим изомеры минимальной  $\omega_{vs}(e)$  и максимальной  $\omega_{vw}(e)$  объемной влажности:

$$\omega_{vs}(e) = \omega_v(r_s(e), e),$$

$$\omega_{vw}(e) = \omega_v(r_w(e), e), \quad (24)$$

причем для всех  $\omega_v$  и  $e$  должно выполняться неравенство

$$\omega_{vs}(e) \leq \omega_v \leq \omega_{vw}(e). \quad (25)$$

Таким образом, равновесное состояние влажного материала описывается двумя, вообще говоря не зависящими одна от другой, непосредственно измеряемыми величинами  $\omega_v$  и  $e$ , что соответствует двумерной области гистерезиса на диаграмме  $(e, \omega_v)$  (см. работы [14, 15]).

## 4. ПЕРЕМЕЩЕНИЕ ВЛАГИ

При описании процессов перемещения влаги в материале будем придерживаться следующих предположений:

а) критический радиус может увеличиваться только:

– либо когда жидкость поступает из большего капилляра в меньший, причем в сторону меньшей упругости водяного пара;

– либо при достижении критическим радиусом своего минимального значения для данной упругости водяного пара – радиуса устойчивости  $r_s(e)$ .

б) критический радиус может уменьшаться, то есть жидкость может покидать капилляр, только в случае образования внутри капилляра мениска жидкости, при достижении критическим радиусом своего максимального значения  $r_w(e)$ .

Чтобы описать изменение двух неизвестных величин  $\omega_v$  и  $e$ , зависящих от координат и времени, необходимо иметь два уравнения.

### 4.1. Закон изменения критического радиуса

Рассмотрим два соседних небольших участка материала, в одном из которых критический радиус больше некоторого значения  $r_c$ , а в другом – меньше. Между этими участками должны существовать капилляры радиуса  $r_c$ , не заполненные жидкостью. Если упругость водяного пара, а вместе с ней и давление жидкости, убывает от первого участка ко второму, то мениски жидкости будут перемещаться в этом направлении по капиллярам радиуса  $r_c$  со скоростью, равной согласно закону Пуазейля

$$\vec{v} = - \frac{r_c^2}{8\rho\nu(r_c)} \vec{\nabla} p, \quad (26)$$

где  $\nu(r_c)$  – кинематическая вязкость воды в капилляре радиуса  $r_c$ .

Изменение вязкости жидкостей в узких капиллярах и смазывающих пленках было экспериментально исследовано в работах [9, 10]. На основе этих работ в [4, 5] была предложена эмпирическая формула для вязкости воды. Факт изменения вязкости объясняется, возможно, присутствием в капиллярной и пленочной жидкости растворенных веществ.

Поскольку давление жидкости  $p$ , согласно формулам Лапласа и Кельвина, связано с упругостью водяного пара соотношением [4, 5]

$$p = p_a - \frac{\rho RT}{M} \ln \frac{E}{e}, \quad (27)$$

где  $p_a$  – атмосферное давление, то для скорости перемещения менисков будем иметь выражение

$$\vec{v} = -\frac{RT r_c^2}{8\nu(r_c) Me} \vec{\nabla} e. \quad (28)$$

Эта скорость представляет собой скорость перемещения поверхности  $r_c = const$ . Поэтому

$$\frac{\partial r_c}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} r_c = 0. \quad (29)$$

Подставляя сюда выражение (28), получим уравнение изменения критического радиуса

$$\frac{\partial r_c}{\partial t} = k_c(r_c, e) \vec{\nabla} r_c \cdot \vec{\nabla} e, \quad (30)$$

