Образование твердого, жидкого, газообразного и плазменного состояния тела

Якубовский Е.Г.

e-mail yakubovski@rambler.ru

Аннотация

В данной статье с единых позиций описано образование всех видов состояния вещества, твердого, жидкого, газообразного и плазменного. Задавая счетное количество энергий системы, получим счетное количество разных веществ. Учитывается и температура тела. Это позволяет вычислить структуру энергии этих веществ. Получено оценочное значение скорости элементарных частиц описывающее идеальную, классическую и вырожденную плазму. При классификации образуемых состояний выявилось плазменное состояние твердого тела. Оно образуется с нарушенной кристаллической структурой. Имеются отдельные заряды образующие твердое тело. Попытки подобной классификации делались в [6] на основе свойств элементарных частиц. Но общий анализ состояния веществ возможен только с использованием свойств частиц вакуума.

Но каковы преимущества описания с помощью частиц вакуума? Во-первых, единым образом описываются элементарные частицы и электромагнитное поле, состоящее из частиц вакуума. С помощью частиц вакуума можно описать метрический тензор ОТО для электромагнитного и гравитационного поля. Значит частицы вакуума с помощью решения нелинейного уравнения Навье-Стокса описывают процессы с большими значениями энергии и температуры. Во-вторых, не надо вникать в вид взаимодействия элементарных частиц, достаточно описания частиц вакуума. В-третьих, как невозможно описание квантового взаимодействия с помощью макроскопической физики, также невозможно описание взаимодействия частиц вакуума с помощью квантовой механики. Уравнение Шредингера является частным случаем уравнения Навье-Стокса с мнимой кинематической вязкостью. Поэтому с помощью уравнения Навье-Стокса возможно получение более точных решений. Теория решения уравнения Навье-Стокса в турбулентном комплексном режиме построена. Недостатками является не достаточная развитость теории частиц вакуума, показана ее эквивалентность уравнению Шредингера, а стандартную модель и квантовую электродинамику я только начинаю описывать. Кроме того, результатов, отличающихся от квантовой механики получено мало. К ним следует отнести описание перехода от корпускулярных свойств к волновым свойствам, которое без частиц вакуума не получишь. Описание квантовой механики в комплексном пространстве. Алгоритм вычисления масс элементарных частиц, который надо реализовать численно, но требует мощной ЭВМ и существенно использует свойства частиц вакуума. Идеи перехода к описанию частиц вакуума позволили получить новое решение уравнения Шредингера и Дирака. В данной статье сделаны попытки описания плазмы с помощью частиц вакуума, что позволило получить новые результаты в теории плазмы. По убеждению автора статьи, плазму следует описывать с помощью частиц вакуума. Надо включить материал о влияние электрического и магнитного поля на описание частиц вакуума при плазменных температурах. Также надо использовать описание рассеяния пучка частиц в плазме в поле произвольного потенциала.

К системе нелинейных дифференциальных уравнений сводится система уравнений движений Ньютона, описывающие в комплексной плоскости задачу движения для N диполей, под действием сильного электромагнитного поля диполей. Частицы вакуума образуют диполи. Уравнение движения с учетом сил, действующих между диполями, имеет вид

$$\frac{d^2\mathbf{r}_p}{d\tau^2}=\frac{e^2 l_\gamma}{m_\gamma c^2 r_A^2}\sum_{\substack{k=-N\\k\neq p}}^{N}[\frac{3\mathbf{r}_{kp}\sqrt{(\mathbf{r}_{kp},\mathbf{d}_p)(\mathbf{r}_{kp},\mathbf{d}_k)}}{r_{kp}^5}-$$

$$-\frac{\mathbf{d}_p\sqrt{(\mathbf{r}_{kp},\mathbf{d}_k)}}{2\sqrt{(\mathbf{r}_{kp},\mathbf{d}_p)}r_{kp}^3}-\frac{\mathbf{d}_k\sqrt{(\mathbf{r}_{kp},\mathbf{d}_p)}}{2\sqrt{(\mathbf{r}_{kp},\mathbf{d}_k)}r_{kp}^3}]=\frac{e^2 l_\gamma N}{2m_\gamma c^2 r_A^2}\mathbf{f}_p=F_p(x_1,...,x_N)$$

$$\mathbf{r}_{kp}=\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_p,\mathbf{d}_p=\mathbf{l}_p/l,$$

Аналогичное равенство получается при использовании уравнения Навье - Стокса, описывающее квантовую систему. Уравнение Навье-Стокса, соответствующее уравнению Шредингера, выглядит таким образом

$$\frac{\partial V_l}{\partial t}+V_k\frac{\partial V_l}{\partial x_k}=-\frac{1}{m}\frac{\partial U}{\partial x_l}+\nu\Delta V_l,\nu=i\frac{\hbar}{2m},V_l=-i\frac{\hbar}{m}\frac{\partial\ln\psi}{\partial x_l}.$$

Эквивалентность уравнения Шредингера и Навье – Стокса см. [1] стр.58. При равенстве градиента потенциала нулю образуется постоянное значение скорости всей системы при определяемом расстоянии между частицами вакуума.

