

Колесник Р.Э.

Модель теплопереноса в условиях гидродинамического осуществления реакций ядерного синтеза

Аннотация

На основе модели гидродинамики с релаксацией рассмотрен эффект преобразования энергии внешних механических воздействий во внутренние и образование регулярных фрактальных структур с дальнейшим их распадом и образованием тепловых источников в вихревом течении асимметричной изотропной жидкости. Упрощенная модель учитывает только основные физические факторы влияющие на процессы и применима для расчетов практических экспериментальных ситуаций. В тоже время позволяет производить уточнения по мере необходимости. Полученные результаты могут быть использованы в конкретных технических решениях.

Содержание

Введение

1. Перенос заряда в кластерах воды на границе по многофотонному механизму. Модель смещенных парабол с учетом колебаний и термального эффекта.
2. Гидродинамика стационарных трехмерных течений со спиральной симметрией и слабый хаос.
3. Кинетическая модель самовоздействия в условиях гидродинамического осуществления реакций ядерного синтеза.
4. Тепловые процессы в ячейке Кордомасова
5. Результаты расчетов

Выводы

Литература

Введение

В последнее время появилось много сообщений о низкоэнергетических слияниях ядер химических элементов при комнатой температуре. Анализ экспериментальных данных

показывает, что явление пока не нашло даже качественного общепринятого объяснения с позиций современного понимания микромира. В качестве рабочей можно только взять гипотезу: за механизм низкоэнергетических процессов ответственен принцип универсальной резонансной синхронизации [1]. Уже сейчас сконструированы десятки миниатюрных ядерных установок для синтеза ядер при комнатной температуре [2]. Интерес к исследованиям только возрастает. Следует отметить вклад работы профессора В. В. Фисенко [3] в существенный прогресс в данной области техники. Хотя, там и предложен систематический научный инженерный метод расчета струйных устройств, но не рассмотрены детально и даже не названы основные атомно-молекулярные элементарные процессы, которые приводят в результате, и не учтено влияние этих процессов на макропараметры течения и соответствующие технические решения. В настоящей работе мы рассмотрим модельную реакцию холодного ядерного синтеза и явления дополнительного тепловыделения в неравновесных потоках жидкости расширяющейся в сверхзвуковой двухфазной струе в рамках традиционной физической кинетики тепловых переходов на примере опыта Кордомасова.

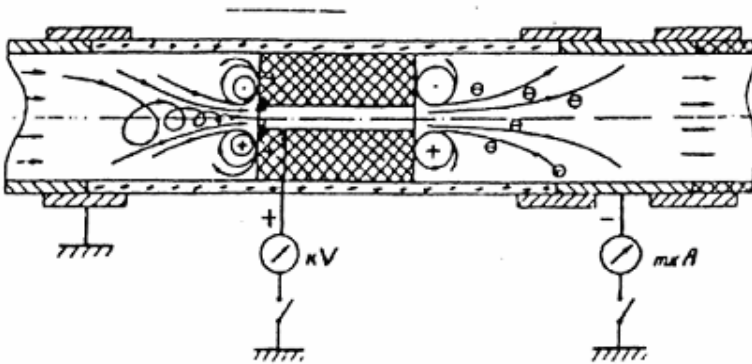


Рис. 1

Схема установки Кордомасова

Принцип работы реакторов и синтеза ядер установки Колдамасова А.И. таков [4]. Если через отверстие диаметром ~ 2мм, выполненное в диэлектрической пластине толщиной примерно 20 мм, прокачать диэлектрическую жидкость под давлением 50-70 атмосфер, то на входе в отверстие возникнет плазменное образование. Это мы увидим кавитационную

эмиссию. Поток истекающей жидкости уносит электроны, а на входной кромке отверстия возникает положительный высокий электрический потенциал (до 500 киловольт) – см. рис. 1.

Если в жидкость перед входным отверстием ввести очень чистую тяжелую воду (молекулы этой воды содержат дейтерий D_2O), то атом дейтерия, подойдя к положительному заряду, равномерно расположенному по кромке входного отверстия, отдаст электрон со своей орбиты и станет положительным ионом, который мгновенно взаимодействует с положительным зарядом на кромке отверстия. Произойдет отталкивание двух положительно заряженных тел и ядро дейтерия полетит в центр отверстия. То же происходит со всех сторон отверстия (по периметру). Концентрация ядер дейтерия в центре отверстия станет большой (рис. 2).

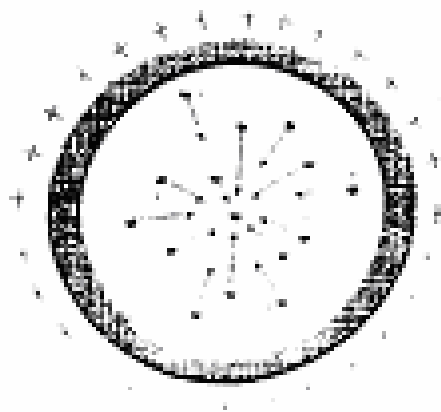


Рис. 2. Протоны в потоке течения у входа в канал

Число актов взаимодействия регулируется концентрацией тяжелой воды в истекающей диэлектрической жидкости, от этого зависит и температура жидкости. Колдамовым А.И. предусмотрено поддерживать ее на уровне $100^{\circ}C$.

