

УДК 519.85+623.4.083.25

*Г. Ч. Тукембаева, аспирант, e-mail: tukembaeva.g@gmail.com**Б. К. Темиров, д.ф.-м.н., профессор**КНУ им. Ж. Баласагына*

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОДИНАМИКИ ПУЗЫРЬКОВОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

В статье разработана модель пузырькового термоядерного синтеза (ПТС) на основе уравнений Ван-дер-Ваальса для управления ПТС. Термодинамические величины p, V и T позволяют исследовать процессы в ПТС как систему со сосредоточенными параметрами. Рост отрицательного давления p отражается на V так, что спираль закручивается вдоль поверхности Дини в геометрии Лобачевского. Для этого сформулированы и доказаны лемма и теоремы и найдены условия, при которых колебания зависят от дискриминантной температуры. Она предваряет ПТС на частоте резонанса 20 кГц в D-ацетоне C_3D_6O при температуре плавления льда, так как $0^\circ C$ внутри пределов воспламенения ацетона ($-20^\circ C$; $6^\circ C$). Дискриминантная температура равна верхнему пределу, чем обуславливает колебания пузырька на частоте 20 кГц. В таких условиях легкие частицы ацетона C_3H_6O разбегаются на край среды, но частицы C_3D_6O группируются в центре. В них инициируется термоядерная реакция образования трития из дейтерия под действием нейтронов 14 Мэв. В итоге выявлены колебания и предельный цикл в ПТС, где процессы моделируются системой двух уравнений, отвечающих уравнению Ван-дер-Ваальса во II и IV квадрантах.

Ключевые слова: управление, колебания, сонолюминесценция, пузырьковый термоядерный синтез, эксперимент Галейархана – Нигматулина

Введение

Основы развития ядерной энергетики в 1970–1980 гг. даны в [1] с перспективой в будущее в [2]. Исследование ядерных реакторов начато Кенжебаевым Ш. в 1965 г. в Ин-те физики, математики и механики [3], управление – Цыкуновым А.М. во Фрунзенском политехническом ин-те [4], затем в Ин-те автоматизации. В рамках ITER инициирование термоядерного синтеза [5] разделилось на обстрел мишени лазером и пузырьковый термоядерный синтез (ПТС) [6]. Главным признаком термоядерной реакции в D-ацетоне является образование трития и вторичных нейтронов 2.5 Мэв в сферических пузырьках (~1 см), коллапсирующих на частоте резонанса 20 кГц. Свечение в схлопывающихся пузырьках обусловлено сонолюминесценцией [7], где никаких тяжелых ядер и нейтронов не образуется; вызвано частью внутренней энергии – E , порождающей поверхностное натяжение поверхностного слоя пузырька [8]. Ядра трития образовались из дейтерия D-ацетона под действием генератора первичных нейтронов 14 Мэв на месте схлопнувшихся пузырьков. С изучаемыми проблемами связана природа шаровой молнии и огни св. Эльма [9]-[11] в той части, что долгоживущие в естественных магнитных полях без мощных МГД-генераторов. В связи с ПТС в [12] построена модель на базе уравнений Ван-дер-Ваальса и динамических систем для теоретического обоснования изучаемых явлений аппаратом математической физики.

Цель работы – разработка системы, описываемой уравнением Ван-дер-Ваальса, для адаптивного управления ПТС.

Для полноты изучения рассмотрены теория и методы [13] в части моделирования термодинамики кубическим уравнением Ван-дер-Ваальса, решение которого по формуле Кардано реализовано в программе [14] в среде Delphi. Поскольку уравнение нечетной степени всегда имеет один действительный корень, то в программных средах такой корень эффективно вычисляется методом Ньютона. Тогда второй сомножитель будет квадратным уравнением, а потому поведение системы исследуем как динамическую систему. Таким же образом исследуется уравнение 5-й степени, поскольку уравнения 4-й степени решаются по формулам Декарта-Эйлера или Феррари и, уравнение четной степени представимо двумя сомножителями в виде квадратных уравнений.

Лемма. Для уравнения Ван-дер-Ваальса с положительными коэффициентами критерий Гурвица избыточен.

Доказательство. Уравнение Ван-дер-Ваальса с положительными коэффициентами для одного моля газа имеет вид

$$pv^3 + (bp + RT)v^2 + av + ab = 0,$$

где p – давление; v – элемент объема; T – температура в К; a и b – const>0 находят опытным путем для каждого газа; $R=8314 \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$ – универсальная газовая постоянная.