$$\sum_{k=-N}^{N}\{\frac{3\sum_{m=p}^{k}\sqrt{(\sum_{s=p}^{k}\mathbf{d}_s+|k-p|\mathbf{G}_\alpha,\mathbf{d}_p)(\sum_{s=p}^{k}\mathbf{d}_s+|k-p|\mathbf{G}_\alpha,\mathbf{d}_k)}}{[(\sum_{s=p}^{k}\mathbf{d}_s+|k-p|\mathbf{G}_\alpha)^2]^{5/2}}-$$

$$-\sum_{k=-N}^{N}[\frac{\sum_{m=-N}^{p}\sqrt{(\sum_{s=p}^{k}\mathbf{d}_s+|k-p|\mathbf{G}_\alpha,\mathbf{d}_k)}}{2\sqrt{(\mathbf{d}_p,\sum_{s=p}^{k}\mathbf{d}_s+|k-p|\mathbf{G}_\alpha)}}+\frac{\sum_{m=-N}^{k}\sqrt{(\sum_{s=p}^{k}\mathbf{d}_s+|k-p|\mathbf{G}_\alpha,\mathbf{d}_p)}}{2\sqrt{(\mathbf{d}_k,\sum_{s=p}^{k}\mathbf{d}_s+|k-p|\mathbf{G}_\alpha)}}]/$$

$$/[(\sum_{s=p}^{k}\mathbf{d}_s+|k-p|\mathbf{G}_\alpha)^2]^{3/2}\}\mathbf{d}_m=0$$

Если рассматривать решение уравнения общего вида, то определятся значения $\mathbf{d}_P=\mathbf{d}_P(p,k_{-N},...,k_N),k_n=n$ при целых значениях p,k. Будет выделено счетное количество направлений $\mathbf{d}_p$, вдоль которых имеется дискретная структура. Дефекты в кристалле связаны с соотношением неопределенности, когда невозможно определить координату частицы. Запишем систему нелинейных уравнения

$$\sum_{k=-N}^{N} A_{pk}\mathbf{d}_{k\alpha} = 0$$

Эта система нелинейных уравнений имеет $2N+1$ разных комплексных значений $\mathbf{d}_k$. Имеем $3N^2$ значений $\mathbf{d}_{k\alpha} = \mathbf{d}^*_{-k-\alpha}, \mathbf{G}_\alpha = \mathbf{G}^*_{-\alpha} k, \alpha = 1,...,N$. Чтобы система линейных уравнений относительно $\mathbf{d}_k$ имела решение необходимо нулевое значение определителя $|A_{pk}| = 0$, где матрица A_{pk} антисимметрична. Комплексная величина $d^{-1}_{\alpha p}\sum_{k=-N}^{N} A_{pk} d_{k\alpha} = \lambda_\alpha$ соответствует собственному числу решения.

Начальное приближение значения определителя определяется при условии $(\mathbf{d}_p, \mathbf{d}_k) = \delta_{pk}$. Из равенства нулю определителя определяем начало отсчета кристаллической решетки $\sum_{s=p}^{k} \mathbf{d}_s + |k-p|\mathbf{G}_\alpha, p = -N,...,N$. Каждому направлению, зависящему от величины α кристаллической решетки, соответствует свое начала отсчета. При определителе равном нулю, определяем с точностью до множителя величины $\mathbf{d}_{k\alpha}$.

Так как потенциал системы равен константе, волновая функция системы определится из равенства

$$\psi_{k\alpha} = \exp(i\mathbf{kr} + \mathbf{iHr}) = \exp\{i\sum_{i=1}^{3} k_i \hat{\lambda} \sum_{s=-k}^{k} \sum_{\beta=-N}^{N} g_{is\beta} c_\beta + i[\mathbf{H}_\alpha, (\mathbf{g}_{k\alpha} + \mathbf{g}_{-k\alpha}) c_\alpha]\}. \quad (1)$$

Величина $\mathbf{H}_\alpha$ это безразмерный вектор обратной решетки и равен $\mathbf{H}_{3\alpha} = \frac{[\mathbf{G}_{1\alpha}, \mathbf{G}_{2\alpha}]}{(\mathbf{G}_{1\alpha}, \mathbf{G}_{2\alpha}, \mathbf{G}_{3\alpha})}$. Остальные значения вектора обратной решетки получаются путем перестановки. В силу определения величина $\sum_{s=-k}^{k}\sum_{\beta=-N}^{N} g_{is\beta}c_{\beta}$ действительна.

Постоянная скорость частиц образовавшегося вещества определяется по формуле (направление поступательной скорости хаотически меняется при столкновениях)

$$V_l = -i\frac{\hbar}{m}\frac{\partial \ln\psi_{k\alpha}}{\partial x^l} = \frac{\hbar}{m\lambda\!\!\!^{-}}(k_l \lambda\!\!\!^{-} + H_{l\alpha}), x_l = \lambda\!\!\!^{-}(g_{lk\alpha} + g_{l-k\alpha})c_\alpha$$

