

УДК 533.7/536.2

Ю.С. Алексеев**СУШКА ДРЕВЕСИНЫ В КАМЕРАХ ПАРОВОГО ТИПА**

С позиций статистической физики, теории коррелятивных функций показано, что выведенное ранее уравнение, описывающее твердое аморфное, жидкое и газообразное состояние системы, может быть использовано при расчете межкластерного резонанса с целью ускорить сушку древесины в стандартных сушильных камерах парового типа примерно в 1,5–2 раза.

Ключевые слова: кластер, потенциалы, резонанс, сушка, древесина, внедрение.

Теория вопроса

Статистическая теория [5–7] рассматривает жидкость как систему из большого числа взаимодействующих частиц или групп частиц (кластеров) и описывает ее свойства набором функций радиального распределения групп частиц. Вероятность нахождения некоторой молекулы жидкости или совокупности частиц жидкости в объеме зависит от того, в какой точке расположена другая частица. Такая вероятностная связь между взаимным расположением молекул количественно характеризуется бинарной функцией распределения. В простейшем случае однородной атомарной жидкости, находящейся в состоянии покоя, бинарная функция зависит только от расстояния и ее называют радиальной функцией распределения $G(r)$. Функцию $G(r)$ определяют из рентгенографических исследований.

В работе [2] развивают статистическую теорию упругих свойств жидкостей. Показано, что упругость жидкостей зависит от скорости деформации. При медленной деформации (например, сушка или пропитка древесины, когда процессы диффузии подчиняются закону Фика) жидкость обладает только объемной упругостью, а модуль сдвига равен нулю. Свойства ее выражают через потенциал межмолекулярного взаимодействия, радиальную функцию распределения и молекулярно-структурные функции.

Наряду со статистической теорией жидкости получили также развитие отдельные приближения: теория свободного объема (Леннард-Джонс, Девоншайр) и дырочная теория (Френкель, Эйринг).

В теории свободного объема занятый молекулами жидкости объем разбивают на ячейки, число которых равно числу молекул. Движение молекул в ячейке рассматривают как движение в усредненном поле взаимодействия со всеми остальными молекулами при предположении, что силы достаточно быстро убывают с увеличением расстояния.

Дырочная теория по своим идеям близка к теории свободного объема. Различие состоит в том, что число ячеек больше числа частиц, вследствие чего в жидкости имеются вакантные ячейки или «дырки». Дырочная теория да-

ет существенно лучшие результаты при рассмотрении неравновесных состояний жидкостей, особенно явлений диффузии и внутреннего трения.

Необходимо отметить, что обе теории выведены из общих принципов статистической механики с использованием некоторых приближений. Модельные теории отличаются наглядностью и простотой при объяснении новых явлений или качественно новых характеристик жидкостей, однако они имеют и ограничения – не дают полного количественного согласования с опытом.

Разрабатываются и геометрические подходы к проблеме жидкого состояния. Здесь структуру жидкости не сводят к ближайшему порядку, а охватывают весь ее объем.

В настоящее время не существует общепризнанной теории. Предпринято большое число попыток создать микроскопические модели. Только в [14] приведены работы 15 авторов.

Ранее было выведено стационарное уравнение, описывающее жидкое, твердое и газообразное состояние одноатомного вещества. Если предположить, что распределение частиц подчиняется условию статистической независимости между координатами атомов и их распределением по скоростям (что легко видно по распределениям Бозе–Эйнштейна или Ферми–Дирака, то будем иметь

$$F_1(r, v) = \rho(r)w(v^2), \quad (1)$$

где $\rho(r)$ – плотность частиц в точке r ;
 $w(v^2)$ – дисперсия скоростей.

По условию стационарности можно сразу перейти к нелинейному интегральному уравнению [3]:

$$kT \ln g(r) = U_0 - \rho_0 \iiint \Phi(|r - r_1|) g(r_1) dr_1, \quad (2)$$

где k – постоянная Больцмана,
 T – температура жидкости (по Кельвину);
 $g(r)$ – бинарная коррелятивная функция,
 $g(r_1)$ – бинарная коррелятивная функция, первая частица (кластер) которой находится в начале координат;
 U_0 – усредненный потенциал сложной системы;
 ρ_0 – средняя плотность системы частиц;
 $\Phi(|r - r_1|)$ – парная функция взаимодействия двух частиц (кластеров), находящихся в точках r и r_1 .

Усредненный потенциал системы определяют из выражения

$$U_0 = \iiint \Phi(|r - r_1|) \rho_0 dr_1. \quad (3)$$

Как видно из выражения (3), величина U_0 является константой. Рассуждая как авторы [7] и допуская независимость парной функции от направления в пространстве (аналогично выводу уравнения Боголюбова [1]), проинтегрируем по угловым переменным:

$$kT \ln g(r) = (2\pi/\Omega) \int_0^\infty (1 - g(r_1)) \left\{ \int_{|r-r'|}^{|r+r'|} \Phi(s) s ds \right\} (r'/r) dr' . \quad (4)$$

Здесь Ω – средний объем, приходящийся на частицу.