где введено обозначение для коэффициента изменения критического радиуса

$$k_c(r_c, e) = \frac{RT r_c^2}{8\nu(r_c) Me}. \quad (31)$$

Уравнение (30) описывает процесс изменения критического радиуса только в случае, когда жидкость проникает из большего капилляра в меньший, что записывается как

$$\vec{\nabla} r_c \cdot \vec{\nabla} e > 0. \quad (32)$$

Если условие (32) не выполняется, то вместо (30) справедливо уравнение

$$\frac{\partial r_c}{\partial t} = 0. \quad (33)$$

Запишем уравнение (30) в переменных  $(\omega_v, e)$ . Для этого продифференцируем соотношение, полученное из (22), (23)

$$\omega_v = \int_0^{r_c(\omega_v, e)} f_v(r) dr + \int_{r_c(\omega_v, e)}^{\infty} f_v(r) \left( 2 \frac{h(r, e)}{r} - \left( \frac{h(r, e)}{r} \right)^2 \right) dr \quad (34)$$

по переменным  $\omega_v$  и  $e$ .

В результате будем иметь уравнение

$$\frac{\partial \omega_v}{\partial t} - \xi_f(\omega_v, e) \frac{\partial e}{\partial t} = k_c(\omega_v, e) (\vec{\nabla} \omega_v - \xi_f(\omega_v, e) \vec{\nabla} e) \cdot \vec{\nabla} e, \quad (35)$$

где символом  $\xi_f$  обозначен коэффициент, равный

$$\xi_f(\omega_v, e) = 2 \int_{r_c(\omega_v, e)}^{\infty} \frac{f_v(r)}{r} \frac{\partial h(r, e)}{\partial e} \left( 1 - \frac{h(r, e)}{r} \right) dr. \quad (36)$$

Если правая часть уравнения (35) меньше либо равна нулю, то вместо (35) следует использовать уравнение, аналогичное (33)

$$\frac{\partial \omega_v}{\partial t} - \xi_f(\omega_v, e) \frac{\partial e}{\partial t} = 0. \quad (37)$$

#### 4.2. Закон сохранения массы

Второе уравнение представляет собой известный закон сохранения массы

$$\rho \frac{\partial \omega_v}{\partial t} = \text{div} (\mu(\omega_v, e) \vec{\nabla} e), \quad (38)$$

где в левой части стоит скорость изменения массы воды в единице объема материала. Эта скорость изменения массы равна (со знаком минус) дивергенции плотности потока массы, вызванного градиентом упругости водяного пара.

Коэффициент паропроницаемости  $\mu$  в (38) можно вычислить формуле, предложенной в работах [4, 5] и несколько уточненной

$$\mu = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} (r_a - h_a) \frac{P - \omega_v}{\chi(P - \omega_v)} + \frac{\rho R T h_a^2 \omega_{vf}}{3\nu(h_a) Me \chi(P - \omega_v)} + \frac{\rho R T r_h^2 \omega_{vc}}{8\nu(r_h) Me \chi(\omega_{vc})}, \quad (39)$$

где  $r_a$  – средний радиус капилляров, по которым перемещается пар и сорбционные пленки,  $h_a$  – средняя толщина сорбционной пленки,  $r_h$  – гидравлический радиус,  $\chi$  – коэффициент извилистости. Эти величины могут быть вычислены по формулам:

$$r_a = \int_{r_c}^{\infty} f_v(r) dr / \int_{r_c}^{\infty} \frac{f_v(r)}{r} dr, \quad (40)$$

$$h_a = h(r_a, e), \quad (41)$$

$$r_h = \int_0^{r_c} f_v(r) dr / \int_0^{r_c} \frac{f_v(r)}{r} dr, \quad (42)$$

$$\chi(P) = P \left\{ \frac{1}{2} + \sin \left[ \frac{\arcsin(2P - 1)}{3} \right] \right\}^{-2}. \quad (43)$$

В случае, когда  $r_a > 10^{-7}$  м, вместо первого слагаемого в (39), описывающего перенос парообразной влаги, следует использовать выражение

$$\mu_g \frac{P - \omega_v}{\chi(P - \omega_v)}, \quad (44)$$

где  $\mu_g$  – паропроницаемость воздуха.

