

**THEORETICAL AND PRACTICAL FEATURES OF THE TRANSFORMATION  
OF ALCOHOLS INTO HYDROCARBONS****R. V. Brovko***Tver State Technical University (Tver)*

**Abstract.** The continuous depletion of natural resources as the main raw material for the production of hydrocarbons has led to widespread research into biorenewable raw materials, especially bioalcohols. The use of an alternative type of raw material based on biomass will significantly improve both the environmental situation in the world, due to the reduction of emissions from the combustion of light gases, and the economic one. It is worth noting that the processing of alcohols obtained from plant raw materials may be the most promising, since various grain crops, forest waste, biomass, etc. are used in the process of obtaining bioalcohols. The presented article presents some features of the production of synthetic hydrocarbons from ethanol, butanol and isopropanol as biorenewable raw materials. A method for transforming alcohols into hydrocarbons is also presented.

**Keywords:** ethanol, butanol, isopropanol, hydrocarbons, transformation, catalysis, zeolite, HZSM-5, biorenewable alcohols.

**INFORMATION ABOUT THE AUTHOR**

*BROVKO Roman Viktorovich* – Postgraduate Student of the Department of Biotechnology, Chemistry and Standardization, Tver State Technical University, 22, embankment of A. Nikitin, Tver, 170026, Russia. E-mail: RomanVictorovich69@mail.ru

**CITATION FOR AN ARTICLE**

Brovko R.V. Theoretical and practical features of the transformation of alcohols into hydrocarbons // Vestnik of Tver State Technical University. Series «Building. Electrical engineering and chemical technology». 2024. No. 1 (21), pp. 75–84.

**УДК 544.773.2****ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПЕН****Г.А. Туманов, В.Ю. Долуда, А.А. Мальков***Тверской государственной технической университет (г. Тверь)*

© Туманов Г.А., Долуда В.Ю.,  
Мальков А.А., 2024

**Аннотация.** В статье приведены теоретические аспекты строения, формирования и деградации пен, а также основные характеристики пен, влияющие на их стабильность. Пены различного состава и строения привлекают внимание ученых и исследователей из

различных областей в связи с большой площадью поверхности и динамическим характером ее изменения. Пена играет важную роль в самых разных отраслях промышленности: от производства повседневных продуктов, таких как крем для бритья и стиральный порошок, до сложных технологических процессов. Многие свойства пен являются прямым следствием их геометрической структуры.

**Ключевые слова:** сухая пена, жидкая пена, дисперсность, поверхностное натяжение, уравнение состояния.

**DOI: 10.46573/2658-7459-2024-1-84-96**

### **Введение**

Пены относятся к дисперсным системам с жидкой или твердой дисперсионной средой и высокой (более 70 % по объему) концентрацией газовой дисперсной фазы. На сегодняшний день пены нашли широкое применение в различных отраслях экономики, включая пищевую, химическую промышленность, производство строительных материалов и средств пожаротушения. Так, например, в сфере пожарной безопасности применение пен является наиболее распространенным методом борьбы с пожарами классов А (пожары твердых горючих веществ и материалов) и В (пожары горючих жидкостей или плавящихся твердых веществ и материалов). Ввиду вышесказанного, исследование особенностей формирования пен относится к важным научно-техническим задачам, требующим всестороннего рассмотрения.

### **Структура пены**

Многие свойства жидких пен являются прямым следствием их геометрической структуры. Так, например, непрозрачность образцов пены обусловлена диффузным рассеянием света как от пленок жидкости, так и от их пересечений (границ Плато). Дренаж пены под действием силы тяжести распространяется в основном за счет протекания жидкости через сеть границ Плато. Этой сетью обусловлена и электропроводность пены. Сложное поведение пены при сдвиге объясняется необходимостью структурных перестроек [1].

В равновесном состоянии структура пены определяется минимизацией поверхностной энергии для доли заданного объема. При рассмотрении поведения пены под действием силы тяжести, что соответствует случаю, когда только что сформированной пене дают стечь, устанавливается равновесный профиль содержания жидкости (рис. 1). Кроме того, временной масштаб наблюдений должен быть достаточно коротким, чтобы эффекты старения пены, такие как изменение объема за счет диффузии газа между соседними пузырьками или разрушение пленок (коалесценция), были пренебрежимо малы. В этом случае поверхностное натяжение  $\gamma$  можно считать постоянным во всем объеме пены.