Физические свойства жидкости могут обратимо изменяться в результате ее структурирования на основе механической обработки, особенно, при вращениях ассиметричной жидкости создается механизм обмена между внешними и внутренними степенями свободы молекул, когда возбуждаются низкочастотные моды колебаний. При этом значения относительной статической диэлектрической проницаемости, теплоемкости, вязкости, теплопроводности, диффузии других показателей переноса структурированной среды могут существенно отличаться от справочных равновесных значений (например, для обычной воды).

Причиной этих отличий служат протекание химических реакций и **физических процессов на молекулярном уровне, связанных с выделением тепла**, идущих с отклонением от равновесного бoльцмановского распределения молекул воды по внутренним степеням свободы [5]. Молекулы воды можно рассматривать как несимметричные волчки. Последнее объяснение представляется наиболее реалистичным и макроскопически наблюдается как кавитационное явление. Развитая кавитация во вращающейся жидкости (в каждом кубическом миллилитре жидкости содержится до 105 кавитационных каверн со средним диаметром около 10 мкм) создаёт обширные поверхности раздела фаз. Диэлектрическая проницаемость ϵ воды в тонкой пленке или в капле значительно меньше диэлектрической проницаемости воды в свободном объеме. При уменьшении толщины d плоского слоя воды от 40 до 10 мкм , ее относительная диэлектрическая проницаемость монотонно убывает от номинального равновесного значения $\epsilon = 81$ до значения $\epsilon = 10 \pm 3$, т.е. уменьшается почти на порядок. Высокая величина статической диэлектрической проницаемости неструктурированной воды связана с высокими значениями дипольных моментов кластеров $(\text{H}_2\text{O})_n$ и кластерных ионов.

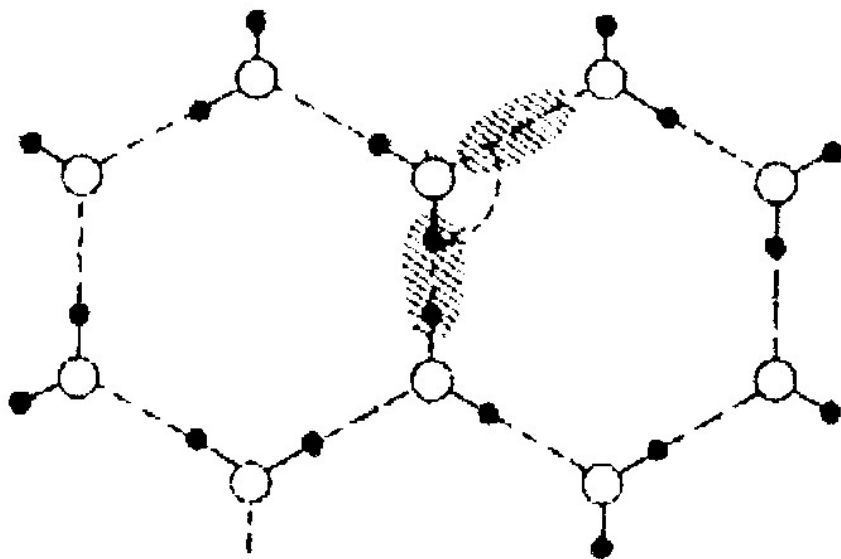


Рис. 3. Кластеры воды на границе фаз в потоке.

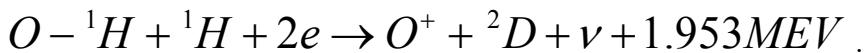
Уменьшение диэлектрической проницаемости воды в тонком слое влечёт понижение ориентационной восприимчивости и **частичное "замораживание"** в приповерхностных областях

результатирующих дипольных моментов кластеров. Толщина поверхностного слоя воды, в котором частично сохраняется дальний порядок молекул, составляет $\approx 0,5 d_0$ (20 мкм), а толщина частично упорядоченного поверхностного слоя капли воды $\approx 0,5 D_0$ (30 мкм). Эффективные толщины поверхностных слоев для плоской поверхности и капли составляют около 11 мкм и 16 мкм, соответственно. При убывании d и D , значение диэлектрической проницаемости воды в пределе стремится к величине ϵ_{\min} , близкой к диэлектрической проницаемости ϵ_{λ} льда в его наиболее распространенной кристаллической модификации I $\epsilon_{\min} \approx \epsilon_{\lambda}$. В динамических условиях потока возникают переменные электрические поля. При $d < d_0$, $D < D_0$ **удельная теплоемкость S_v , может приближаться к параметрам твердой фазы.** Т.к. удельная теплоемкость воды в 2 раза превышает удельную теплоемкость льда [5].

Процессы в кластерах очень сложны и позволяют только формулировать простые физические модели. Например, ионизацию можно сформулировать в рамках многоквантового механизма (многофононного) переноса заряда, а холодный ядерный синтез как распад возбужденного молекулярного состояния с переносом заряда.

В настоящей работе применяются методы многоквантовой теории переходов для описания энергоемких процессов на межфазных границах в потоках. Предлагается модель для рассмотрения гетерогенной каталитической реакции дающей значимый термический эффект.

Границы раздела это стенки канала течения, границы пузырей, которые схлопываются. Обычно там справедливо условие прилипания даже для угловой скорости. Остановимся на вопросе о возможности осуществления спонтанных актов холодного ядерного синтеза на водородной связи молекулярного комплекса воды неподвижного на границе раздела фаз, в условиях трансзвукового гидродинамического двухфазного потока, например, по схеме типа



Далее рассмотрим вероятность многоквантового перехода из состояния 1 в состояние 2 в соответствии с рис.2 под действием электрического поля, возникающего на границах раздела фаз. Применим формализм разработанный в теории многоквантовых переходов, описывающий распад молекулярного комплекса.