Наибольшую сложность при решении уравнения (4) вызывает потенциал парного взаимодействия Φ , поскольку за кластер можно принять произвольный объем: элементарную частицу, электрон, атом, молекулу, группу молекул, произвольное число координационных сфер.

Представляется важной также связь эмпирических констант физической химии при определении химического потенциала (или потенциала Гиббса–Гельмгольца) и теории коррелятивных функций для равновесного случая, являющихся основным математическим аппаратом в статистической физике при описании жидкого и аморфного состояния, поскольку они играют определяющую роль в технологических производственных процессах.

Химический потенциал – важная термодинамическая функция любой сложной системы, находящейся в любой фазе, включающей любые процессы, в том числе и химические реакции. Как известно, химический потенциал чистого вещества равен энергии Гиббса одного моля этого вещества:

$$\mu_i = G_i. \quad (5)$$

Самопроизвольные процессы в химических системах при постоянном давлении и температуре всегда направлены в сторону уменьшения энергии Гиббса G . Таким образом, G играет роль, аналогичную потенциальной энергии в обычной механике.

Для идеального газа имеем:

$$d\mu = RT d(\ln p); \quad (6)$$

$$\mu = \mu_0 + RT \ln p, \quad (7)$$

где R – универсальная газовая постоянная,

μ_0 – константа интегрирования, при нормальных условиях берется из стандартных термодинамических таблиц;

p – давление в микромире, представляет собой энергию, приходящуюся на единицу объема V , взятую с обратным знаком.

Проведем аналогию с коррелятивными функциями 2-го порядка [3], сравнивая (7) и (2). В микромире левая часть (7) при переходе от давления p к бинарной коррелятивной функции g изменит знак на противоположный. Из сравнения (7) и (2) получим

$$\mu = kT \ln g(r). \quad (8)$$

Параллельно попытаемся связать коррелятивные функции g с электронной (атомной) плотностью системы для оценки межчастичных (межкластерных) взаимодействий. Тогда члены, отвечающие за потенциал взаимодействия U , будут иметь следующий вид:

$$U = V_{ee} + V_{eL} + V_{LL}. \quad (9)$$

Здесь V_{ee} описывает взаимодействие электронов друг с другом, V_{eL} – электронов с ядрами, V_{LL} – ядер между собой. Учитывая самые сильные взаимодействия и классифицируя интегралы в системе интегриродифференциальных уравнений Боголюбова–Борна–Грина [1] (проинтегрировав $(n - 2)$ раза, где n – число частиц в системе, соразмерное числу Авогадро), описывающей только стационарное состояние, а также проанализировав свойства бинарной коррелятивной функции, запишем ее явно в атомной системе единиц:

$$kT \ln g(r) = - \sum Z_i / |r - R_i| + \sum Z_i / |R_i| + \\ + [(n - 1)/V] \iiint [g(r_1) - g(r - r_1)] dr_1 / [|r_1| |r - r_1|]. \quad (10)$$

После $(n - 1)$ интегрирований будем иметь:

$$kT \ln \rho(r) = - \sum Z_i / |r - R_i| + n/V \iiint \rho(r_1) dr_1 / |r - r_1|, \quad (11)$$

где $g(r)$ и $\rho(r)$ – бинарная и унарная коррелятивные функции на конце радиуса-вектора r ;

Z_i и R_i – заряд и координаты i -й частицы;

n – среднее число частиц в некотором объеме V (например, число Авогадро).

Свяжем волновые функции системы Ψ с вышеприведенными s -частичными функциями F_s :

$$g(r_1, r_2) = \int \dots \int \Psi(r_1, r_2, \dots, r_n) \Psi(r_1, r_2, \dots, r_n) dr_3 dr_4, \dots, dr_n; \quad (12)$$

$$\rho(r) = \iiint g(r, r_1) dr_1. \quad (13)$$

Для расчета потенциала межчастичного (межкластерного) взаимодействия можно применить уравнение Максвелла:

$$\Delta \varphi(r) = 4\pi \rho(r). \quad (14)$$

В связи с этим интересны исследования, где при упрощенном потенциале рассмотрены кластеры разных видов. Возможно, что с потенциалом вида (14) число структур резко бы возросло. Знание потенциала позволяет определить спектр резонансных частот межчастичных (межкластерных) взаимодействий.

Практическая реализация

Как правило, российские сушильные камеры парового типа имеют форму параллелепипеда размером $2 \times 3 \times 7$ м. Стены, пол и потолок заземлены.