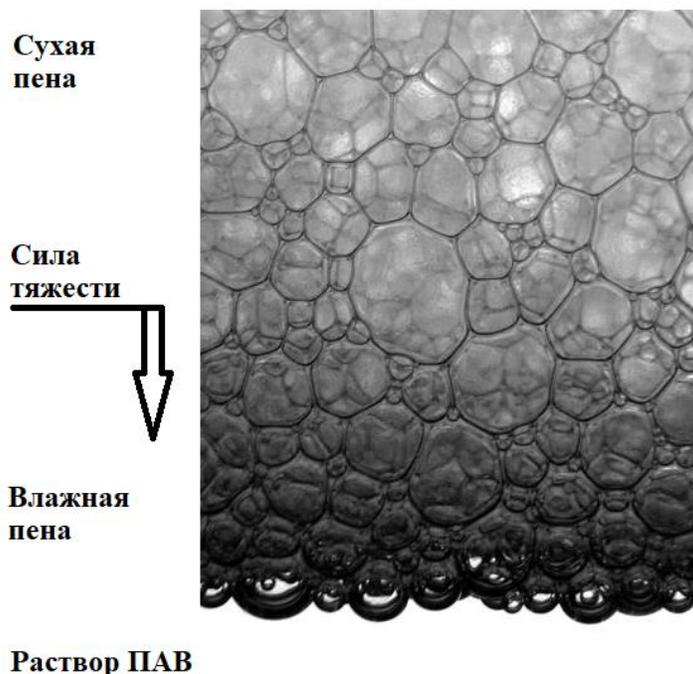


Рис. 1. Пример жидкой пены,  
плавающей поверх вспенивающего ее раствора

Избыточное давление пузырька внутри жидкости с поверхностным натяжением  $\gamma$  и радиусом  $R$  определяется по закону Юнга – Лапласа как

$$\Delta P = 2 \gamma / R. \quad (1)$$

Согласно уравнению, избыточное давление типичного пузырька с  $R \approx 100$  мм и  $\gamma \approx 0,03$  Н/м будет составлять порядка 1 000 Па [1]. Это достаточно мало по сравнению с атмосферным давлением (101 325 Па), следовательно, пузырьки в пенах можно считать несжимаемыми.

Тогда энергия  $E$  пены с  $n$  пузырьками имеет вид

$$E = \gamma \sum_{i=1}^n S_i = \gamma S_{tot}, \quad (2)$$

где  $S_i$  – площадь поверхности пузырька  $i$ ;  $S_{tot}$  – общая площадь поверхности пены.

Таким образом, поверхностная энергия рассмотренного выше пузырька размером 100 мм составляет порядка  $10^{-8}$  Дж, т.е. примерно в  $10^{13}$  раз больше тепловой энергии  $kT \sim 10^{-21}$  Дж. Стоит заметить, что и потенциальная энергия пузырька  $\Delta p g R$ , обусловленная его плавучестью, примерно в  $10^{21}$  раз больше  $kT$ . Таким образом, тепловая энергия не играет никакой роли в образовании упаковок пузырьков газа.

Типичная жидкая пена, находящаяся в равновесии под действием силы тяжести, показана на рис. 1. Видно, что форма пузырьков зависит от величины локальной доли

жидкости  $\phi$  в пене, т.е. определяется отношением объема жидкости к рассматриваемому объему пены. Вблизи границы раздела «пена – жидкость» (в нижней части пенного столба) пузырьки хорошо аппроксимируются контактирующими деформированными сферами. Это часто называют влажным пределом. Для пен с умеренной полидисперсностью (т.е. содержащих пузырьки разного размера) максимальное значение доли жидкости, или критическая доля жидкости  $\phi_c$ , составляет  $\approx 0,36$ , как это получено для случайной упаковки (монодисперсных) твердых сфер. Пены с жидкой фракцией более 0,15 называются мокрыми пенами. При уменьшении значения доли жидкости по мере удаления от границы раздела фаз, пузырьки все сильнее деформируются, образуя между собой изогнутые пленки. Пены с долей жидкости 0,05 и менее называются сухими, их пузырьки имеют форму, близкую к полиэдрической. Установка этих значений достаточно условна (первоначально они были выбраны Вейром и Хатцлером [2]). Однако это позволяет отличить сухие пены, ячеистая структура которых еще хорошо описывается правилами Плато, от влажных пен, напоминающих скопления пузырьков, форма которых близка к сферической.

Если рассматривать такой столб пены в равновесном состоянии, плавающий на поверхности нижележащей жидкости, то высота слоя влажной пены может быть оценена как  $I_c^2 / D$  для пузырьков диаметром  $D$ . Здесь  $I_c$  – длина капилляра, определяемая по формуле

$$I_c^2 = \gamma / (\Delta \rho g), \quad (3)$$

где  $\Delta \rho$  – плотность жидкости;  $g$  – ускорение свободного падения. Таким образом, влажная пена содержит примерно

$$P_{ri} = \left( \frac{I_c}{D} \right)^2 \quad (4)$$

слоев пузырьков, где  $P_{ri}$  – безразмерное число Принсена [3]. В типичном пенообразующем растворе с  $I_c \approx 1,6$  мм средний диаметр пузырьков не должен превышать 500 мкм, если требуется получить влажную пену, состоящую более чем из десяти слоев пузырьков.

На рис. 1 показан вид полидисперсной неупорядоченной пены, характерный для пен, встречающихся в природе и промышленности. Пены, которые в настоящее время используются в исследовательских лабораториях, являются монодисперсными, т.е. содержат одинаковые по объему пузырьки с полидисперсностью менее 5 % по радиусу. На рис. 2 показан пример такой пены, плавающей на пенообразующем растворе. Подобные пены имеют тенденцию к упорядочению [4–7], особенно в присутствии границы шаблонирования или при заключении в узкие трубки. В достаточно влажных монодисперсных пенах упорядочение может происходить и спонтанно в объеме.