Предполагаем, что q координата реакции в начальном состоянии 1 и имеет частоту колебаний ω . Рассмотрим слияние ядер как безизлучательный переход на основе адиабатической аппроксимации, которая позволяет отделить быстрые движения электронов от медленного движения ядер. Адиабатические потенциалы показаны на рис.2 по координате реакции. Состояние 1 относится к возбужденному кластеру на поверхности раздела фаз. Состояние 2 относится к отталкивательному потенциалу кластера, уже содержащего продукт синтеза. Цель данной работы получить скорость реакций холодного синтеза ядерных частиц на неподвижной границе и оказавшихся на одной водородной связи в рамках многоквантового механизма. Особенностью случая является то, что необходимо взять в рассмотрение роль переменного электромагнитного поля, сгенерированного границей раздела фаз, влияющего на элементарные процессы, особенно потому что кластеры воды имеют большой дипольный момент 100-1000 Дебай.

1. Перенос заряда в кластерах воды на границе по многофотонному механизму. Модель смещенных парабол с учетом колебаний и термального эффекта.

Для расчета вероятности перехода важна разность дипольных моментов основного состояния 1 и конечного электронного состояния 2. Рассмотрим вероятность ионизации кластера переменным полем согласно работе [6]

$$\Delta \vec{d} = \vec{d}_{11} - \vec{d}_{22} . \quad (1)$$

Здесь $\vec{d}_{11}, \vec{d}_{22}$ - дипольные моменты основного и возбужденного состояний. Разность возникает из-за перестройки кластера при квантовом переходе $1 \rightarrow 2$. Реакция связана с участием переноса заряда из начального 1 в конечное 2. Такой перенос принято рассматривать как неадиабатический переход, связанный с участием колебательных движений по координате реакции, смешивающих адиабатический потенциал 1 с адиабатическим потенциалом 2. В случае двухуровневой модели кластера взаимодействующего с полем система может быть описана квантовым гамильтонианом вида

$$H = H_e + H_{vib} + H_{int} .$$

где

$$H_e = \frac{1}{2}(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)\sigma_z + \frac{1}{2}\vec{E}_0(\vec{d}_{22} - \vec{d}_{11}) \times \sigma_z \cos(\Omega t) + E_0 d_{21} \sigma_x \cos(\Omega t) \tag{2}$$

Ω - частота и амплитуда внешнего линейно-поляризованного поля. σ_z, σ_x - матрицы Паули,

$\varepsilon_1, \varepsilon_2$ - энергии невозмущенных состояний.

В случае многофотонного перехода без учета колебаний задача аналогична переходу на вырожденный уровень атома водорода и соответствует расчету вероятности ионизации кластера электромагнитным полем [7]. Согласно многофотонному подходу скорость перехода записывается в виде

$$W_{12} = 2 \int_0^\infty d\tau \exp\left(\frac{i}{\hbar}(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)\tau\right) I_{21}(t, \tau) , \tag{3}$$

где производящая функция $I_{21}(t, \tau)$ может быть записана так:

$$I_{21}(t, \tau) = \left(\frac{\vec{E}_0 \vec{d}_{21}}{\hbar}\right)^2 \times \exp\{i(\rho_{22} - \rho_{11})[\sin(\Omega t) - \sin(\Omega(t - \tau))]\} \times \cos(\Omega t) \cos(\Omega(t - \tau)) \tag{4}$$

$$\rho_{22} = \frac{\vec{E}_0 \vec{d}_{22}}{\hbar\Omega} , \quad \rho_{11} = \frac{\vec{E}_0 \vec{d}_{11}}{\hbar\Omega} .$$

Она записана в самом низком порядке теории возмущений по взаимодействию $(\vec{E}_0 \vec{d}_{21})\sigma_z \cos(\Omega t)$; при этом в случае линейной поляризации поля взаимодействие дипольных моментов точно учтено.

Учтем внутреннюю структуру кластера, что соответствует учету колебательных степеней и будет соответствовать переносу заряда с учетом возбуждения фононов кластера. Вклад колебательных степеней свободы в вероятность перехода и приводит к модели смещенных парабол. Взаимодействие выберем в виде

$$H_{\text{int}} = Vq$$

Здесь V - матричный элемент коэффициент функции или оператора спин-орбитального взаимодействия. Вопрос выбора взаимодействия должен решаться каждый раз с учетом правил отбора.

$$W_{21} = 2 \int_0^{\infty} d\tau I_{21}(t, \tau) S(\tau) \quad (5)$$

Здесь производящая функция $I_{21}(t, \tau)$ определена формулой (4)

$$S(\tau) = \langle \exp(iH_2\tau) \exp(-iH_1\tau) \rangle_{av},$$

где H_i -- гамильтониан колебательной подсистемы в состояниях 1 и 2, скобки означают усреднение с матрицей плотности

$$\rho_T = A^{-1} \exp(-\beta H_1), \quad A = Sp(\exp(-\beta H_1)), \quad \beta = \frac{1}{kT},$$

T - термодинамическая температура среды. Величина $S(\tau)$ может быть вычислена аналитически для модели смещенных парабол

$$S(\tau) = \exp\left\{ \frac{i}{\hbar} (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \tau + z \cos(\omega\tau + \varphi) \right\}, \quad (6)$$

$$z = a \sqrt{n(n+1)}, \quad \bar{n} = \frac{1}{\exp(\frac{\hbar\omega}{kT}) - 1}, \quad \varphi = \frac{i}{1 + 2\bar{n}}.$$