Критерий Гурвица требует положительности всех диагональных миноров матрицы Гурвица рассматриваемого уравнения, т.е.

$$\begin{vmatrix} bp + RT & ab \\ p & a \end{vmatrix} > 0, \quad ab > 0.$$

Произведение $ab > 0$, так как a и b – const>0. Определитель 2-го порядка положительный, поскольку abp сокращаются при его вычислении

$$a(bp + RT) - abp > 0.$$

Раскрывая в неравенстве скобки, получим

$$abp + aRT - abp = aRT > 0.$$

Однако $a > 0, R > 0$ и $T > 0$ по определению, следовательно, $aRT > 0$. Значит, для того, чтобы все корни имели отрицательные вещественные части, необходимо и достаточно, чтобы все коэффициенты исследуемого уравнения были положительными. Лемма доказана. ■

Определим, в каком квадранте справедлива лемма.

Теорема 1. Для положительности коэффициентов уравнения Ван-дер-Ваальса необходимо и достаточно, чтобы $p > 0$ и $v < 0$ в смысле символа Леви-Чивита.

Доказательство. В I квадранте внутри объема V выделим малый элемент объема v , содержащий корень уравнения Ван-дер-Ваальса

$$pv^3 - (RT + pb)v^2 + av - ab = 0. \quad (1)$$

Тем самым начинаем с элемента объема v для одного моля газа внутри объема V . График кубической функции (1) расположен в I квадранте правой полуплоскости (p, v) и соответствует положительным значениям объема V , поскольку давление $p > 0, v > 0$. Согласно правилу Декарта, уравнение (1) имеет три положительных корня, так как ему отвечают три перемены знака.

Состояние газа варьируется изменением давления в элементе объема v . Допустим, что давление $p < 0$, но $v > 0$. Тогда уравнение (1) в IV квадранте примет вид

$$-pv^3 - (RT - pb)v^2 + av - ab = 0.$$

Полученное выражение умножением на "–1" свеем к уравнению

$$pv^3 + (RT - pb)v^2 - av + ab = 0. \quad (2)$$

Таким образом, из I квадранта, в котором p и v больше нуля, перешли в IV квадрант, где $v > 0$, но $p < 0$. В уравнении (2) коэффициент при квадратичном члене v^2 положителен, если $RT > pb$. Согласно правилу Декарта, для двух перемен знака в уравнении (2) имеем два положительных корня, поэтому третий корень отрицательный. Значит, для положительных значений объема V существует хотя бы один отрицательный элемент объема $v < 0$ внутри $V > 0$. Следовательно, отрицательное давление не определяет положительность коэффициентов в уравнении Ван-дер-Ваальса. Заметим, что $ab > 0$ для всех $\pm v$ и ему соответствует знак кубического члена.

В III квадранте $v < 0$, поэтому уравнение (2) примет вид

$$\begin{aligned} p(-v^3) + (RT - pb)v^2 - a(-v) + ab &= 0, \\ -pv^3 + (RT - pb)v^2 + av + ab &= 0. \end{aligned}$$

После умножения на "–1" имеем

$$pv^3 - (RT - pb)v^2 - av - ab = 0. \quad (3)$$

Независимо от знака $(RT - pb)$ уравнение (3) содержит одну переменную знака, что дает один положительный корень; поле отрицательных значений V содержит один положительный элемент объема $v > 0$. Тем самым III квадрант не удовлетворяет условию положительности коэффициентов, так как лежит в нижней полуплоскости (p, v) .

Наконец, пусть $p > 0$ в уравнении (3). Тогда оно примет вид

$$-pv^3 - (RT + pb)v^2 - av - ab = 0.$$

Согласно умножению на "-1", получим

$$pv^3 + (RT + pb)v^2 + av + ab = 0. \quad (4)$$

Для вывода уравнения (4) руководствовались тем, что в уравнениях (1)-(3) $ab > 0$, но этот член со знаком "-", поэтому изменению знака подлежат остальные члены уравнения. Отметим, что коэффициенты уравнения (4) подчиняются лемме.