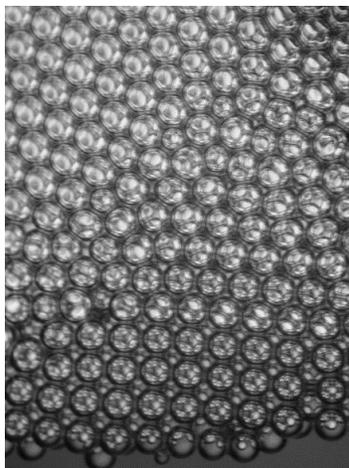


Рис. 2. Пример монодисперсной пены

Поверхностная энергия пены зависит от размера пузырьков, структуры пены и доли жидкости. Зависимость от размера пузырьков можно устранить, введя масштабируемую энергию  $\hat{E}$  в виде

$$\hat{E} = \frac{\langle S \rangle}{\langle V \rangle^{2/3}} = \frac{1}{(36\pi)^{1/3}} \frac{\langle S \rangle}{\langle S_0 \rangle} \quad (5)$$

где  $\langle V \rangle$  и  $\langle S \rangle$  – средний объем и площадь поверхности пузырьков в пене соответственно;  $\langle S_0 \rangle$  – площадь поверхности недеформированных (сферических) пузырьков. Таким образом,  $\hat{E}$  является мерой того, насколько сильно пузырек деформирован по сравнению с его идеальной сферической формой. Для конечных значений более удобно ввести относительное превышение поверхности  $\varepsilon(\varphi)$ :

$$\varepsilon(\varphi) = \frac{\langle S(\varphi) \rangle - \langle S_0 \rangle}{\langle S_0 \rangle} \quad (6)$$

Поскольку тепловая энергия пренебрежимо мала, макроскопические пузырьки, как правило, оказываются запертыми в локальных минимумах очень сложного энергетического ландшафта пены. Топологические изменения, которые могут привести к уменьшению глобальной энергии за счет перестановки соседних пузырьков, энергетически настолько затратны, что не происходят спонтанно. Однако пены можно отжигать путем механического сдвига [8, 9], огрубления [10–12] или введения пенообразующего раствора (т.е. принудительного дренажа), чтобы привести общую структуру пены к меньшей энергии. Таким образом, существует сильная зависимость между способом получения пены и получаемой упаковкой пузырьков.

Тем не менее структура пены может успешно прогнозироваться для простейших случаев монодисперсных периодических пен [3, 4] или небольших кластеров пузырьков [13, 14]. Однако даже если глобальная упаковка неоптимальна, микроскопическая структура пены, по крайней мере для сухих пен, хорошо определена.

На рис. 3 показаны наиболее часто встречающиеся типы пен, а также роль жидкой фракции  $\varphi$  и полидисперсности пузырьков в структуре пены. Полидисперсность можно

определить с помощью нормированного стандартного отклонения эквивалентных радиусов пузырьков  $R_i = (3 / (4\pi)V_i)^{1/3}$ , т.е. радиусов, соответствующих сферам одинакового объема  $V_i$ :

$$p_\sigma = \frac{\sigma}{\langle R \rangle} = \left[ \frac{\langle R^2 \rangle}{\langle R \rangle^2} - 1 \right], \tag{7}$$

где  $\sigma = (\langle R^2 \rangle - \langle R \rangle^2)^{1/2}$ .