Величина a есть константа тепловыделения, определяемая как квадрат смещения адиабатических потенциалов друг относительно друга

$$a = \left(\frac{V_{11} - V_{22}}{\hbar\Omega} \right)^2 = \frac{m\Omega Q_*^2}{\hbar} \quad (7)$$

Здесь V_{11}, V_{22} - матричные элементы электрон-колебательного взаимодействия в состояниях 1 и 2. Микроскопическая теория констант тепловыделения позволяет рассмотреть форму потенциального барьера реакции. При этом ширина и высота барьера зависят явным образом от низкочастотных степеней свободы. Можно показать, что при использовании формулы скорость перехода с учетом колебаний сводится к виду

$$W_{21}^{(a)} = 2\pi \frac{(\vec{E}_0 \vec{d}_{21})^2}{\hbar} \times$$

$$\times \sum_{n,p=-\infty}^{\infty} R_p(z) n^2 \frac{J_n^2(\rho)}{\rho^2} \delta(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \hbar\Omega + p\hbar\omega),$$

$$R(z) = \exp(-a(n+)) \left(1 + \frac{1}{n}\right)^p,$$

$$\rho = \rho_{22} - \rho_{11} \quad (8)$$

Здесь $J_n(\rho)$ и $I_p(z)$ - соответственно функции Бесселя действительного и мнимого аргумента.

Если состояние 2 принадлежит непрерывному спектру, тогда

получим $\varepsilon_2 = \varepsilon_2 + \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m}$, где m - масса электрона.

Для скорости перехода, в асимптотическом случае высоких температур, когда выполняются условия $\frac{\hbar\Omega}{kT} \ll 1$ и

$$n \sim \frac{kT}{\hbar\Omega} \gg 1,$$

из приведенных выше формул получаем выражение для вероятности перехода, которое принимает вид арениусовского закона зависимости скорости перехода от температуры

$$W_{21} \sim \exp \left\{ \frac{-(p - \omega / \Omega - a / 2)^2 \hbar \Omega}{2a kT} \right\}. \quad (9)$$

Здесь $p = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\hbar \Omega}$. Энергия активации

$$E_* = \frac{-(p - \omega / \Omega - a / 2)^2 \hbar \Omega}{2a}.$$

Для низких температур $\frac{\hbar \Omega}{kT} \gg 1$, W_{21} слабо зависит от температуры. Для реальных условий энергетических уровней кластеров, частный случай в условиях резонанса $\varepsilon_2' - \varepsilon_1 - n_0 \hbar \Omega + \hbar \omega = 0$ с участием фотонов электромагнитного поля и колебательных квантов не всегда реализуется. Расстройка резонанса может компенсироваться за счет добавочных взаимодействий, например, влиянием пульсаций полярной среды течения, столкновениями, акустическими воздействиями. Энергия активации процесса может быть получена экспериментально или на основе квантово-химических расчетов.

2. Гидродинамика стационарных трехмерных течений со спиральной симметрией и слабый хаос.

В трехмерной гидродинамике может реализовываться квазикристаллическая симметрия, если за счет источника и вязких членов создать область устойчивых течений [8].

Представим поле скоростей в цилиндрических координатах

$$V_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} + \frac{\varepsilon}{r} \sin z, \quad V_\varphi = \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{\varepsilon}{r} \cos z, \quad V_z = \psi \quad (10)$$

где $\varepsilon \ll 1$ - параметр создает устойчивое течение. Здесь $\psi = \psi(r, \varphi)$ функция тока удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$\nabla^2 \psi + \psi = 0,$$

записанному в полярных координатах,

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + \psi = 0 .$$

Условие несжимаемости выполняется непосредственной подстановкой $div V = 0$, условие Бельтрами также выполняется $rot V = -V$. Общее решение запишется в виде

$$\psi(r, \varphi) = \sum_n C_n J_n(r) \cos(n\varphi) ,$$

где C_n - постоянные коэффициенты, $J_n(r)$ - функция Бесселя действительного аргумента.

Рассмотрим частный случай для течения с винтовой симметрией $n = N$, $z = const$, на угол $\frac{2\pi}{N}$,

$$V_r = \frac{N}{r} J_N(r) \sin(N\varphi) + \frac{\varepsilon}{r} \sin z ,$$

$$V_\varphi = J_N(r) \cos(N\varphi) - \frac{\varepsilon}{r} \cos z , \tag{11}$$

$$V_z = J_N(r) \cos(N\varphi) .$$

Система уравнений для линий тока может быть записана в виде

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= \frac{1}{\psi} \left(-\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} + \frac{\varepsilon}{r} \sin z \right) , \\ r \frac{d\varphi}{dz} &= \frac{1}{\psi} \left(\frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\varepsilon}{r} \cos z \right) , \end{aligned} \tag{12}$$

где

$$\psi(r, \varphi) = J_N(r) \cos(N\varphi) ,$$

гамильтониан

$$H(r, \varphi, z) = \psi(r, \varphi) - \varepsilon(\varphi \sin z + \ln r \cos z) . \tag{13}$$