В силу леммы II квадрант не требует применения критерия Гурвица. Необходимо и достаточно, чтобы положительными были все коэффициенты уравнения (4), так как во II квадранте давление $p > 0$, $v < 0$. Таким образом, все корни с отрицательной вещественной частью принадлежат элементам объема $v < 0$, которые, в свою очередь, состоят в поле отрицательных значений $V < 0$. Теорема 1 доказана. ■

Отметим, что вслед за исторически сложившейся ситуацией совершили обход по часовой стрелке, т.е. по спирали, из I в IV квадрант и далее, через III во II квадрант. Поскольку p направлена по оси z , то спираль закручивается по поверхности Дини в геометрии Лобачевского (рис. 1). Совершив оборот почти на 360° , система накопит E -внутреннюю энергию и сжата, как часовая пружина, но должна перейти из II в I квадрант с высвобождением громадной энергии. Каким образом выделяется энергия E , когда межатомные расстояния сжаты до катастрофически малых размеров, модель Ван-дер-Ваальса не дает. Для пузырька возможен разрыв поверхностного слоя. Поскольку во II квадранте накоплена громадная энергия при малости $(V - b)$ за счет падения межатомного расстояния, то ее высвобождение возможно посредством пузырькового термояда. Иначе возврат в I квадрант невозможен.

Теорема 1 позволяет представить уравнение Ван-дер-Ваальса последовательно соединенными апериодическим звеном 1-го порядка и колебательным звеном для изучения ПТС. Термодинамика области растянутой жидкости в IV квадранте, где схлопываются пузырьки, воспроизводится в основном колебательным звеном и отчасти инерционным звеном. Во II квадранте, который симметричен IV квадранту, присутствуют частицы с отрицательными и/или комплексно-сопряженными корнями, описываемые теми же самыми апериодическим звеном 1-го порядка и колебательным звеном, но с иными коэффициентами, изменение которых и составляет адаптивное управление.

Уравнение Ван-дер-Ваальса качественно описывает термодинамику, поэтому устойчивость системы, представленной уравнением (4), указывает на неограниченное повышение давления в системе и рост объема по квадратичной $-(RT + pb)v^2$ и кубической зависимости $-pv^3$. Причем T не ограничивает колебания, в том числе для уравнения Ван-дер-Ваальса (1), что существенно для регулирования ПТС, поскольку необходимо смоделировать систему со сосредоточенными параметрами p и v . Границы p и v определяются появлением нейтронов при сверхсжатии, т.е. путем опыта.

Для ориентированного объема необходимо существование трех некопланарных векторов, чтобы построить на них элемент объема $\pm v$. Знак "+" соответствует правой тройке векторов, но знак "-" – левой тройке. Поскольку рассматриваем сжатие, то ось p совмещена с осью z прямоугольной системы координат. Тогда каждому значению p соответствует проекция элемента объема v , подверженного сжатию, на плоскость xOy . Тем самым элемент объема v разбит на промежутки Δz , как принято в численных методах математической физики, поэтому $\Delta v = S \Delta z$, где S – элемент площади под нагрузкой $p(z)$.