Уравнение Шредингера для постоянного потенциала запишется в виде

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E_p - U)\psi = 0$$

Множитель c_α определяется из значения энергии в q состоянии электрона в атоме

$$\mathrm{Re}(E_q + <\frac{\hat{p}^2}{2m}>) = \mathrm{Re}[E_q + <\frac{\hat{p}_r^2}{2m} + \frac{\hbar^2\hat{l}^2}{2mr^2}> - \frac{\hbar^2\sum_{i=1}^{3} H_{i\alpha}^2}{2m\lambda\!\!\!^{-2}}] = \mathrm{Re}[<U> - \frac{\hbar^2\sum_{i=1}^{3} H_{i\alpha}^2}{2m\lambda\!\!\!^{-2}}]$$

$$= -\frac{e^2 l_\gamma}{r_A^2}\sum_{\substack{k=-q\\k\neq 0}}^{q}\frac{N\sqrt{(\sum_{s=-k}^{k}\mathbf{g}_s,\mathbf{g}_{k\alpha}c_\alpha)(\sum_{s=-k}^{k}\mathbf{g}_s,\mathbf{g}_{-k\alpha}c_\alpha)}}{2q(\sum_{s=-k}^{k}\mathbf{g}_s,\sum_{s=-k}^{k}\mathbf{g}_s)^{3/2}} =$$

$$= -\frac{mc^2 r_\gamma^2}{r_A^2}\sum_{\substack{k=-q\\k\neq 0}}^{q}\frac{\sqrt{(\sum_{s=-k}^{k}\mathbf{g}_s,\mathbf{g}_{k\alpha}c_\alpha)(\sum_{s=-k}^{k}\mathbf{g}_s,\mathbf{g}_{-k\alpha}c_\alpha)}}{2q(\sum_{s=-k}^{k}\mathbf{g}_s,\sum_{s=-k}^{k}\mathbf{g}_s)^{3/2}}, N = \frac{m}{m_\gamma}$$

$$\sum_{s=-k}^{k}\mathbf{g}_s = [\sum_{s,\alpha=-k}^{k}\mathbf{g}_{s\alpha}c_\alpha + 2k\mathbf{G}_\alpha]; p_r = -i\hbar(\frac{d\ln R_{nl}(r)}{dr} + \frac{1}{r})$$

.

Где воспользовались формулой $\frac{l_\gamma}{m_\gamma} = \frac{c^2}{e^2} r_\gamma^2$ см. [1] стр. 67 и вырожденности проекции момента импульса.

В случае большого квантового числа G_α образуется кристаллическая структура и получаем уравнение

$$\sum_{\substack{k=-N \\ k \neq p}}^{N} \{ \frac{3\sum_{m=k}^{p} \sqrt{(\mathbf{G}_\alpha, \mathbf{d}_p)(\mathbf{G}_\alpha, \mathbf{d}_k)}}{|k-p|^3} - [\frac{\sum_{m=k}^{p} \sqrt{(\mathbf{G}_\alpha, \mathbf{d}_k)}}{2\sqrt{(\mathbf{d}_p, \mathbf{G}_\alpha)}} + \frac{\sum_{m=k}^{p} \sqrt{(\mathbf{G}_\alpha, \mathbf{d}_p)}}{2\sqrt{(\mathbf{d}_k, \mathbf{G}_\alpha)}}] / |k-p|^3 +$$

$$+ \frac{3\sum_{m=k}^{p} \sqrt{(\sum_{s=p}^{k} \mathbf{d}_s, \mathbf{d}_p)(\sum_{s=p}^{k} \mathbf{d}_s, \mathbf{d}_k)}}{|k-p|^4} \} \mathbf{d}_m = 0$$

$$\sum_{\substack{m=k \\ k \neq p}}^{p} A_{pm} \mathbf{d}_m = 0; |A_{pm}| = 0$$

Уравнение для энергии в этом случае имеет вид

$$\mathrm{Re}\{ < U > - \frac{\hbar^2 \sum_{i=1}^{3} H_{i\alpha}^2}{2m\lambda^2} \} = -\frac{mc^2 r_\gamma^2}{r_A^2} \sum_{\substack{k=-p \\ k \neq 0}}^{p} \frac{\sqrt{(\mathbf{G}_\alpha, \mathbf{g}_{k\alpha} c_\alpha)(\mathbf{G}_\alpha, \mathbf{g}_{-k\alpha} c_\alpha)}}{2p(2k\mathbf{G}_\alpha)^2}.$$

Считать энергию этих веществ надо с использованием постоянной Планка, которая равна $\hbar - i m_e \mu / \rho_e$ см. [1] стр. 69, где используется динамическая вязкость вещества μ, масса и плотность электрона. Вычисленная мнимая часть этой энергии определяет температуру образовавшегося вещества. В случае турбулентного режима газа или жидкости корень из температуры, равный скорости потока, является величиной комплексной, где действительная часть соответствует поступательной скорости, а мнимая часть соответствует колебательным и вращательным степеням свободы. Динамическая вязкость определенного элемента таблицы Менделеева зависит от температуры. У твердого тела динамическая вязкость больше, энергия меньше, и температура меньше см. формулу (3). Но формулу зависимости вязкости от температуры предстоит вывести см. приложение. Выскажем предположение, что сумма мнимых частей энергии атома равна его температуре в соответствующих единицах. Это предположение следует из условия равновесия (равенства температур), которое устанавливается в неподвижных средах. В случае двигающейся хаотически среды надо добавлять кинетическую энергию дисперсии скорости к температуре, для вычисления равновесной температуры.

Величины $\mathbf{d}_{k\alpha}$ окажутся комплексные, т.е. пространство микромира является комплексным. Величины c_α окажутся действительные в силу инвариантности относительно комплексно сопряженного значения энергии. Основное состояние соответствует квантовому числу $p=1$. Величина E_p это энергия молекулы или атома. В действительном пространстве имеется колебание или вращение с амплитудой $\operatorname{Im}\mathbf{d}_{k\alpha}$.

При неравенстве нулю определителя матрицы A_{pk} имеется симметричное решение $\mathbf{d}_{k\alpha}=0$. При равенстве нулю определителя происходит спонтанное нарушение симметрии и образуется счетное количество решений, выделяющих направление в конфигурационном пространстве.