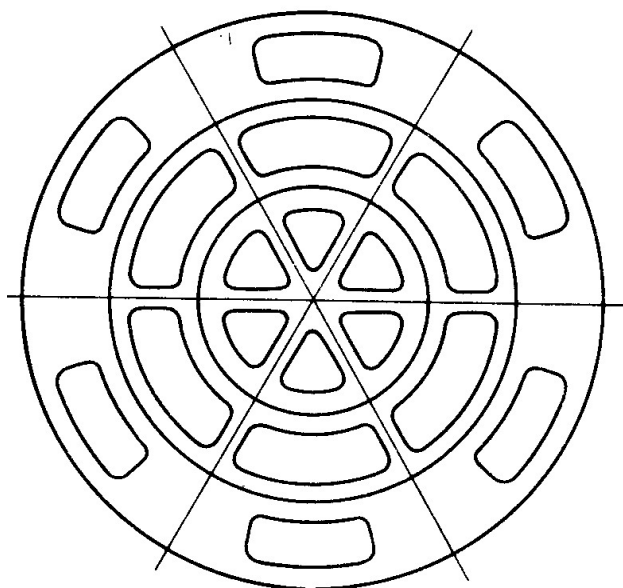


Рис. 1. Линии уровней функции тока поля течения 6 – порядка симметрии

Рассмотрим случай симметрии 6 порядка, $N = 6$ как Шаубергер [8].

Сепаратрисы невозмущенной системы с гамильтонианом образуют правильную паутину - рис.1. В двух симметрично расположенных относительно центра ячейках жидкость вращается в противоположных направлениях.

Частным случаем в течения является цилиндрическое течение при $N = 0$. $\psi(r, \varphi) = J_0(r)$ и задача интегрируется.

$$\frac{dr}{dz} = \frac{\varepsilon \sin z}{rJ_0(r)}$$

Сразу получается

$$\varepsilon \cos z + rJ_1(r) = const,$$

откуда следует, что цилиндрическое течение сохраняет вращательный момент $V_\varphi r = -const$ и описывает движение жидкости с особенностью на оси $r = 0$, похожее на вихревое движение в смерчах.

При сходящемся течении происходит передача диффузией внешнего момента вращения к оси струи на внутренние степени. При расходящемся потоке происходит наоборот, диффузия к периферии потока от внутренних степеней на поступательные, т.е. идет релаксация внутренней энергии с переходом в тепло. Поскольку выполняется условие Бельтрами, то для таких течений возможен хаос линий тока, связанный с генерацией магнитного поля или эффекту гидромагнитного динамо при движении проводящей жидкости.

3. Кинетическая модель самовоздействия в условиях гидродинамического осуществления реакций ядерного синтеза.

Для объяснения этого опыта использована лишь идея о релаксации части внутренней энергии, выделяющейся в ходе хим реакций, во внутренние степени свободы молекул. Наиболее естественный механизм данного процесса - это запасение энергии в низкочастотных степенях свободы молекул, поскольку скорость диссипации запасенной энергии сводится к минимуму. И эта энергия может быть использована еще раз для прохождения под барьером, и также для получения тепла вследствие релаксации. Теперь о самовоздействии.

Перенос электрона обычно происходит с участием высокочастотных колебаний на поглощающих связях кластеров, которые формируют потенциальные барьеры реакций. Причем в ходе каждого электронного прехода происходит перестройка и установление новых положений равновесия высокочастотных степеней свободы и такой процес осуществляется в два этапа. Сначала при фиксированной конфигурации низких частот перестраиваются высокие частоты, а затем замедленно перестраиваются низкие с переходом к равновесному состоянию при колебательной релаксации в данном электронном. Однако, если время жизни системы в данном электронном состоянии, определяемое кинетическими процессами, меньше периода медленной подсистемы, то стационарное состояние устанавливается за несколько электронных переходов. Таким образом динамика низкочастотной подсистемы определяется усредненным состоянием электроной подсистемы. Деформация макромолекулы, возникающая в ходе идущих переходов может оказывать обратное влияние на скорость электронных процессов искажая барьеры координаты реакции.

Для примера который типичен в реализации синтеза, рассмотрим модель мол комплекса с одним высокочастотным колебанием и несколькими низкочастотными колебаниями, которая сводится к модели связанных осцилляторов с существенно различными частотами в поле внешней гармонической силы и применим эту модель для анализа ситуации опыта Кордомасова.

Рассмотрим кинетику реакций синтеза ядер в распадах молекулярных комплексов. Состояние 2 относится к электронному уровню в комплексе, который распадаясь дает синтез ядер уже в состоянии 1. Кинетические уравнения для заселенностей электронных уровней для молекулярной двухтермовой электронно-колебательной системы записываются следующим образом

$$\begin{aligned} \frac{dn_2}{dt} &= \frac{\partial n_2}{\partial t} + V_z \frac{dn_2}{dz} = pk_p(1 - n_1 - n_2) - k_{-p}n_2 - W_{21}n_2, \\ \frac{dn_1}{dt} &= \frac{\partial n_1}{\partial t} + V_z \frac{dn_1}{dz} = -k_T n_1 + W_{21}n_2, \end{aligned} \quad (14)$$

и описывают баланс электронов в системе. Здесь использованы обозначения

n_1 - заселенность нижнего электронного уровня ,

n_2 - заселенность верхнего электронного уровня ,

k_p - скорость образования молекулярных комплексов + электрон,

k_{-p} - скорость распада молекулярных комплексов

p - концентрация комплексов

k_T - скорость производства продукта

W_{21} — скорость безизлучательного перехода с излучением жестких колебательных квантов, на частоте высокочастотной моды.