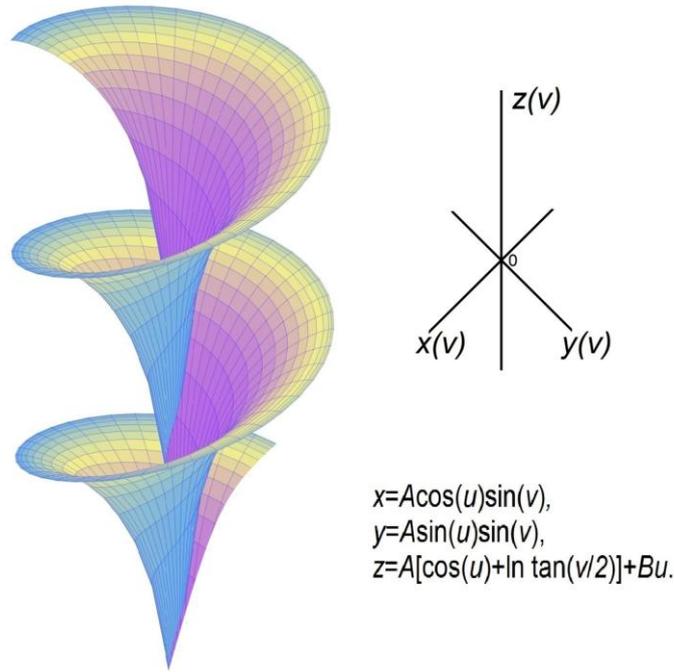


Рисунок 1– Поверхность Дини; x, y, z – зависимые величины

Геометрически каждому корню уравнения Ван-дер-Ваальса отвечает один из векторов тройки, определяемой смешанным произведением. Ей соответствуют три корня кубического уравнения Ван-дер-Ваальса, степень которого нечетная, поэтому один из корней действительный. Из построения модели ясно, что Δv не должно вырождаться, когда $\Delta z \rightarrow 0$ и сравнимо с размерами атома, так как испытываемое вещество может обрести новое состояние. Действительный корень назовем ведущим корнем λ_1 , а пару остальных корней – ведомыми корнями λ_2 и λ_3 . Из действительных корней в I квадранте 3 положительных корня, в IV квадранте их два. В III квадранте имеем 1 положительный корень, но во II квадранте один отрицательный корень λ_1 .

Теорема 2. Пусть $T \neq a(\lambda_1 - b) / R\lambda_1^2$. Тогда в системе, описываемой уравнением (4), возникают колебания, если температура T меньше дискриминантной температуры T_b :

$$T < T_b = \frac{a(\lambda_1 + b)(\lambda_1^2 - b^2)}{4bR\lambda_1^3}.$$

Доказательство. Во II квадранте имеем один действительный корень $\lambda_1 < 0$, поэтому один из сомножителей $(v + \lambda_1)$. Тогда уравнение (4) представимо в виде двух множителей

$$(v + \lambda_1)(v^2 + Mv + N) = 0, \tag{5}$$

где λ_1 – отрицательный корень, вычисленный методом Ньютона, соответствует апериодическому звену 1-го порядка. Хотя решение кубического уравнения дает формула Кардано, но в рамках настоящей работы необходимо изучить поведение уравнения Ван-дер-Ваальса в зависимости от его коэффициентов для адаптивного управления, поэтому исследуем подробно. Схема справедлива для уравнения 5-го порядка, где отрицательный корень находим методом Ньютона. Тогда уравнение 4-го порядка представимо произведением множителей в виде двух квадратных уравнений, комплексно-сопряженные корни которых определяют возникновение колебаний.

Раскроем скобки в (5) и сгруппируем члены

$$v^3 + (M + \lambda_1)v^2 + (N + M\lambda_1)v + N\lambda_1 = 0.$$

Коэффициенты при членах v^3 , v^2 , v^1 и v^0 равны соответствующим коэффициентам уравнения (4)

$$v^3 + \frac{pb + RT}{p}v^2 + \frac{a}{p}v + \frac{ab}{p} = 0.$$

Методом неопределенных коэффициентов находим

$$M + \lambda_1 = b + \frac{RT}{p}; \quad N + M\lambda_1 = \frac{a}{p}; \quad N\lambda_1 = \frac{ab}{p}.$$

Получена система трех уравнений с тремя неизвестными M , N и p . Из последнего уравнения $p=ab/N\lambda_1$, которое подставим в первые два уравнения:

$$M + \lambda_1 = b + \frac{RT}{ab}N\lambda_1; \quad N + M\lambda_1 = \frac{N\lambda_1}{b}.$$

Решая систему двух уравнений, находим

$$M = \frac{a(\lambda_1 - b)^2}{RT\lambda_1^2 - a\lambda_1 + ab};$$

$$N = \frac{ab\lambda_1(\lambda_1 - b)}{RT\lambda_1^2 - a\lambda_1 + ab}.$$

Поскольку $p=ab/N\lambda_1$, то во II квадранте уравнение состояния с учетом $v=\lambda_1$ имеет вид стандартного уравнения Ван-дер-Ваальса

$$p = \frac{RT}{\lambda_1 - b} - \frac{a}{\lambda_1^2}.$$

Исследование свелось к одному из сомножителей (5), т.е. квадратному уравнению $v^2 + Mv + N = 0$,

$$v^2 + \left[\frac{a(\lambda_1 - b)^2}{RT\lambda_1^2 - a(\lambda_1 - b)} \right] v + \frac{ab\lambda_1(\lambda_1 - b)}{RT\lambda_1^2 - a(\lambda_1 - b)} = 0, \quad (6)$$

где $(\lambda_1 - b) - \text{const} > 0$. Устойчивость для уравнения (6) гарантируется, поскольку коэффициенты $M > 0$ и $N > 0$. В этом случае ведомые корни λ_2 и $\lambda_3 -$ отрицательные числа. Следовательно, в устойчивой области уравнение (6) имеет смысл, если $T \neq a(\lambda_1 - b)/R\lambda_1^2$. Кроме того, в уравнении (6) отсутствует p , поэтому нечувствительно к неограниченно малым или большим давлениям. Остается определить условие, при котором возникают колебания.