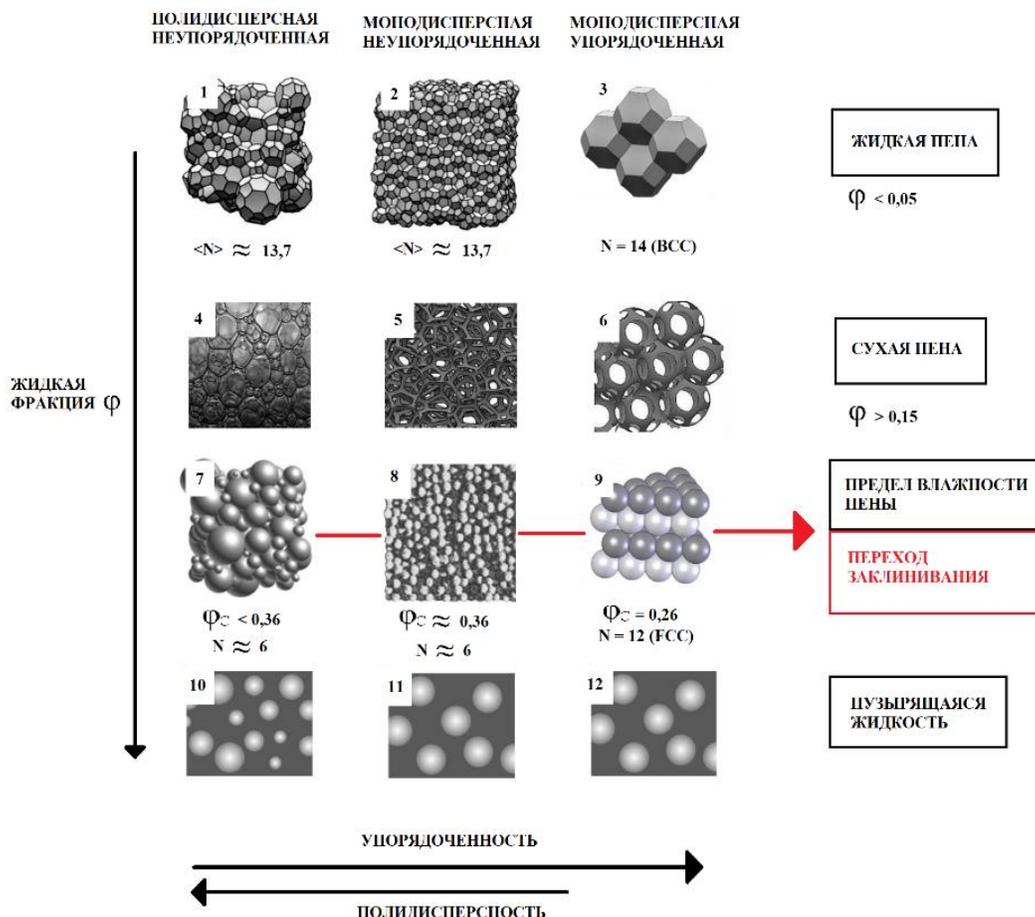


Рис. 3. Представление различных структур пены в зависимости от ключевых параметров жидкой фракции  $\phi$ , полидисперсности и упорядоченности

Обычно полидисперсность не превышает 50 % [15], а характерные распределения близки к гауссовым или логнормальным. Пены с полидисперсностью менее 5 % принято называть монодисперсными. В некоторых случаях вместо среднего радиуса  $\langle R \rangle$  целесообразнее использовать средний радиус Заутера  $R_{32}$ :

$$R_{32} = \frac{\langle R^3 \rangle}{\langle R^2 \rangle}. \tag{8}$$

Тогда параметр полидисперсности  $p_{32}$  [16] определяется как

$$p_{32} = \frac{R_{32}}{(R^3)^{1/3}} - 1 = \frac{\langle v \rangle^{2/3}}{\langle v^2 \rangle^{1/3}} - 1. \quad (9)$$

Оба параметра полидисперсности связаны между собой соотношением

$$(p_{32} + 1)(p_G^2 + 1) = \left( \frac{\langle v \rangle^{2/3}}{\langle v^2 \rangle^{1/3}} \right)^2. \quad (10)$$

### Уравнение состояния пены

Обычно в механике пены исходят из того, что газ в пузырьках несжимаем и, следовательно, объемы отдельных пузырьков в пене постоянны во времени, за исключением перераспределения газа путем диффузии между пузырьками или разрыва поверхностей пузырьков. Иначе говоря, обычно предполагается, что в пене объемная работа, необходимая для изменения размеров отдельных пузырьков, очень велика по сравнению с энергией поверхностного натяжения, необходимой для растяжения граничных жидкостных границ между пузырьками. Однако если впустить внутрь пузырьков сжимаемый газ, в простейшем случае полагая, что этот газ подчиняется уравнению состояния идеального газа, и рассмотреть весь диапазон параметров, чтобы работа поверхностного натяжения, совершаемая при растяжении отдельных поверхностей пузырьков в пене, стала сравнимой с работой, необходимой для сжатия или расширения пузырька, то возникает целый ряд новых явлений. Основное из них – переход при увеличении поверхностного натяжения от состояния пены, в котором все пузырьки имеют сопоставимый объем, к состоянию, в котором скопления мелких пузырьков находятся на «фоне» гораздо более крупных пузырьков. Данный переход к дифференциации пузырьков был зафиксирован в численных экспериментах, проведенных Гердтлем [17] на двумерной сухой пене.

Характер перехода показан на рис. 4. Получена пена, находящаяся в механическом равновесии. Предполагается, что газ в каждом пузырьке удовлетворяет уравнению состояния идеального газа, а вся пена находится при постоянной температуре. На разных панелях рис. 4 продемонстрирован эффект постепенного увеличения поверхностного натяжения при постоянном количестве газа в каждом пузырьке, т.е. диффузия газа между пузырьками не допускается. На каждой панели изображена пена, находящаяся в равновесии при определенном значении поверхностного натяжения. Таким образом, набор панелей представляет собой параметрическую вариацию, а не последовательность эволюции во времени. Изменение поверхностного натяжения при постоянном объеме (площади в 2D) удобно с точки зрения вычислений. В лабораторных условиях аналогичного перехода можно добиться, изменяя объем пены при постоянном поверхностном натяжении.