Скоростью безизлучательного перехода из возбужденного в основное состояние пренебрегаем. Рассмотрим квазистационарный режим заселенностей электронных уровней. Ось Z направлена по

оси струи, V_z – поступательная изэнтропическая скорость по оси

$$z, n_1 = \frac{W_{21}(n_2)}{k_T} n_2,$$

$$n_2 \left\{ (k_{-p} + pk_p) + W_{21}(n_2) \left(1 + \frac{pk_p}{k_T} \right) \right\} = pk_p, \quad (15)$$

скорость производства продукта

$$K_T = k_T n_1 = W_{21} n_2,$$

рекомбинационный туннельный ток определяется по уравнению

$$J_T = W_{21} n_2 e,$$

где e - заряд электрона.

Рассмотрим по отдельности различные ситуации, сначала, в случае когда скорость образования кластеров высокая, а скорость безизлучательного прехода низкая. Скорость процесса $W_{21}(n_2)$ немонотонна в зависимости от заселенности и достигает минимума и максимума при переходах .А концентрации кластеров и скорость распада монотонно возрастают по температуре. Для скорости $W_{21}(n_2)$ есть немонотонная обратимая температурная зависимость. Максимумы по температуре наблюдаются в экспериментах [9] . Стационарная заселенность определяется по уравнению

$$n_2 = \frac{pk_p}{k_{-p} + pk_p}. \quad (15)$$

Для случая, когда скорости $W_{21}(n_2)$ сравнимы со скоростями остальных кинетических процессов, можно показать , что из-за немонотонности функции $W_{21}(n_2)$ уравнение может иметь три стационарных решения $n_2^1 \leq n_2^2 \leq n_2^3$. Анализ показывает, что только два из них устойчивы n_2^1, n_2^3 . При определенных значениях параметров система может находиться в одном из двух

устойчивых состояний с существенно различными константами скоростей процессов. Переход из одного в другое осуществляется скачком при непрерывном изменении параметров концентраций кластеров и температуры. Обратный переход также происходит скачком, но при других пороговых значениях параметров, т. е. зависимость скорости от температуры и концентрации носит бистабильный синергетический характер.

В экспериментах также отмечается всплесковый характер реакций синтеза [10]. Поэтому задачей эксперимента достичь устойчивого состояния с заселенностью n_2^3 .

В случае, когда скорость образования продукта мала, так что скорость реакции определяется только скоростью неадиабатического перехода W_{21} , то скорость может существенно измениться, если учесть влияние низкочастотных частот колебаний.

Уравнения движения для координат реакции Q и q_k имеют вид

$$\begin{aligned} \ddot{Q} + \Omega^2 Q &= -\frac{1}{M} (A_2 + \sum_k B_{2k} q_k) n_2 \\ \ddot{q}_k + \omega_k^2 q_k &= -\frac{1}{m_k} B_{2k} Q n_2 \end{aligned} \quad (16)$$

Таким образом, низкочастотные координаты удовлетворяют системе уравнений для связанных осцилляторов, частоты и положения которых зависят от населенности электронного состояния. 2. Здесь введены обозначения A_2 - константа взаимодействия электрона с колебанием на связанной орбитали связи Q , B_k - константа связи низкочастотного колебания q_k с координатой Q . M - масса координаты реакции Q .

Константа тепловыделения рассчитывается в модели двух связанных осцилляторов с различными частотами

$$a = \frac{A_2^2}{M \hbar \Omega^3} \left[1 - \frac{n_2}{M \Omega^2} \sum_k \frac{B_{2k}^2}{m_k \omega_k} \right]^{-2}, \quad (17)$$

которая также зависит от электронной заселенности уровня 2. Это есть количество внутренней энергии выделяющееся при перестойке молекулярных связей и при некоторых условиях превращающееся в теплоту.

4. Тепловые процессы в ячейке Кордомасова

Рассмотрим полярную молекулярную жидкость, приведенную во вращение в трубе круглого сечения под воздействием нагнетающего насоса, создающего электрическое поле с энергией W_0 , на основе результатов работы [11]. Вращательные степени свободы создают механизм, посредством которого внешние поля оказывают влияние на кинетические коэффициенты переноса существенным образом меняя их. Несферичность молекул оказывает влияние и на процессы колебательной релаксации. Во вращающейся жидкости в общем случае имеет место обмен моментом импульса между внутренними и внешними степенями свободы, характеризуемый вращательной вязкостью. Если распределение угловой скоростью жидкости неоднородно, то этот процесс сопровождается диффузией внутреннего момента импульса. Примером может служить увлечение жидкости вращающимися электрическим или магнитным полем. При этом высока роль вращательной диффузии. Влияние внутренних вращений в жидкости может оказаться очень важным при изучении турбулентного режима течения.

Молекулярная, полярная, асимметричная среда характеризуется длиной \bar{r} - есть характерный линейный масштаб течения, за которых ослабевают корреляции. В среде есть запаздывание и нелокальность. Важны времена затухания корреляций и самой медленной релаксации и времени накачки до насыщения. τ_0 - время ослабления корреляций, составляет порядка 10^{-7} с для воды. На временах $t > \tau_0$ изменение температуры жидкости описывается уравнением теплопроводности с релаксационными источниками

$$\frac{\partial T}{\partial t} + V_z \nabla T - \kappa \Delta T = \frac{Q(t)}{\rho C} \quad (18)$$

Здесь V_z - аксиальная скорость конвективного движения,

$\kappa = \frac{\lambda}{\rho c}$ и λ - соответственно коэффициенты

температуропроводности и теплопроводности, ρ - плотность при

$T = T_0$, C - теплоемкость при давлении 1 атм.