Нами предложено программное обеспечение для ведения ускоренной сушки пиломатериалов. Со спикера системного блока Пентиум-2 заземленный вывод соединен с корпусом сушильной камеры, а «плюс»-провод выведен на антенну, расположенную в центре сушильной камеры. Рассчитанный по вышеприведенным выражениям (4), (10) – (14) резонансный межчастичный (межкластерный) сигнал (разложен по базису Уолша) подаются на антенну вовнутрь камеры.

Режим сушки древесины – это совокупность тепловлажностных воздействий сушильного агента, в котором происходит сушка древесины, на пиломатериал. Они обеспечивают заданное качество и скорость его сушки. В зависимости от требований, предъявляемых к качеству сушки, древесина может высушиваться различными по температурному уровню режимами.

При использовании режимов высокотемпературного процесса агента сушки служит перегретый при атмосферном давлении пар с температурой выше 100 °С. Высокотемпературные режимы сушки обеспечивают бездефектную сушку пиломатериалов при незначительном уменьшении прочности на статический изгиб, растяжение и сжатие при заметном снижении (до 35 %) прочности на скалывание и раскалывание. В этих режимах [3] рекомендована сушка до эксплуатационной влажности пиломатериалов целевого назначения, работающих с большим запасом прочности.

При низкотемпературных режимах сушки в качестве сушильного агента используют влажный воздух с температурой в начальной стадии до 100 °С. К низкотемпературным режимам сушки относятся мягкие, нормальные и форсированные режимы.

Мягкие режимы обеспечивают сушку пиломатериалов при полном сохранении естественных физико-механических свойств древесины, ее прочности и цвета. Эти режимы рекомендуют для сушки до транспортной влажности экспортных пиломатериалов, в которых не допускается выплывание смолы, выпадение сучков и изменение натурального цвета (потемнение древесины хвойных пород или пожелтение буковой и березовой древесины).

Нормальные режимы обеспечивают бездефектную сушку пиломатериалов при полном сохранении прочностных показателей с незначительными изменениями цвета древесины. Их рекомендуют использовать при сушке древесины для внутреннего потребления до любой влажности. Низкотемпературные режимы сушки пиломатериалов делят на 2 группы: для хвойных и лиственных пород. В зависимости от группы низкотемпературные режимы сушки имеют несколько уровней (ступеней). В процессе сушки пиломатериалов переход с одной ступени на другую осуществляют с учетом влажности древесины. Например, при сушке древесины хвойных пород эти значения составляют 35 и 25 %.

Форсированные режимы обеспечивают бездефектную сушку пиломатериалов при сохранении прочности на статический изгиб, растяжение и сжатие, но при снижении до 20 % прочности на скалывание и раскалывание с потемнением древесины. Такой режим рекомендуют для сушки пиломатериалов до эксплуатационной влажности, он предназначен для изделий, работающих с большим запасом прочности. С помощью специального программного обеспечения можно регулировать набор температуры, стабилизацию ее на уровне от 60 до 80 °С, охлаждение штабеля досок до атмосферной температуры, минимизировать дефекты при всех режимах сушки.

Сигнал, снимаемый со спикера, составлял 1,5 В [3]. Время сушки обычно уменьшалось в 1,5-2 раза без потери качества в зависимости от раз-

меров сушильной камеры. Производственные испытания и внедрение проводили на государственных деревообрабатывающих предприятиях и в частных фирмах Бурятии, Амурской области, Волгограда, Украины.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Боголюбов, Н.Н.* Проблемы динамической теории в статистической физике [Текст]: избр. тр., т. 2 / Н.Н. Боголюбов. – К.: Наук. думка, 1970. – С. 99–196.
2. *Гиршфельдер, Дж.* Молекулярная теория газов и жидкостей [Текст] / Дж. Гиршфельдер, Ч. Кертисс, Р. Берд. – М.: Иностран. лит-ра, 1961. – 930 с.
3. *Кречетов, И.В.* Сушка древесины [Текст] / И.В. Кречетов. – М.: Бриз, 1997. – 500 с.
4. *Панченков, Г.М.* Теория вязкости жидкостей [Текст] / Г.М. Панченков. – М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1952. – 315 с.
5. Физика простых жидкостей. Часть II [Текст] / Под ред. Г. Темперли, Дж. Роулинсона, Дж. Рашбрука. – М.: Мир, 1973. – 400 с.
6. *Фишер, И.З.* Статистическая теория жидкостей [Текст] / И.З. Фишер. – М.: Физматгиз, 1961. – 280 с.
7. *Френкель, Я.И.* Кинетическая теория жидкостей [Текст] / Я.И. Френкель. – М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1959. – 458 с.

Бурятская государственная
сельскохозяйственная академия

Поступила 5.05.05 г.

A.S. Alekseev

Drying Timber in Drying Kilns of Steam Type

It is shown from the viewpoint of statistical physics, theory of correlative functions, that the earlier derived equation describing solid, amorphous, liquid and gaseous state of a system could be used when calculating intercluster resonance aimed at accelerating timber drying in the standard drying kilns of the steam type in 1,5-2 times.