Приведем уравнение (6) к каноническому уравнению колебаний

$$v^2 + 2Mv + N = 0.$$

Тем самым выясним, каким будет знак коэффициента N при удвоении M . В этом случае уравнение (5) имеет вид

$$(v + \lambda_1)(v^2 + 2Mv + N) = 0.$$

Следовательно,

$$2M + \lambda_1 = b + \frac{RT}{p}; \quad N + 2M\lambda_1 = \frac{a}{p}; \quad N\lambda_1 = \frac{ab}{p},$$

поэтому

$$2M = \frac{ab(\lambda_1 - b)}{RT\lambda_1^2 - a\lambda_1 + ab};$$

$$N = -\frac{ab^2\lambda_1}{RT\lambda_1^2 - a\lambda_1 + ab}.$$

Теперь возведем N в квадрат и получим уравнение колебаний в каноническом виде

$$v^2 + \frac{ab(\lambda_1 - b)}{RT\lambda_1^2 - a(\lambda_1 - b)}v + \frac{a^2b^4\lambda_1^2}{[RT\lambda_1^2 - a(\lambda_1 - b)]^2} = 0.$$

Дискриминант канонического уравнения имеет вид

$$D = \frac{a^2b^2(\lambda_1 - b)^2 - 4a^2b^4\lambda_1^2}{[RT\lambda_1^2 - a(\lambda_1 - b)]^2}.$$

В результате приведения к общему знаменателю скрадывается температура T в числителе, поэтому выпишем дискриминант для уравнения (6)

$$D = \frac{aA[aA^3 + 4abA\lambda_1 - 4bRT\lambda_1^3]}{[RT\lambda_1^2 - a(\lambda_1 - b)]^2}.$$

Очевидно, если $D \leq 0$, то все корни отрицательные числа. Для кратных корней $D=0$. В случае комплексно-сопряженных корней с отрицательной вещественной частью $D > 0$. Теперь D зависит только от температуры T , так как λ_1, a, b, R, A – положительные числа. Найдем ту температуру, при которой $D=0$. Для этого достаточно, чтобы

$$a(\lambda_1 - b)^3 + 4ab\lambda_1(\lambda_1 - b) - 4bRT\lambda_1^3 = 0.$$

Тогда дискриминантная температура во II квадранте

$$T_b = \frac{a(\lambda_1 + b)(\lambda_1^2 - b^2)}{4bR\lambda_1^3}.$$

Относительно T_b , с одной стороны, располагаются устойчивые фокусы при $D > 0$; с другой стороны – устойчивые узлы: $D < 0$. Значит, в критической точке $D=0$ происходит раздвоение на фокусы и узлы, а потому дискриминантная температура T_b – точка бифуркации. В случае устойчивых узлов $T > T_b$, колебаний – $T < T_b$, а критический узел служит точкой раздвоения, когда $T=T_b$. Теорема 2 доказана. ■

Изучение уравнения (2) в области растянутой жидкости, т.е. в IV квадранте, который симметричен II квадранту, осуществим по схеме теоремы 2, чтобы выявить различия между уравнениями состояния в этих квадрантах. Найдем корни в IV квадранте. Здесь один действительный корень $\mu_1 < 0$, а ведомая пара корней $\mu_{2,3}$ – это комплексно-сопряженные числа с положительными вещественными частями. Поэтому первый множитель имеет вид $(v + \mu_1)$, соответствующий аperiodическому звену 1-го порядка. Второй множитель описывается квадратным уравнением

$$(v + \mu_1)(v^2 - cv + q) = 0.$$

Согласно правилу Декарта, в квадратном уравнении учтены две перемены знака, которые определяют положительность вещественной части корней μ_2 и μ_3 . Раскроем скобки и сгруппируем члены

$$v^3 + (\mu_1 - c)v^2 + (q - c\mu_1)v + q\mu_1 = 0.$$

Тогда коэффициенты при членах v^3, v^2, v^1 и v^0 равны соответствующим коэффициентам уравнения (2)

$$pv^3 + \frac{RT - pb}{p}v^2 - \frac{a}{p}v + \frac{ab}{p} = 0.$$

Метод неопределенных коэффициентов дает

$$\mu_1 - c = \frac{RT - pb}{p}; \quad q - c\mu_1 = -\frac{a}{p}; \quad q\mu_1 = ab/p.$$