Характерные времена конвекции τ_k и теплопроводности

τ_T - величины следующего порядка:

$$\tau_k \approx \frac{r_0}{V}, \quad \tau_T \approx \frac{\rho c r_0^2}{\lambda}.$$

Здесь r_0 - характерный размер области, в которой рассматривается перенос тепла (например радиус канала течения),

а V - величина тепловой скорости. Используя далее эти отношения, получим

$$\tau_k = \text{Re}^{-1} \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \tau_0, \quad \tau_T = \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \tau_0.$$

Из этих выражений видно, что для случаев, представляющих

практический интерес $P > 1 \text{ атм}$, $\text{Re} > 1$, $r_0 = 0.3 \text{ см}$,

что они малы по отношению τ_0 . Поэтому далее, будем рассматривать нагрев в приближении, когда конвекцией можно пренебречь, так как колебательная релаксация идет быстрее. Тогда уравнение (18) примет следующий вид

$$c \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \Delta T + Q(t). \quad (19)$$

Для рассмотрения внутри молекулярных процессов применимо приближение двухуровневой системы и преобладание безизлучательного канала протекания для элементарных процессов. Безизлучательный перенос энергии электронного возбуждения можно определить как процесс, при котором первично

возбужденная молекула (с помощью кванта света , химического возбуждения, электронного удара) вступает в слабое взаимодействие с другой молекулой, которая принимает энергию. После поглощения кванта света эта молекула переходит в возбужденное состояние , где происходит колебательная релаксация до установления теплового равновесия со средой или внутренняя конверсия . После передачи возбуждения принимающей молекулой, происходит релаксация , излучение , или диссипация энергии. Основные и возбужденные состояния молекул рассматриваются как изолированные электронные термы молекул , между которыми происходят взаимодействия. Для плотности тепловых источников получаем

$$Q(t) = aN_1(t)\tau_{eVT}^{-1} , \quad (20)$$

a - константа тепловыделения уровня возбуждаемого перехода, полученная одной молекулой от внешнего вращения на длине корреляций., где $N_1(t)$ - заселенность верхнего уровня

возбуждаемого перехода. Здесь τ_{eVT} - время электронно-колебательной релаксации после перехода. Мы здесь будем рассматривать механизм передачи энергии по каналу колебательной релаксации в поступательные степени свободы молекул. Будем лишь считать , что и распределение энергии поля переданной по сечению канала имеет средне статистический вид гауссовой кривой с максимумом на оси канала течения

$$E(r) = \frac{W_0}{\pi\omega^2} \left[\exp\left(\frac{r^2}{\omega^2}\right) - \exp\left(\frac{r_0^2}{\omega^2}\right) \right], \quad (21)$$

где

W_0 - средняя энергия электрического поля созданного в потоке,

ω - величина эффективного радиуса сечения потока охваченного полем,

r_0 - радиус канала течения.

Такое представление обеспечивает равенство нулю интенсивности на стенках канала , что упрощает расчет и не вносит существенную погрешность . После окончания обработки по достижению некоторого уровня возбужденные молекулы с верхнего уровня

релаксируют в равновесное состояние с характерным временем τ_{eVT} . Полагаем, что преобладают внутримолекулярные процессы и насыщение не достигается. После прохождения характерной длины в жидкости считаем что воздействие внешнего вращения уже закончено на данный объем. Эта длина проходит быстрее чем время релаксации τ_{eVT} . В принципе максимальная заселенность равняется n_2^3 и находится из решения кинетического уравнения (15) и зависит от вероятности безизлучательного перехода W_{21} .

Однако, можно сделать оценку сверху, считая, что $N_1(t)$ - максимальная заселенность не зависит от длительности обработки и полностью определяется ее энергией. Будем считать, что вся эта поглощенная энергия переходит в тепло

$$N_1(t) = N_{\max}(E) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{eV}}\right),$$

$$N_{\max}(E) = N\sigma E / \hbar f.$$

Здесь N - число молекул в единице объема протекающей жидкости, σ - сечение поглощения воздействий электрического поля вдоль объема. E - напряженность поля в среде, f - частота, соответствующая верхнему уровню 2. С учетом экспоненциального поглощения жидкостью, энергии поля вдоль обрабатываемого объема получаем

$$Q(t) = \frac{\alpha W_0 \exp(-\alpha z)}{\hbar f \pi \omega^2 \tau_{vt}} a \exp\left(-\frac{t}{\tau_{evi}}\right) \left[\exp\left(-\frac{r^2}{\omega}\right) - \exp\left(-\frac{r_0^2}{\omega_0}\right) \right] \quad (22)$$

Здесь α - коэффициент поглощения электрического поля. Колебательная релаксация внутренней энергии молекул при термализации приводит к приращению температуры T_1 , которое подчиняется уравнению

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} - \kappa \Delta T_1 = \frac{Q(t)}{\rho C_p} \quad (23)$$

с начальными условиями $T_1 = 0$ при $t = 0$.