По-видимому, при некотором вполне определенном значении поверхностного натяжения общая структура пены меняется. Наблюдаются две фазы пены. В одной фазе видно большое количество мелких пузырьков, сгруппированных вместе. В другой фазе имеется небольшое количество гораздо более крупных пузырьков, занимающих большую часть пространства в емкости. Моделирование на рис. 4 относится к идеализированному случаю сухой пены, но аналогичный переход ожидается и в случае реальной пены с некоторым содержанием жидкости в пленках и вдоль границ плато. Можно предположить, что это явление служит моделью нежелательного образования крупных пустот в

застывающих пенах. Такая модель основана исключительно на равновесии механических сил и не затрагивает никаких аспектов химии материалов, входящих в состав пены.

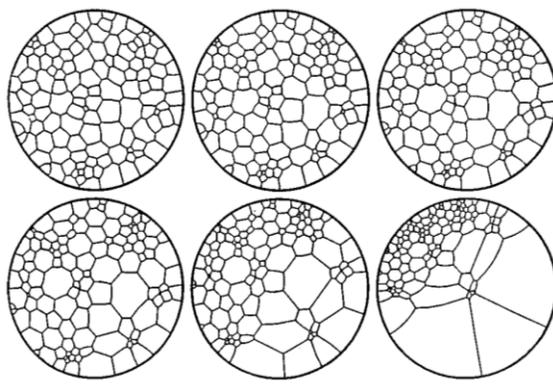


Рис. 4. Численное моделирование перехода, наблюдаемого в двумерной сухой пене с идеальным газом в пузырьках при постепенном увеличении поверхностного натяжения [17]

Наблюдаемая феноменология наводит на мысль об аналогии с фазовым переходом. Таким образом, первым шагом к количественному пониманию является уравнение состояния пены. Эта проблема была рассмотрена Россом [18], который утверждал, что если идеальный газ разделить на пузырьки в трехмерной пене, то уравнение состояния пены будет иметь вид

$$p_{\text{ext}}V + \frac{2}{3}\gamma A = NT, \quad (11)$$

где  $p_{\text{ext}}$  – однородное давление окружающего пену воздуха;  $V$  – общий объем пены;  $N$  – общее число молекул газа в пенопласте;  $T$  – температура, предполагаемая однородной во всем объеме. В уравнении (11) и последующих уравнениях будет использоваться условие [19], согласно которому температура измеряется в единицах энергии, что соответствует принятию постоянной Больцмана, равной единице. Важным дополнением к закону идеального газа является второй член левой части уравнения (11), который содержит произведение поверхностного натяжения  $\gamma$  (также исходят из предположения, что оно однородно по всей пене) и общей площади границ раздела между пузырьками в пене  $A$ . Как обычно, площадь межфазных границ как внутри пены, так и между внешними пузырьками и окружающим воздухом учитывается дважды, по одному разу для каждой стороны, обращенной к одному из двух смежных газовых объемов. Причина использования в уравнении (11) величины  $p_{\text{ext}}$ , а не некоторого давления внутри пены, как в законе идеального газа, заключается в том, что давление в пене изменяется от пузырька к пузырьку. Росс [18] относит происхождение уравнения (11) к работе Тейта, выполненной в 1860-х годах. Крайник и Рейнелт [20] получили соответствующий результат для простой геометрии монодисперсной пены, не предполагая идеального газа.

Справедливость вывода уравнения (11), приведенного Россом [18], вызывала сомнения у исследователей [21]. Гердтль в своей диссертации [17] проверил двумерную версию уравнения

$$p_{\text{ext}}V + \frac{1}{2}\gamma A = NT, \quad (12)$$

непосредственно с помощью численного эксперимента. В уравнении (12)  $V$  – общая площадь пены, а  $A$  – общая длина пленки в пене (или удвоенная общая длина геометрических границ раздела). Гердтль установил, что уравнение (12) справедливо с высокой точностью [17], а также проверил использованное Россом [18] ключевое масштабное допущение и обнаружил, что оно не выполняется [17].

### Производные уравнения состояния

Рассмотрим пену общего объема  $V$ . Внутри пены имеется  $M$  отдельных пузырьков с объемами  $V_\alpha$ ,  $\alpha = 1, \dots, M$ . Каждый пузырек содержит идеальный газ с уравнением состояния  $p_\alpha V_\alpha = N_\alpha T$ , где  $p_\alpha$  – давление;  $N_\alpha$  – число молекул газа в пузырьке. Вся пена находится при постоянной температуре  $T$ .

Теперь представим себе вторую пену, которая возникает из первой путем геометрического расширения в  $\lambda$  раз. Длины, площади и объемы при расширении имеют очевидные геометрические масштабы. Предполагается, что расширенная пена имеет ту же температуру  $T$ , что и исходная, а число молекул газа в каждом пузырьке  $N_\alpha$  одинаково в обеих пенах. Другие физические величины, такие как давление и поверхностное натяжение, должны быть определенным образом масштабированы для достижения желаемого геометрического подобия и соблюдения указанных выше ограничений на  $T$  и  $N_\alpha$ . Теперь следует обсудить эти масштабы, рассматривая случаи  $D = 2$  и  $D = 3$  совместно.