Второе слагаемое формулы (39) описывает перемещение сорбционных пленок, а третье – перемещение объемной жидкости (конденсата). При больших значениях  $\omega_{vc}$ , близких к  $\omega_v$ , упругость водяного пара  $e$  близка к своему максимальному значению  $E$  и третий член в формуле (39) является преобладающим. В этом случае перемещение влаги можно описывать уравнениями переноса жидкой влаги, с выражениями для коэффициента влагопроводности, предложенными в работах [2, 3]. Эти выражения соответствуют последнему слагаемому в (39).

#### 4.3. Описание перемещения влаги с учетом ограничений

Система уравнений (35) или (37) и (38) представляет собой замкнутую систему двух уравнений с двумя неизвестными, описывающую изменение состояния системы внутри области гистерезиса. Остается сформулировать условия, ограничивающие решения этой системы так, чтобы выполнялись предположения а) и б) и неравенство (25).

Если объемная влажность достигла своего максимального значения при данной упругости водяного пара

$$\omega_v = \omega_{vw}(e), \quad (45)$$

то, в случае тенденции увеличения (согласно уравнениям (35) и (38)) объемной влажности в области еще больших значений

$$\frac{\partial \omega_v}{\partial t} \geq \frac{d\omega_{vw}(e)}{de} \frac{\partial e}{\partial t}, \quad (46)$$

эволюция должна происходить вдоль кривой (45) и описываться одним уравнением с одной неизвестной  $e$

$$\rho \frac{d\omega_{vw}(e)}{de} \frac{\partial e}{\partial t} = \text{div}(\mu(\omega_{vw}(e), e) \vec{\nabla} e). \quad (47)$$

Вдоль кривой (45) объемная влажность может как увеличиваться, так и уменьшаться (согласно условию б). Уравнение (47) описывает при этом процессы десорбции, а также перенос влаги в сверхсорбционном диапазоне вплоть до максимального объемного водопоглощения, равного  $P$ .

Если же объемная влажность достигла минимального значения

$$\omega_v = \omega_{vs}(e), \quad (48)$$

то в случае, когда уравнения (35) или (37) и (38) предсказывают выполнение неравенства

$$\frac{\partial \omega_v}{\partial t} \leq \frac{d\omega_{vs}(e)}{de} \frac{\partial e}{\partial t}, \quad (49)$$

эволюция происходит вдоль кривой (48) и описывается одним уравнением

$$\rho \frac{d\omega_{vs}(e)}{de} \frac{\partial e}{\partial t} = \text{div}(\mu(\omega_{vs}(e), e) \vec{\nabla} e). \quad (50)$$

Поскольку, согласно условиям а) и б), вдоль кривой (48) объемная влажность может только увеличиваться, то в случае предсказываемого уравнением (50) уменьшения упругости водяного пара (а с ней и объемной влажности) со временем, вместо уравнения (50) следует пользоваться системой уравнений (37) и (38).

Уравнение (50) описывает процесс сорбции влаги, а кривая (48) представляет собой изотерму сорбции материала при малых градиентах упругости водяного пара и критического радиуса. Максимальное сорбционное увлажнение  $\omega_{vs}(E)$  может быть при этом меньше максимальной объемной влажности материала, равной  $P$ , что подтверждается многочисленными опытными данными для различных капиллярно-пористых материалов.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученная система уравнений и неравенств позволяет описывать изотермическое изменение объемной влажности материала и упругости водяного пара во времени и пространстве в условиях сорбционного гистерезиса при заданных начальных и граничных условиях.

Предлагаемая модель качественно подтверждается следующими экспериментальными фактами:

- максимальное сорбционное увлажнение капиллярно-пористых материалов меньше их водонасыщения, наблюдаемого при погружении образца в воду [6, 7];
- в результате многократных изменений наружной влажности воздуха объемная влажность материала стремится увеличиться до изотермы десорбции [14].