Решение задачи (23) получается по стандартной методике разделения переменных для цилиндрической области с радиусом

r_0 и длиной l и имеет вид бесконечного ряда

$$T(r, z, t) = \sum_{m=1} \sum_{k=0} \sin\left(\frac{\pi k}{l} z\right) J_0\left(\frac{\mu_m^{(0)}}{r_0} r\right) \times$$

$$A_{mk} \frac{\tau_{eVT} \tau_{vt}^{mk}}{\tau_{vt}^{mk} - \tau_{eVT}} \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_{mk}}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{eVT}}\right) \right]$$

$$m = 1, 2, 3, \dots, k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

$$A_{mk} = \frac{2\alpha Wk [1 - \exp(-l)(-1)^k]}{\pi \omega \rho r_0^2 \tau_{eVT} [J_1(\mu_m^{(0)})]^2 [\alpha^2 l^2 + \pi^2 k^2]} B \quad (24)$$

$$B = \frac{\omega^2}{2} \exp\left[-\left(\frac{\mu_m^{(0)} \omega}{2r_0}\right)^2\right] - \exp\left(\frac{r_0^2}{\omega^2}\right) \frac{r_0^2}{\mu_m^{(0)}} J_1(\mu_m^{(0)})$$

где $J_0\left(\mu^{(0)} \frac{r}{r_0}\right)$, $J_1(\mu_m^{(0)})$ функции Бесселя, $\mu_m^{(0)}$ -корни

уравнения $J_0(\mu_m^{(0)}) = 0$. Считаем, что тепло возникает в

жидкости в результате колебательной релаксации, которая возбуждается электронными переходами в процессе распада

кластеров. Величина τ_{eVT}^{mn} определяет характерное время распространения этого тепла в жидкости за счет ее теплопроводности, но предполагается, что последняя не зависит от состояния колебательных степеней свободы молекул

$$\tau_{eVT}^{mn} = \frac{1}{\kappa^2 \lambda_{mn}}, \quad (25)$$

где $\lambda_{mn} = \left(\frac{\mu_m^{(0)}}{r_0}\right)^2 + \left(\frac{\pi k}{l}\right)^2$ - собственные значения задачи (23).

При этом возникают акустические колебания высокой частоты и термодавление.

5. Результаты расчетов

По формуле (24) были проведены численные расчеты для приращения температуры T_1 в результате нагрева жидкости во вставке из пластика размерами $r_0 = 0.3$ см , $l = 2.5$ см. Полагаем, что вставка обрабатывается полем с энергией $W_0 = 1$ кДж. Расчеты проводились при следующих значениях параметров жидкости во вставке $\rho = 0.9$ г /см³, $P = 20$ атм, $T = 300$ К, $c_p = 1.77$ кДж/кгК, $\gamma = 1.666$, которые соответствуют техническому маслу при нормальном условиях. $\lambda_f = 656.28$ мм - это длина волны соответствующая верхнему уровню. Предварительные расчеты приращения температуры T_1 , показали , что оно слабо зависит от продольной координаты и составляет величину порядка 0.91 С и также слабо зависит от времени , но мы рассматриваем только однократное воздействие электрического поля. В ячейке нагрев осуществляется очень быстро и устанавливается локальное термодинамическое равновесие на временах порядка 10^{-3} с. Из анализа расчетов следует, что распространение тепла вдоль вставки в сильной степени зависит от величины ω эффективной площади охвата обрабатываемого потока жидкости электрическим полем. Этот нагрев, осуществляется по релаксационному механизму. Таким образом , расчеты показывают, что добиться равномерного нагрева не удастся и происходит локальное тепловыделение и образование пузырей.

Полученные результаты открывают определенные возможности для создания новых технических решений и для использования в конкретных приложениях. Следует отметить, что в практически важных случаях следует рассматривать более детально релаксацию в жидкости , т е решать численно систему уравнений

поуровневой кинетики или же развить диффузионное приближение типа Фоккера – Планка совместно с уравнениями гидродинамики и переноса тепла. Характерные размеры вставки выбирались из практических соображений. Выбираемые внешние условия соответствовали техническим требованиям, необходимым для надежной работы вихревых устройств.

Выводы

Феномен синтеза ядер распознан как многоквантовый безизлучательный переход и соответствующим образом рассмотрен. Важно подчеркнуть, что энергия низкочастотных колебаний, которая получается в результате синтеза ядер и определяется константой тепловыделения a не исчезает на временах, больших времени реакции синтеза, а может накапливаться на низкочастотных модах и термализоваться в диссипативную подсистему по механизму релаксации. Таким образом, реакция синтеза протекает в условиях бистабильной среды, и циклическое воспроизведение таких условий возможно лишь в гидродинамических неравновесных течениях. Таким образом, расчеты показывают, что добиться равномерного нагрева не удастся и поэтому возможно образование пузырей.

Литература

1. Ф.А. Гареев, Г.Ф. Гареева, И.Е. Жидкова. Геоинформатика, 2003, №1, стр. 53.
2. Charles G. Beaudette. Excess Heat: Why Cold Fusion Research Prevailed. 2002.
3. В.В. Фисенко. Новое в термодинамике двухфазных потоков. Теоретические предпосылки и практические решения. Теплоэнергетика, 2000, №1.
4. А.И. Колдамасов ЖТФ, 1991, т. 61, № 2, с. 188-190
5. И.М. Федоткин, И.С. Гулый. Кавитация. Кавитационная техника и технология и их использование в промышленности. Часть 2, Киев, АО, ОКО, 2000, 898с.
6. Л.В. Келдыш. ЖЭТФ, т.47, 1945, 1964.
7. В.А. Коварский, Н.Ф. Перельман, И.Ш. Авербух. Многоквантовые процессы. Энергоатомиздат, Москва, 1985г.
8. Г.М. Зазлавский, Р.З. Сагдеев. Введение в нелинейную физику. 1988, М. Наука.

9. Ю.С. Потапов, Л П Фоминский, С Ю. Потапов. Энергия вращения. Кишинев. 2001.
10. А.А. Альмухамбетова. Дипломная работа, ВТЭМ, Волгодонск, 2005.
11. А.В. Лыков. Теория теплопроводности. 1967г. М. Высшая школа.