При $\mathbf{H}_\alpha$ мнимом малом, но большой действительной частью, образуется газ с не постоянным объемом, так как волновая функция затухает на большом расстоянии. При мнимой части $\mathbf{H}_\alpha$ несколько больше образуется жидкость, которая не твердая, но растекается, заполняя объем сосуда. При $\mathbf{H}_\alpha$ малом по модулю, и малой мнимой части, образуется твердое тело, так как волновая функция описывает периодическое решение. Малость коэффициента $\mathbf{H}_\alpha$ обеспечивает множество периодов (расстояний между атомами или молекулами) в объеме тела. В случае газа или жидкости при большой действительной части $\mathbf{H}_\alpha$ имеется малое количество периодов внутри тела. Если действительная часть $\mathbf{H}_\alpha$ мала, а мнимая часть сравнительно велика, образуется плазменное образование, которое содержит отдельные заряженные частицы, образующие кристалл с нарушенной структурой. При этом разные скорости у частиц с разной массой см. формулу (2). Известно газообразное плазменное состояние вещества при $\mathbf{H}_\alpha$ комплексном с малой мнимой частью. Твердое плазменное образование с действительным $\mathbf{H}_\alpha$ в экспериментах не фиксировалось. Классификация определяется значением энергии E_p, от которой зависят величины c_α, а значит и матрица A_{pk}. При большом действительном значении $\mathbf{H}_\alpha$ образуется периодическая величина части pE_p . В физике твердого тела см. [2] формула (5.19) имеется дисперсионное соотношение

$$\omega^2 M = -\sum_p C_p[\exp(ipKa) - 1]$$

Это соотношение демонстрирует периодическую зависимость частоты - энергии от номера атома, что подтверждает формулу (1), в случае периодической структуры.

Решим эту задачу для соседних элементарных частиц, которые образовались из частиц вакуума, при замене энергии частиц вакуума на среднее значение энергии при большом $\mathbf{G}_\alpha$. Этот случай соответствует малым действительным $\mathbf{H}_\alpha$ и сравнительно большой мнимой части, т.е. кристаллической структуре, образованной в плазму. Для этого надо суммировать два главных члена $k = p+1, k = p-1$ при учете комплексно-сопряженных членов, получим

$$\{3\mathrm{Re}\sqrt{(\mathbf{G}_\alpha,\mathbf{d}_{p+1})(\mathbf{G}_\alpha,\mathbf{d}_{p-1})}-\mathrm{Re}[\frac{\sqrt{(\mathbf{G}_\alpha,\mathbf{d}_{p-1})}}{2\sqrt{(\mathbf{d}_{p+1},\mathbf{G}_\alpha)}}+\frac{\sqrt{(\mathbf{G}_\alpha,\mathbf{d}_{p+1})}}{2\sqrt{(\mathbf{d}_{p-1},\mathbf{G}_\alpha)}}]+$$
$$+3\mathrm{Re}\sqrt{(\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1},\mathbf{d}_{p+1})/2}\}\mathbf{d}_{p-1}+$$
$$+\{3\mathrm{Re}(\mathbf{G}_\alpha,\mathbf{d}_{p+1})-1+3\mathrm{Re}\sqrt{(\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1},\mathbf{d}_{p+1})/2}\}\mathbf{d}_{p+1}=0$$

$$\{3\mathrm{Re}(\mathbf{G}_\alpha,\mathbf{d}_{p-1})-1+3\mathrm{Re}\sqrt{(\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1},\mathbf{d}_{p-1})/2}\}\mathbf{d}_{p-1}+$$
$$+\{3\mathrm{Re}\sqrt{(\mathbf{G}_\alpha,\mathbf{d}_{p+1})(\mathbf{G}_\alpha,\mathbf{d}_{p-1})}-\mathrm{Re}[\frac{\sqrt{(\mathbf{G}_\alpha,\mathbf{d}_{p+1})}}{2\sqrt{(\mathbf{d}_{p-1},\mathbf{G}_\alpha)}}+\frac{\sqrt{(\mathbf{G}_\alpha,\mathbf{d}_{p-1})}}{2\sqrt{(\mathbf{d}_{p+1},\mathbf{G}_\alpha)}}]+$$
$$+3\mathrm{Re}\sqrt{(\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1},\mathbf{d}_{p-1})/2}\}\mathbf{d}_{p+1}=0$$

$$[A_{(p+1)(p-1)}+\frac{B_{(p+1)}}{G_\alpha}]\mathbf{d}_{p-1}+[A_{(p+1)}+\frac{B_{(p+1)}}{G_\alpha}]\mathbf{d}_{p+1}=0;$$
$$[A_{(p-1)}+\frac{B_{(p-1)}}{G_\alpha}]\mathbf{d}_{p-1}+[A_{(p-1)(p+1)}+\frac{B_{(p-1)}}{G_\alpha}]\mathbf{d}_{p+1}=0;$$
$$A_{(p-1)(p+1)}=A_{(p+1)(p-1)};|A_{pm}|=0$$

При этом рассматривается одинаковый период в разных направлениях, Задача сводится к квадратному уравнению

$$\frac{B_{p+1}^2-B_{p-1}^2}{G_\alpha^2}+\frac{1}{G_\alpha}[2A_{(p-1)(p+1)}-A_{p+1}-A_{p-1}]+A_{(p-1)(p+1)}^2-A_{p+1}-A_{p-1}]=0$$

При отрицательном дискриминанте появятся комплексные корни.