Выполненные теоретические исследования и сформулированные уравнения позволяют на основе данных о дифференциальной функции распределения объема пор по радиусам и изотерме расклинивающего давления вещества материала рассчитывать изотермические процессы перемещения влаги в капиллярно-пористых материалах в общем случае, когда изотермы сорбции и десорбции не совпадают. По сравнению с предыдущими работами в данной статье также учтена зави-

симость толщины сорбционной пленки от радиуса капилляра и построена модель равновесия мениска жидкости в цилиндрическом капилляре с учетом переходной зоны.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Афонин А.В. Расчет паропроницаемости пористых материалов методом аналогии // Сб. трудов Междунар. науч.-практ. конф., Брест, 18-20 декабря 2000 г. / Под ред. проф. В.В. Тура – Брест: БГТУ, 2001. – 200 с. – С. 151-155.
2. Афонин А.В., Никитин В.И. К расчету переноса жидкой влаги в капиллярно-пористых материалах // Проблемы технологии производства строительных материалов, изделий и конструкций, строительства зданий и сооружений, подготовки инженерных кадров для строительной отрасли: Материалы VIII Междунар. науч.-практ. семинара (Минск, 15-16 нояб. 2001 г.) / Ред. колл.: Э.И. Батяновский (отв. ред.) и др. – Мн.: Стринко, 2001. – 424 с. – С. 29-34.
3. Афонин А.В., Никитин В.И. Вычисление коэффициентов переноса жидкой влаги в капиллярно-пористых строительных материалах // Вестник Брестского государственного технического университета. №1(13), 2002. Серия "Строительство и архитектура". – Брест, 2002. – 174 с. – С. 10-15.
4. Afonin A.V., Nikitin V.I., 'Vapour permeability of capillary-porous materials taking into account sorption film and condensate flow' // Behavior of Concrete at High Temperatures and Advanced Design of Concrete Structures: Proceedings of the Intern. Conf. 'Construction and Architecture', Minsk, Belarussian National Technical University, 3-7 February 2003, – 332 p. – P.131-139.
5. Афонин А.В., Никитин В.И. Вычисление паропроницаемости капиллярно-пористых материалов с учетом течения сорбционных пленок и конденсата // Вестник Брестского государственного технического университета. №1(19), 2003. Серия "Строительство и архитектура". – Брест, 2003. – 172с. – С. 34-40.
6. Фокин К.Ф. Строительная теплотехника ограждающих частей зданий. Изд. 4-е, перераб. и доп. – М.: Стройиздат, 1973. – 287 с.
7. Ильинский В.М. Строительная теплофизика (ограждающие конструкции и микроклимат зданий). Уч. пособие для инж.-строит. вузов. – М.: Высш. школа, 1974. – 320 с.
8. Лыков А.В. Теоретические основы строительной теплофизики. – Мн.: Изд-во Акад. Наук БССР, 1961. – 520 с.
9. Дерягин Б.В., Чураев Н.В. Смачивающие пленки. – М.: Наука, 1984. – 160 с.
10. Чураев Н.В. Физикохимия процессов переноса в пористых телах. – М.: Химия, 1990. – 271 с.
11. Дерягин Б.В. и др. Поверхностные силы / Б.В. Дерягин, Н.В. Чураев, В.М. Муллер. Отв. ред. Е.Д. Шукин. – М.: Наука, 1985. – 399 с.
12. Дерягин Б.В. Теория устойчивости коллоидов и тонких пленок / АН СССР, Ин-т физ. химии. – М.: Наука, 1986. – 204 с.
13. Дубровин Б.А., Новиков С.П., Фоменко А.Т. Современная геометрия: методы и приложения. – 2-е изд. перераб. – М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986. – 760 с.
14. Gawin D., Lefik M., Schrefler B.A. ANN approach to sorption hysteresis within a coupled hygro-thermo-mechanical FE analysis. / International journal for numerical methods in engineering. – 2001; **50**. – P 299-323.
15. Barogel-Bouny V., Mainguy M., Lassabatere T., Coussy O. Characterization and identification of equilibrium and transfer moisture properties for ordinary and high-performance cementitious materials / Cement and Concrete Research 29 (1999). – P. 1225-1238.