Это система трех уравнений с тремя неизвестными c , q и p . Решая ее, находим

$$c = \frac{a(\mu_1 + b)^2}{RT\mu_1^2 + a(\mu_1 + b)};$$

$$q = \frac{ab\mu_1(\mu_1 + b)}{RT\mu_1^2 + a(\mu_1 + b)};$$

Тогда давление выражается формулой

$$p = \frac{RT}{\mu_1 + b} + \frac{a}{\mu_1^2},$$

совпадающей с уравнением (2) с точностью до знаков. Однако отличается ими по сравнению со стандартным уравнением (1) Ван-дер-Ваальса.

Исследование свелось к квадратному уравнению

$$v^2 - \left[\frac{a(\mu_1 + b)^2}{RT\mu_1^2 + a(\mu_1 + b)} \right] v + \frac{ab\mu_1(\mu_1 + b)}{RT\mu_1^2 + a(\mu_1 + b)} = 0, \quad (9)$$

расписанному согласно множителю

$$v^2 - cv + q = 0.$$

Дискриминант этого уравнения $D=c^2-4q$, а корни равны ведомым корням

$$v_{2,3} \equiv \mu_{2,3} = \frac{c \pm \sqrt{c^2 - 4q}}{2}.$$

Функции c и q без особенностей, поэтому дискриминант

$$D = \frac{a(\mu_1 + b)[a(\mu_1 + b)^3 - 4ab\mu_1(\mu_1 + b) - 4bRT\mu_1^3]}{[RT\mu_1^2 + a(\mu_1 + b)]^2}.$$

Комплексно-сопряженные корни с положительной вещественной частью получим, если

$$a(\mu_1 + b)^3 - 4ab\mu_1(\mu_1 + b) - 4bRT\mu_1^3 > 0.$$

Сжатие ведет к росту температуры, поэтому найдем условия для температуры. Поскольку μ_1 найдено, то определим, как влияет температура на состояние, по крайней мере, в рамках динамических систем.

Преобразуя последнее неравенство, имеем

$$a(\mu_1 + b)[(\mu_1 + b)^2 - 4b\mu_1] > 4bRT\mu_1^3,$$

$$a(\mu_1 + b)(\mu_1 - b)^2 > 4bRT\mu_1^3,$$

$$a(\mu_1 - b)(\mu_1^2 - b^2) > 4bRT\mu_1^3.$$

Значит, в IV квадранте колебания возникают, если $D > 0$, т.е. когда

$$T < T_m = \frac{a(\mu_1 - b)(\mu_1^2 - b^2)}{4bR\mu_1^3}.$$

Так как $(\mu_1 - b) < (\lambda_1 + b)$, то дискриминантная температура T_m меньше дискриминантной температуры T_b во II квадранте. Соответственно знаку "-" при коэффициенте c линейного члена уравнения (9) имеем неустойчивые фокусы. Неустойчивые узлы, в том числе дикритический, образуются, если $D \leq 0$, чему соответствует

$$T \geq T_m = \frac{a(\mu_1 - b)(\mu_1^2 - b^2)}{4bR\mu_1^3}.$$

Неравенство указывает, что высокие температуры $T > T_m$ не дают колебаться пузырькам в ПТС. Из технических условий температурные пределы воспламенения ацетона в воздухе (-20°C ; 6°C), см. [15], где T_m равна температуре 6°C . Внутри этих пределов

возникает сонолюминесценция (рис. 2) в ацетоне, предворяющая термоядерную реакцию образования трития из дейтерия в D-ацетоне.