Максимальное значение периода определится из формулы

$$\frac{1}{G_\alpha}=-\frac{A_{(p-1)(p+1)}+A_{(p+1)(p-1)}-A_{p+1}-A_{p-1}}{(B_{p+1}^2-B_{p-1}^2)}+i\sqrt{\frac{k_BT}{n^{1/3}e^2}}\sim d_pc+i\sqrt{\frac{k_BT}{n^{1/3}e^2}}$$

Эта формула удовлетворяется при подставленном оценочном значении энергии системы. Формула безразмерная. Используется постоянная Больцмана, концентрация элементарных частиц и заряд электрона. Тогда волновая функция равна

$$\psi_{k\alpha} = \exp\{i\sum_{i=1}^{3} k_i \lambdabar \sum_{s=-N}^{k} \sum_{\beta=-N}^{N} (g_{is\beta} + g_{i-s\beta})c_\beta +$$
$$+ (id_p\gamma - \sqrt{\frac{k_B T}{4\pi n^{1/3} e^2}}) \sum_{s=-N}^{k} (\mathbf{e}, \mathbf{g}_{s\alpha} + \mathbf{g}_{-s\alpha})c_\alpha\}$$

Значение скорости равно (безразмерный период решетки определяется величиной $\lambda n^{1/3}$, где в случае квантовых эффектов $\lambda = \hbar^2 / me^2$)

$$V_{kl} = -i\frac{\hbar}{m}\frac{\partial \ln \psi_k}{\partial x^l} = \frac{\hbar}{c\lambdabar}[k_l \lambdabar + \frac{H_l}{|\mathbf{H}|}\lambda n^{1/3}\gamma + i\frac{H_l}{|\mathbf{H}|}\sqrt{\frac{k_B T}{4\pi n^{1/3} e^2}}] =$$
$$= \frac{\hbar}{m\lambdabar}\{k_l \lambdabar + \frac{H_l}{|\mathbf{H}|}[\lambda n^{1/3}\gamma + i(nr_D^3)^{1/3}]\}; x_l = \lambdabar g_{lk\alpha} c_\alpha \quad . \qquad (2)$$

Большая величина $\lambda n^{1/3}$ соответствует вырожденной плазме, большая величина числа Дебая $\sqrt{\frac{k_B T}{4\pi n^{1/3} e^2}}$ означает классическую высокотемпературную идеальную плазму. Величина $k_l \lambdabar$ соответствует хаотической поступательной скорости элементарных частиц. Мнимая часть собственной скорости частицы означает дисперсию скорости, вращение или колебание с амплитудой мнимой части, где используется радиус Дебая r_D. Действительная часть величины $k_l \lambda + i\frac{H_l}{|\mathbf{H}|}\sqrt{\frac{k_B T}{4\pi n^{1/3} e^2}}$ образует скорость поступательных степеней свободы, направление которой меняется при столкновениях, а мнимая часть скорость колебательных степеней свободы, направленных вдоль вектора обратной решетки. Оба члена вместе образуют корень из комплексной температуры см. формулу (7) приложения. Величина $\lambda \in [\hbar^2 / me^2, \hbar / mc_s\delta]$, где $c_s\delta$ скорость звука, умноженная на коэффициент.

Если в линейном приближении получается экспоненциальное спадание потенциала, то в предлагаемом нелинейном алгоритме имеется дипольное приближение и приближенное экспоненциальное выражение для потенциала

Дебая не используется. Определяющим параметром во взаимодействии с электростатическим полем является радиус Дебая.

Соотношение между концентрациями ионов, электронов и нейтральных атомов определяется задаваемой энергией частиц вакуума, образующих плазму. При заданной энергии частицы вакуума автоматически концентрируются в нужной пропорции. Число столкновений также определяется задаваемой энергией и описывается свойствами частиц вакуума.

Плазма излучает энергию в электромагнитном поле, так как скорость ее комплексная. Излучение мнимой части скорости и ее вклад в действительную часть скорости описано в [5].

В случае наличия электромагнитного поля имеется уравнение Навье-Стокса как релятивистское, так и не релятивистское, описывающее взаимодействие частиц вакуума с полем см. [7]. Электромагнитное поле больших энергий описывается с помощью уравнения ОТО см. [8].

Взаимодействие частиц вакуума и элементарных частиц относится к слабому взаимодействию, но необходимо исследовать взаимодействие частиц вакуума с частицами вакуума. Взаимодействие частиц вакуума описывается в статье [9].