Поскольку объемы (для  $D = 3$ ) и площади (для  $D = 2$ ) отдельных пузырьков умножаются на  $\lambda^D$ , а температура и число молекул в пузырьке остаются неизменными, то по закону идеального газа давление в отдельных пузырьках должно быть умножено на  $\lambda^{-D}$ . На каждой границе раздела между соседними пузырьками, согласно закону Юнга – Лапласа, разность давлений определяется произведением поверхностного натяжения и средней кривизны:

$$p_\alpha - p_\beta = 2\gamma \left( \frac{1}{R_{\alpha\beta}^{(1)}} + \frac{1}{R_{\alpha\beta}^{(2)}} \right). \quad (13)$$

Уравнение (13), составленное для  $D = 3$ , включает два главных радиуса кривизны конкретной поверхностной пленки пузырька,  $R_{\alpha\beta}^{(1)}$  и  $R_{\alpha\beta}^{(2)}$ , и поверхностное натяжение  $\gamma$  на границе раздела «воздух – жидкость». Для каждой пленки пены существует две такие границы, поэтому указан коэффициент 2. Для  $D = 2$  существует только один конечный радиус кривизны. Формально этот случай входит в уравнение (13), если принять радиус  $R_{\alpha\beta}^{(2)}$  за бесконечный. Радиусы  $R_{\alpha\beta}^{(1)}$  и  $R_{\alpha\beta}^{(2)}$  подвержены простому геометрическому масштабированию, т.е. умножаются на  $\lambda$ . Таким образом, поскольку величина давления умножается на  $\lambda^{-D}$ , то для получения геометрически подобной пены следует изменить масштаб поверхностного натяжения на  $\lambda^{-D+1}$ .

На внешней границе пены все пузырьки находятся под действием однородного внешнего давления  $p_{\text{ext}}$ . Для того чтобы внешняя граница оставалась геометрически однородной, это внешнее давление должно быть также масштабировано как  $\lambda^{-D} p_{\text{ext}}$ .

В первом выводе уравнения состояния мы используется результат, полученный Ландау и Лифшицем [19], согласно которому свободная энергия Гиббса пены ( $\Phi_{\text{foam}}$ ) равна сумме свободной энергии Гиббса идеального газа в пузырьках ( $\Phi_{\text{gas}}$ ) и поверхностной энергии ( $\gamma A$ ) пленок между пузырьками:

$$\Phi_{\text{foam}} = \Phi_{\text{gas}} + \gamma A. \quad (14)$$

Из статистической термодинамики идеального газа [19] получаем:

$$\Phi_{\text{gas}} = T \sum_{\alpha=1}^M N_{\alpha} \log p_{\alpha}, \quad (15)$$

за исключением слагаемых, которые зависят только от  $T$  и общего числа  $N$  молекул газа во всех пузырьках. Следует обратить внимание на то, что, поскольку каждая пленка в пузырьке имеет две стороны, общая геометрическая площадь поверхности  $A$  (в 3D; длина пленки в 2D) умножается на 2. Для сухой пены, где отдельные пленки имеют нулевую толщину и нет жидкости на границах Плато с пленками и краями, значение  $A$  будет умножено на  $\lambda^{D-1}$  при расширении.

Когда пена находится в равновесии с окружающим давлением  $p_{\text{ext}}$ , можно считать, что  $\Phi_{\text{foam}}$  является функцией температуры  $T$ , давления окружающей среды  $p_{\text{ext}}$  и поверхностного натяжения  $\gamma$ . Из первого закона термодинамики следует, что для изотермического изменения

$$d\Phi_{\text{foam}} = V dp_{\text{ext}} + A d\gamma. \quad (16)$$

Из уравнения (16) имеем:

$$\left( \frac{d\Phi_{\text{foam}}}{dp_{\text{ext}}} \right)_{T, \gamma} = V; \quad (17)$$

$$\left( \frac{d\Phi_{\text{foam}}}{d\gamma} \right)_{T, p_{\text{ext}}} = A. \quad (18)$$

При дилатации пены видно, что  $\lambda^{-D+1} \gamma \lambda^{D-1} A = \sigma A$  является инвариантом. Умножение всех давлений пузырьков  $p_{\alpha}$  в уравнении (15) на  $\lambda^{-D}$  дает разность вида « $\Phi_{\text{gas}} - NT D \log \lambda$ ». Отсюда следует, что величина  $\Phi_{\text{foam}}$  должна удовлетворять соотношению однородности

$$\Phi_{\text{foam}}(T, \lambda^{-D} p_{\text{ext}}, \lambda^{-D+1} \gamma) = \Phi_{\text{foam}}(T, p_{\text{ext}}, \gamma) - DNT \log \lambda. \quad (19)$$

Продифференцируем уравнение (18) относительно  $\lambda$  и зададим  $\lambda = 1$ . Получим:

$$-D p_{\text{ext}} \left( \frac{d\Phi_{\text{foam}}}{dp_{\text{ext}}} \right)_{T, \gamma} - (D-1) \gamma \left( \frac{d\Phi_{\text{foam}}}{d\gamma} \right)_{T, p_{\text{ext}}} = -DNT, \quad (20)$$