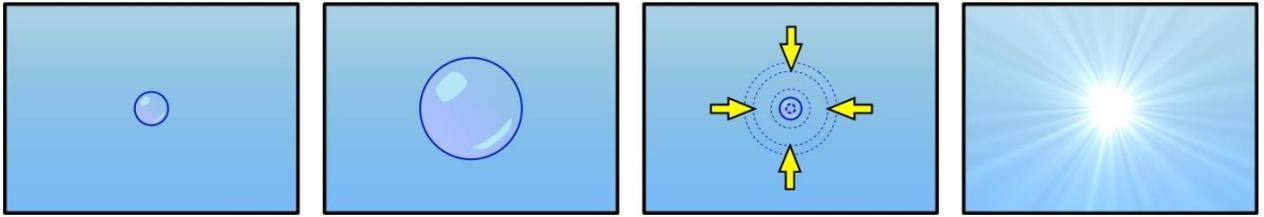


Рисунок 2 – Сонолюминесценция

Линия излучения на длине волны 310 нм возбуждения ОН свидетельствует о сонолюминесценции и переходе к ПТС. Поскольку лед [6] плавится при 0°C , то 0°C меньше T_m и содержится в пределах (-20°C ; 6°C), поэтому в ПТС возникают колебания. Легкие частицы μ_2 и μ_3 ацетона $\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$ разбегаются из неустойчивого фокуса на край среды, но тяжелые μ_1 D-ацетона концентрируются в центре. Рост колебаний пузырька вызван резонансом на частоте 20 кГц. Он стимулирует легкие, подвижные частицы μ_2 и μ_3 молекул ацетона $\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$ в D-ацетоне. Более инертная тяжелая частица μ_1 молекулы $\text{C}_3\text{D}_6\text{O}$ подчинена затуханию по экспоненте. Его пересекают возрастающие колебания легких частиц μ_2 и μ_3 . Поэтому в точке пересечения пузырек схлопывается. Здесь надо отметить, что частота 20 кГц задается правой частью дифференциального уравнения 2-го порядка. Однако настоящая работа посвящена настройке коэффициентов этого уравнения.

Молярная масса $\text{C}_3\text{D}_6\text{O}$ равна 64.13 г/моль, что больше молярной массы $\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$, равной 58.08 г/моль. Повысить выход пузырькового термояда возможно утяжелением молекулы $\text{C}_3\text{D}_6\text{O}$. Замена атомов кислорода ^{16}O на тяжелый изотоп ^{18}O , но ^{12}C – на радиоуглерод дает молярную массу $^{14}\text{C}_3\text{D}_6^{18}\text{O}$, равную 72.13 г/моль. Предпочтительнее $\text{C}_4\text{D}_8\text{O}$ (80 г/моль) и $\text{C}_5\text{D}_{10}\text{O}$ (96 г/моль), поскольку более инертные тяжелые молекулы остаются недалеко от центра. Тогда концентрация дейтерия измерима в меченных радиокарбонном молекулах D-кетонв, которые группируются близ центра и служат мишенями для нейтронов с энергией 14 Мэв, что повышает выход ПТС.

Выводы. В модели ПТС-процессы протекают в D-ацетоне, т.е. внутри герметичной колбы, поэтому уравнения (6)-(7) связаны системой двух уравнений с переключением знака "±" по мере концентрации молекул $\text{C}_3\text{D}_6\text{O}$ в центре

$$\begin{cases} (v + \mu_1)(v^2 - cv + q) = 0; \\ (v + \lambda_1)(v^2 + Mv + N) = 0. \end{cases}$$

$$c = \frac{a(\mu_1 + b)^2}{RT\mu_1^2 + a\mu_1 + ab}, \quad q = \frac{ab\mu_1(\mu_1 + b)}{RT\mu_1^2 + a\mu_1 + ab};$$

$$M = \frac{a(\lambda_1 - b)^2}{RT\lambda_1^2 - a\lambda_1 + ab}, \quad N = \frac{ab\lambda_1(\lambda_1 - b)}{RT\lambda_1^2 - a\lambda_1 + ab}.$$

Первое уравнение отвечает неустойчивым фокусам в IV квадранте, если температура T меньше дискриминантной температуры T_m . Но второе – устойчивым фокусам во II квадранте, если температура T меньше дискриминантной температуры T_b (теорема 2). По аналогии с T_m затухание тяжелой частицы λ_1 по экспоненте ограничивает затухающие колебания легких частиц λ_2 и λ_3 . Однако при $T > T_b$, т.е. при термоядерном синтезе, они пересекаются. Это вызвано корнем λ_1 в квадратном трехчлене $(RT\lambda_1^2 - a\lambda_1 + ab)$, которому могут отвечать неустойчивые фокусы или узлы в зависимости от $D = a(a - 4bRT)$, что требует дополнительных исследований в наносферной зоне.