Решим задачу определения потенциала частицы с малой величиной G_α

$$\sum_{k=-N}^{N}\{\frac{3\sum_{m=p}^{k}\sqrt{(\sum_{s=p}^{k}\mathbf{d}_s,\mathbf{d}_p)(\sum_{s=p}^{k}\mathbf{d}_s,\mathbf{d}_k)}}{[(\sum_{s=p}^{k}\mathbf{d}_s)^2]^{5/2}}-$$

$$-\sum_{k=-N}^{N}[\frac{\sum_{m=-N}^{p}\sqrt{(\sum_{s=p}^{k}\mathbf{d}_s,\mathbf{d}_k)}}{2\sqrt{(\mathbf{d}_p,\sum_{s=p}^{k}\mathbf{d}_s)}}+\frac{\sum_{m=-N}^{k}\sqrt{(\sum_{s=p}^{k}\mathbf{d}_s,\mathbf{d}_p)}}{2\sqrt{(\mathbf{d}_k,\sum_{s=p}^{k}\mathbf{d}_s)}}]/[(\sum_{s=p}^{k}\mathbf{d}_s)^2]^{3/2}+$$

$$+\frac{|k-p|}{[(\sum_{s=p}^{k}\mathbf{d}_s)^2]^{3/2}}(\mathbf{G}_\alpha,\frac{\mathbf{d}_p}{2(\mathbf{d}_p,\sum_{s=p}^{k}\mathbf{d}_s)}+\frac{\mathbf{d}_k}{2(\mathbf{d}_k,\sum_{s=p}^{k}\mathbf{d}_s)}-\frac{5\sum_{s=p}^{k}\mathbf{d}_s}{2(\sum_{s=p}^{k}\mathbf{d}_s,\sum_{s=p}^{k}\mathbf{d}_s)^2}\}\mathbf{d}_m=0$$

Эта задача рассматривается в случае изотропного газа или жидкости с взаимодействием между соседними атомами

$$\{\frac{3\sqrt{(\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1},\mathbf{d}_p)(\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1},\mathbf{d}_{p-1})}}{[(\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1})^2]^{5/2}}-$$

$$-[\frac{\sqrt{(\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1},\mathbf{d}_{p-1})}}{2\sqrt{(\mathbf{d}_p,\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1})}}+\frac{\sqrt{(\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1},\mathbf{d}_p)}}{2\sqrt{(\mathbf{d}_{p-1},\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1})}}]/[(\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1})^2]^{3/2}+$$

$$+\frac{G_\alpha}{[(\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1})^2]^{3/2}}(\mathbf{e},\frac{\mathbf{d}_p}{2(\mathbf{d}_p,\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1})}+\frac{\mathbf{d}_{p-1}}{2(\mathbf{d}_{p-1},\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1})}-$$

$$-\frac{5(\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1})}{2(\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1},\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1})}\}\mathbf{d}_{p-1}+$$

$$+\{\frac{3\sqrt{(\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1},\mathbf{d}_p)(\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1},\mathbf{d}_{p+1})}}{[(\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1})^2]^{5/2}}-$$

$$-[\frac{\sqrt{(\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1},\mathbf{d}_{p-1})}}{2\sqrt{(\mathbf{d}_p,\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1})}}+\frac{\sqrt{(\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1},\mathbf{d}_p)}}{2\sqrt{(\mathbf{d}_{p-1},\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1})}}]/[(\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1})^2]^{3/2}+$$

$$+\frac{G_\alpha}{[(\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1})^2]^{3/2}}(\mathbf{e},\frac{\mathbf{d}_p}{2(\mathbf{d}_p,\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1})}+\frac{\mathbf{d}_{p+1}}{2(\mathbf{d}_{p-1},\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1})}-$$

$$-\frac{5(\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1})}{2(\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1},\mathbf{d}_{p-1}+\mathbf{d}_{p+1})}\}\mathbf{d}_{p+1}=0$$

Это уравнение приводится к виду

$$[A_{(p+1)(p-1)} + B_{(p-1)}G_\alpha]\mathbf{d}_{p-1} + [A_{(p+1)} + B_{(p+1)}G_\alpha]\mathbf{d}_{p+1} = 0;$$
$$[A_{(p-1)} + B_{(p-1)}G_\alpha]\mathbf{d}_{p-1} + [A_{(p-1)(p+1)} + B_{(p+1)}G_\alpha]\mathbf{d}_{p+1} = 0;$$
$$|A_{pm}| = 0$$

Задача сводится к квадратному уравнению

$$\begin{gathered}(B_{p+1}^2 - B_{p-1}^2)G_\alpha^2 + G_\alpha[A_{(p-1)(p+1)} + A_{(p+1)(p-1)} - A_{p+1} - A_{p-1}] + \\ + A_{(p-1)(p+1)}A_{(p+1)(p-1)} - A_{p+1} - A_{p-1}] = 0\end{gathered}.$$

Минимальное значение периода определится из формулы

$$G_\alpha = -\frac{A_{(p-1)(p+1)} + A_{(p+1)(p-1)} - A_{p+1} - A_{p-1}}{(B_{p+1}^2 - B_{p-1}^2)}$$

Действительная часть энергии состояния определяется из формулы

$$\mathrm{Re}\{<U> - \frac{\hbar^2 \sum_{i=1}^{3} H_{i\alpha}^2}{2m\hat{\lambda}^2}\} =$$

$$= -\frac{mc^2 r_\gamma^2}{r_A^2}\sum_{\substack{k=-q\\k\neq 0}}^{q} \frac{\sqrt{(\sum_{s=-k}^{k}\mathbf{g}_s, \sum_{\alpha=-N}^{N}\mathbf{g}_{k\alpha}c_\alpha)(\sum_{s=-k}^{k}\mathbf{g}_s, \sum_{\alpha=-N}^{N}\mathbf{g}_{-k\alpha}c_\alpha)}}{q(\sum_{s=-k}^{k}\mathbf{g}_s, \sum_{s=-k}^{k}\mathbf{g}_s)^{3/2}} +$$