или, подставив правые части уравнений (16) и (17) в уравнение (20) и поделив его на  $D$ , получим:

$$p_{\text{ext}} V + \frac{D-1}{D} \gamma A = NT. \quad (21)$$

### Заключение

В исследовании представлены основные теоретические особенности формирования пен. Приведено общее уравнение состояния пены. Установлено, что форма пузырьков зависит от величины локальной доли жидкости  $\phi$  в пене, т.е. отношения объема жидкости к рассматриваемому объему пены. Это позволяет отличить сухие пены, ячеистая структура которых хорошо описывается правилами Плато, от влажных пен, напоминающих скопления пузырьков почти сферической формы. Определено, что в случае нахождения пены в равновесии с окружающим давлением можно считать свободную энергию функцией температуры, давления окружающей среды и поверхностного натяжения.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Drenckhan W., Hutzler S. Structure and energy of liquid foams // *Advances in Colloid and Interface Science*. 2015. № 224, pp. 1–16. DOI: 10.1016/j.cis.2015.05.004
2. Weaire D., Hutzler S. *The Physics of Foams*. Oxford: Clarendon Press, 1999. 246 p. URL: <https://searchworks.stanford.edu/view/4338509> (дата обращения: 15.04.2024).
3. Aste T., Di Matteo T., Tordesillas A. *Granular and Complex Materials*. 2007. World Scientific Publishing Co Pte Ltd. 268 p. DOI: 10.1142/6616
4. Drenckhan W., Langevin D. Monodisperse foams in one to three dimensions // *Current Opinion in Colloid & Interface Science*. 2010. № 15 (5), pp. 341–358. DOI: 10.1016/j.cocis.2010.06.002
5. Meagher A.J., Mukherjee M., Weaire D., Hutzler S., Banhart J., Garcia-Moreno F. Analysis of the internal structure of monodisperse liquid foams by X-ray tomography // *Soft Matter*. 2011. № 7(21), pp. 9881–9885. DOI:10.1039/C1SM05495C
6. Van der Net A., Drenckhan W., Weaire D., Hutzler S. The crystal structure of bubbles in the wet foam limit // *Soft Matter*. 2006. № 2 (2), pp. 129–134. DOI: 10.1039/b515537a
7. Höhler R., Sang Y.Y.C., Lorenceau E., Cohen-Addad S. Osmotic pressure and structures of monodisperse ordered foam // *Langmuir*. 2007. № 24(2), pp. 418–425. DOI: 10.1021/la702309h
8. Quilliet, C., Talebi S.A., Rabaud D., Kafer J., Cox S.J., and Graner F. Topological and geometrical disorders correlate robustly in two-dimensional foams // *Philosophical Magazine Letters*. 2008. № 88 (9-10), pp. 651–660. DOI: 10.1080/09500830802334249
9. Durand M., Kraynik A.M., Swol F., Kafer J., Quilliet C., Cox S., Talebi S.A., Graner F. Statistical mechanics of two-dimensional shuffled foams: Geometry-topology correlation in small or large disorder limits // *Physical Review E*. 2014. № 89 (6-1), pp. 062309. DOI:10.1103/PHYSREVE.89.062309
10. Lambert J., Mokso R., Cantat I., Cloetens P., Glazier J.A., Graner F., Delannay R. coarsening foams robustly reach a self-similar growth regime // *Physical Review Letters*. 2010. 104 (24), pp. 248304. DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.248304
11. Fortuna I., Thomas G.L., Almeida R.M.C., Graner F. Growth laws and self-similar growth regimes of coarsening two-dimensional foams: transition from dry to wet limits // *Physical Review Letters*. 2012. № 108 (24), pp. 248301. DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.248301
12. Almeida R.M.C., Thomas G.L., Graner F. Universal, statistically scale-invariant regime in 3D cellular systems // *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*. 2006. № 371 (1), pp. 67–70. DOI: 10.1103/PhysRevE.74.021407
13. Meagher A.J., McAteer D., Hutzler S., and Weaire D. Building the pyramids: perfect bubble crystals // *Philosophical Magazine*. 2013. № 93 (31-33), pp. 4138–4150. DOI:10.1080/14786435.2013.820383

14. Cox S.J., Graner F. Three-dimensional bubble clusters: Shape, packing, and growth rate // *Physical Review E*. 2004. № 69 (3), pp. 031409. DOI:10.1103/PhysRevE.69.031409
15. Drenckhan W., Saint-Jalmes A. The science of foaming // *Advances in Colloid and Interface Science*. 2015. Vol. 222, pp. 228–259. DOI:10.1016/j.cis.2015.04.001
16. Kraynik A.M., Reinelt D.A., Swol F. Structure of random foam // *Physical Review Letters*. 2004. 93 (20), pp. 208301. DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.208301
17. Herdtle T., Aref H. On the geometry of composite bubbles // *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences*. 1991. Vol. 434, pp. 441–447. URL: <https://www.jstor.org/stable/51841> (дата обращения: 23.05.2024).
18. Ross S. Bubbles and foams – new general law // *Industrial & Engineering Chemistry*. 1969. № 61 (10), pp. 48. DOI:10.1021/ie50718a006
19. Landau L.D., Lifschitz E.M. Statistical Physics. URL: [https://www.academia.edu/8209051/Landau\\_L\\_D\\_and\\_Lifschitz\\_E\\_M\\_Vol\\_5\\_Statistical\\_Physics\\_part\\_1](https://www.academia.edu/8209051/Landau_L_D_and_Lifschitz_E_M_Vol_5_Statistical_Physics_part_1) (дата обращения: 23.05.2024).
20. Kraynik A.M., Reinelt D.A. Linear elastic behavior of dry soap foams // *Journal of Colloid and Interface Science*. 1996. №181, pp. 511–523. DOI: 10.1006/jcis.1996.0408
21. Aref H., Vainchtein D.L. The equation of state of a foam // *Physics of Fluids*. 2000. № 12 (1), pp. 23–28. DOI:10.1063/1.870281

#### СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

ТУМАНОВ Григорий Алексеевич – аспирант, ФГБОУ ВО «Тверской государственный технический университет», 170026, Россия, г. Тверь, наб. А. Никитина, д. 22. E-mail: grishatumanoff@yandex.ru

ДОЛУДА Валентин Юрьевич – доктор химических наук, доцент кафедры биотехнологии, химии и стандартизации, ФГБОУ ВО «Тверской государственный технический университет», 170026, Россия, г. Тверь, наб. А. Никитина, д. 22. E-mail: doludav@yandex.ru

МАЛЬКОВ Александр Анатольевич – кандидат технических наук, доцент кафедры программного обеспечения, ФГБОУ ВО «Тверской государственный технический университет», 170026, Россия, г. Тверь, наб. А. Никитина, д. 22. E-mail: kja227@list.ru

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКАЯ ССЫЛКА

Туманов Г.А., Долуда В.Ю., Мальков А.А. Теоретические особенности формирования пен // Вестник Тверского государственного технического университета. Серия «Строительство. Электротехника и химические технологии». 2024. № 1 (21). С. 84–96.

---

#### THEORETICAL FEATURES OF FOAM FORMATION

*G.A. Tumanov, V.Yu. Doluda, A.A. Malkov*  
*Tver State Technical University (Tver)*

**Abstract.** The article presents the theoretical aspects of the structure, formation and degradation of foams, as well as the main characteristics of foams that affect their stability. Foams of various compositions and structures attract the attention of scientists and researchers from various fields due to the large surface area and the dynamic nature of its change. Foam plays an important role in a wide variety of industries, from the

production of everyday products such as shaving cream and washing powder to complex technological processes. Many properties of foams are a direct consequence of their geometric structure.

**Keywords:** dry foam, liquid foam, dispersibility, surface tension, equation of state.

#### INFORMATION ABOUT THE AUTHOR

*TUMANOV Grigory Alekseevich* – Postgraduate Student, Tver State Technical University, 22, embankment of A. Nikitin, Tver, 170026, Russia. E-mail: grishatumanoff@yandex.ru

*DOLUDA Valentin Yuryevich* – Doctor of Science (Chemistry), Associate Professor, Department of Biotechnology, Chemistry and Standardization, Tver State Technical University, 22, embankment of A. Nikitin, Tver, 170026, Russia. E-mail: doludav@yandex.ru

*MALKOV Alexander Anatolievich* – Candidate of Technical Sciences, Associate Professor, Software Department, Tver State Technical University, 22, embankment of A. Nikitin, Tver, 170026, Russia. E-mail: kja227@list.ru

#### CITATION FOR AN ARTICLE

Tumanov G.A., Doluda V.Yu., Malkov A.A. Theoretical features of foam formation // Vestnik of Tver State Technical University. Series «Building. Electrical engineering and chemical technology». 2023. No. 4 (20), pp. 84–96.

УДК 004.42, 502.504

#### ТЕХНОЛОГИЯ ИЗВЛЕЧЕНИЯ МЕТЕОДАНЫХ С ИНТЕРНЕТ-САЙТА ДЛЯ ОЦЕНКИ ЭКОЛОГИЧЕСКОЙ БЕЗОПАСНОСТИ НАСЕЛЕННЫХ ПУНКТОВ

*Е.Б. Сергеев<sup>1</sup>, Э.С. Цховребов<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> *Ярославский государственный технический университет (г. Ярославль)*

<sup>2</sup> *Всероссийский научно-исследовательский институт  
по проблемам гражданской обороны  
и чрезвычайных ситуаций МЧС России (г. Москва)*

© Сергеев Е.Б., Цховребов Э.С., 2024

**Аннотация.** В статье описана технология по извлечению из интернет-сайта метеоданных для большого числа населенных пунктов. Метод основан на анализе строк файлов, представляющих отдельные страницы сайта. Технология использует как стандартную методику парсинга, так и принципиально иной подход для извлечения данных, рассмотрению которого и посвящена данная статья. Планируемым результатом внедрения этой технологии, находящейся в стадии апробации, будет повышение уровня полноты и обоснованности экологической информации о состоянии окружающей среды в населенных пунктах и, как следствие, расширение возможности заблаговременного прогнозирования экологически неблагоприятных, природных и техногенных чрезвычайных ситуаций, планирование комплекса мер по защите населения, природной