На практике система двух равнений реализуется последовательным соединением инерционного звена с колебательным звеном. Инерционность цепи определяется корнем μ_1 , а колебания пузырька в IV квадранте – коэффициентами полинома $(v^2 - cv + q)$, т.е. корнями μ_2 и μ_3 . Свечение сонолюминесценции на длине волны 310 нм сигнализирует о завершении колебаний. С этого момента система переключается в режим II квадранта. В аperiodическом

звене 1-го порядка задается λ_1 , но коэффициенты колебательного звена подстраиваются, соответственно λ_2 и λ_3 полинома (v^2+Mv+N) . Такое переключение ведет к единому рассмотрению неустойчивых и устойчивых фокусов, разделенных предельным циклом за счет перестройки коэффициентов в основном колебательного звена. Поэтому сосредоточились на адаптивном управлении.

Литература

1. Емельянов И.Я., Ефанов А.И., Константинов Л.В. Научно-технические основы управления ядерными реакторами / Под редакцией Н.А. Доллежала. – М.: Энергоиздат, 1981. –360 с.
2. Нигматулин Б.И. Атомная энергетика мира и России: Состояние и развитие 1970 – 2018 - 2040 (2050) гг. – М.: Издательский дом МЭИ, 2019. – 419 с.
3. Кенжебаев Ш.К. Теория нестационарной термализации нейтронов в кристаллических средах / АН Кирг. ССР, Ин-т математики. – Фрунзе: Илим, 1990. – 106 с.
4. Андреев В.И., Деревицкий Д.П., Цыкунов А.М. Адаптивный алгоритм стабилизации мощности в ядерном реакторе // Атомная энергия. – Т. 33, № 3. –1975.
5. Шматов М Л Инициирование микровзрыва микровзрывом и некоторые другие сценарии управляемого термоядерного синтеза с безнейтронными реакциями // Успехи физических наук. – 2019. – Т. 189, № 1. – С. 72–84.
6. О термоядерных процессах в кавитирующих пузырьках / Нигматулин Р. И., Лэхи Р. Т. (мл.), Талейархан Р. П., Вест К. Д., Блок Р. С. // Успехи физических наук. – 2014. – Т. 184, № 9. – С. 947–960.
7. Борисёнок В.А. Сонолюминесценция: эксперименты и модели (обзор) // Акустический журнал. – 2015. – Т. 61, № 3. – С. 333– 360.
8. Хайдаров Г.Г., Хайдаров А.Г., Машек А.Ч., Майоров Е.Е. Влияние температуры на поверхностное натяжение // Вестн. С.-Петербур. ун-та. – Сер. 4. –2012. Вып. 1. – С. 24–28.
9. Шабанов Г.Д. О возможности создания природной шаровой молнии импульсным разрядом нового вида в лабораторных условиях //Успехи физических наук. – 2019. – Т. 189, № 1. – С. 95–111.
10. Водный аэрозоль в искусственном аналоге природной шаровой молнии / Черемисин А. А., Исаков В. П., Шишкин Е. А., Онищук А. А., Пармон В. Н. // Вестник РАН, 2023. – Т. 93, № 2. – С. 171–178.
11. Голованов А.С. Аналитический и численный анализ физико-математической модели огней св. Эльма :дис. ... канд. физ.-мат. наук : 05.13.18 // Голованов Алексей Сергеевич ; науч. рук. С.О. Ширяева ; Ярославский гос. ун-т.– Ярославль, 2001.– 165 с.
12. Тукембаева Г.Ч., Темиров Б.К. Моделирование уравнений термодинамики динамическими системами // Проблемы автоматизации и управления. – 2023, № 2(47). – С. 109 – 115.
13. Кузнецов Н.В. Теория скрытых колебаний и устойчивость систем управления // Известия РАН. Теория и системы управления. – 2020. – № 5. – С. 5–27.
14. Садуллаева М.З., Сунатова Д.А., Самигова Н.Х. Программа решения кубических уравнений с использованием формулы Кардано // Научный журнал. – М.: 2019. – № 4 (38) / Научно-методический журнал изд-ва "Проблемы науки". – С. 6–9.
15. ГОСТ 2768-84. Ацетон технический. Технические условия. – Изд. официальное. – М.:Изд-во стандартов, 2001. – 14 с.