$$+ \frac{2kG_\alpha}{[(\sum_{\alpha=-N}^{N}\sum_{s=-k}^{k}\mathbf{g}_{s\alpha}c_\alpha)^2]^{1/2}}[\mathbf{e}, \frac{\sum_{\beta=-N}^{N}\mathbf{g}_{k\beta}c_\beta}{2(\sum_{\alpha=-N}^{N}\mathbf{g}_{k\alpha}c_\alpha, \sum_{\alpha=-N}^{N}\sum_{s=-k}^{k}\mathbf{g}_{s\alpha}c_\alpha)} +$$

$$+ \frac{\sum_{\beta=-N}^{N}\mathbf{g}_{-k\beta}c_\beta}{2(\sum_{\alpha=-N}^{N}\mathbf{g}_{-k\alpha}c_\alpha, \sum_{\alpha=-N}^{N}\sum_{s=-k}^{k}\mathbf{g}_{s\alpha}c_\alpha)} - \frac{3(\sum_{\beta=-N}^{N}\sum_{s=-k}^{k}\mathbf{g}_{s\beta}c_\beta)}{2(\sum_{\alpha=-N}^{N}\sum_{s=-k}^{k}\mathbf{g}_{s\alpha}c_\alpha, \sum_{\alpha=-N}^{N}\sum_{s=-k}^{k}\mathbf{g}_{s\alpha}c_\alpha)}]$$

$$\sum_{s=-k}^{k}\mathbf{g}_s = [\sum_{\beta=-N}^{N}\sum_{s=-k}^{k}\mathbf{g}_{s\beta}c_\beta + 2k\mathbf{G}_\alpha]$$

Эта формула определяет ламинарный режим течения, без комплексной температуры. При увеличении величины G_α она может приобрести мнимую часть, образуется турбулентный, комплексный режим течения жидкости или газа, и температура становится комплексной, где мнимая часть описывает колебательную и вращательную степень свободы. Описание комплексной температуры см. приложение.

Классификация описана в безразмерных параметрах. Эта классификация справедлива как для микромира, так и для макромира. Но основой этой классификации составляет энергия частиц вакуума. Задавая счетное количество энергий частиц вакуума определяем счетное количество твердых, жидких, газообразных или плазменных веществ. Температура этих веществ является определяемым параметром.

Приложение

Выведем формулу для зависимости динамической вязкости от температуры. Согласно принципу равновесия температура простейшей модели, для которой имеются формулы собственной энергии - атому водорода, должна равняться мнимой части энергии. Температура в газе определяется кинетической энергией дисперсии скорости, и значит является мнимой, см. определение комплексных параметров [1] стр. 74. Вычислим мнимую часть энергии одноатомной молекулы для атома водорода

$$\mathrm{Im} E = -\mathrm{Im}\frac{m_e e^4}{2(\hbar - i m_e \mu / \rho_e)^2} = -\mathrm{Im}\frac{m_e e^4[\hbar^2 - (m_e \mu / \rho_e)^2 + 2i\hbar m_e \mu / \rho_e]}{2[\hbar^2 + (m_e \mu / \rho_e)^2]^2} = kT \text{ .(3)}$$

Действительный объем одного электрона определяется по формуле

$$V_e = \frac{n^3(\hbar^2 - \mu^2 V_e^2)^3}{Z^3 m_e^3 e^6}.$$

Откуда имеем формулу для объема электрона

$$\frac{\mu^2 V_e^2}{\hbar^2} = 1 - \sqrt[3]{V_e} Z / n a_0, a_0 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2}. \qquad (4)$$

Тогда формула (3) запишется в виде

$$\frac{\sqrt{1 - \sqrt[3]{V_e} Z / n a_0}}{(2 - \sqrt[3]{V_e} Z / n a_0)^2} = \frac{n^2 k T \hbar^2}{Z^2 m_e e^4} = \frac{n^2 T}{Z^2 T_{\max}} = \alpha << 1,$$
$$T_{\max} = \frac{m_e e^4}{\hbar^2} = 3.4 \cdot 10^{5\circ} K \qquad (5)$$

Откуда имеем $\sqrt[3]{V_e} Z / n a_0 = 1 - \alpha^2$ и значит из (4) получаем значение динамической вязкости для атома водорода при температуре $20\,{}^\circ C$

$$\mu = \frac{Z \hbar T (1 + \alpha^2)^2}{n a_0^3 T_{\max} (1 - \alpha^2)^3} = 6.9 \cdot 10^{-6} g / (cm \cdot s)$$

Вычислена динамическая вязкость при нормальных условиях, для произвольной температуры имеем $\mu \sqrt{\frac{T}{T_{\max}}} = \frac{\hbar T (1 + \alpha^2)^2}{a_0^3 T_{\max} (1 - \alpha^2)^3}$. Для произвольной температуры имеем формулу $\mu = \frac{\hbar \sqrt{T} (1 + \alpha^2)^2}{a_0^3 \sqrt{T_{\max}} (1 - \alpha^2)^3} = 2.37 \cdot 10^{-4} g / (cm \cdot s)$.

При экспериментальном значении динамической вязкости молекул водорода $8.8 \cdot 10^{-5} g / (cm \cdot s)$ при одинаковых температурах, равных $20\,{}^\circ C$ см. [3]. Отметим, что спектр молекул водорода не совпадает со спектром атома водорода.

Данное уравнение имеет другое решение в случае отрицательного объема. Отрицательный объем построен на отрицательных координатах и равен их произведению. Физический смысл имеет модуль отрицательного объема. Отрицательный объем получается аналогично комплексному объему. Приведем уравнение (5) к виду

$$\frac{\sqrt{1-\sqrt[3]{V_e}/a_0}}{(1-\sqrt[3]{V_e}/2a_0)^2} = 4\frac{kT\hbar^2}{m_e e^4} = \frac{4T}{T_{\max}} = \alpha\,.$$

Оно имеет решение $\sqrt[3]{V_e}/a_0 = \dfrac{\alpha^2 - 1}{c}$ при отрицательном объеме. Следовательно, динамическая вязкость равна $\mu = \dfrac{\hbar}{a_0^3}\dfrac{1-3\alpha^2}{c^3}\sqrt{\dfrac{c+1-\alpha^2}{c}}$. Вязкость вычислена при нормальных условиях. Для пересчета для произвольной температуры, надо умножить на величину $\rho/\rho_0 = \dfrac{pT_0}{p_0 T}$, что является приближенным результатом. В данном случае температура T_0 и давление P_0 соответствуют началу турбулентного режима течения см. далее по тексту. Получим формулу

$$\mu = \frac{pT_0}{p_0 T}\frac{\hbar}{a_0^3}\frac{1-3\alpha^2}{c^3}\sqrt{\frac{c+1-\alpha^2}{c}}\,. \qquad (6)$$

Решение уравнения Навье-Стокса имеет вид

$$R = \frac{Va}{\nu} = R_{cr} - \sqrt{R_{cr}^2 - T\alpha}$$

Где величина T это безразмерное давление, R_{cr} критическое число Рейнольдса. Ламинарное значение скорости потока, или числа Рейнольдса потока равно $R = T\alpha/2R_{cr}$. При повышении давления решение становится комплексным с постоянной действительной частью, равной критическому числу Рейнольдса. В случае турбулентного потока температура становится комплексной, определяясь по формуле

$$\sqrt{\frac{kT_\Sigma}{m}} = \left|\sqrt{\frac{k(T_\Sigma - T_n)}{m}} + i\sqrt{\frac{kT_n}{m}}\right| = \left|\sqrt{\frac{2kT_0}{m}} + i\sqrt{\frac{kT_n}{m}}\right|, T_0 = const; T_\Sigma = T_0 + T_n\,. (7)$$

Измеряется модуль температуры T_Σ, но действительная часть температуры в турбулентном режиме является константой. Меняется только мнимая часть температуры. Турбулентному режиму соответствует начало возбуждения колебательных и вращательных степеней свободы, что соответствует переходу к квантовому решению. Теплоемкость определяется по формуле

$$c_v = \frac{3R}{2\mu}(1+\sqrt{\frac{T_{n1}}{T_\Sigma}}+\sqrt{\frac{T_{n2}}{T_\Sigma}}) = \frac{3R}{2\mu}(1+\sqrt{1-\frac{T_{01}}{T_{01}+T_{n1}}}+\sqrt{1-\frac{T_{02}}{T_{02}+T_{n2}}}).$$

При температуре вращательных и колебательных степеней свободы равной нулю, теплоемкость определяется, как у одноатомного газа. При большой температуре вращательных и колебательных степеней свободы, получаем учет их теплоемкостей.

При учете турбулентных эффектов текущую температуру в формуле (6) надо заменить на величину $T = T_\Sigma + \sqrt{T_\Sigma T_{n1}} + \sqrt{T_\Sigma T_{n2}}$, где величина температуры колебательных и вращательных степеней свободы подключается в случае турбулентного режима.

В случае твердого тела мнимая часть энергии определяется частицами вакуума и равна излученной энергии, образованной частицами вакуума. Заряд частицы вакуума равен $q = e\sqrt{l_\gamma / r_\gamma}$ Плотность частиц вакуума в атоме увеличилась на величину $m_e /(\rho_\gamma a_0^3) = 10^{27}$ по сравнению со свободным пространством, где величина $\rho_\gamma = 10^{-29}\, g/(cm \cdot s)$ плотность вакуума. Итого надо умножить $m_e e^4$ в формуле (3) на величину $[l_\gamma \sqrt[3]{m_e /(\rho_\gamma a_0^3)} / r_\gamma]^2$.

$$\frac{\sqrt{1-\sqrt[3]{V_e}Z/na_0}}{(2-\sqrt[3]{V_e}Z/na_0)^2} = \frac{V_e}{a_0^3}\frac{n^2 a_0^3 kT\hbar^2}{Z^2 m_e e^4 [l_\gamma \sqrt[3]{m_e/(\rho_\gamma a_0^3)}/r_\gamma]^2} =$$

$$= \frac{V_e}{a_0^3}\frac{n^2 a_0^3 kT\hbar^2}{Z^2 m_e e^4 [\sqrt[3]{m_e/(\rho_\gamma a_0^3)}]^2 (\frac{m_\gamma}{m_e})^2} = \frac{V_e n^2}{Z^2 a_0^3} 4.61\cdot 10^5 T.$$

Где использовали $l_\gamma \sqrt[3]{m_e/(\rho_\gamma a_0^3)}/r_\gamma = \frac{m_\gamma}{m_e}\sqrt[3]{m_e/(\rho_\gamma a_0^3)}; \frac{l_\gamma}{m_\gamma} = \frac{c^2 r_\gamma^2}{e^2}, r_\gamma = \frac{e^2}{m_e c^2}$.

Величина $m_\gamma = 0.84 \cdot 10^{-54}\, g$. Откуда имеем для значения объема, занимаемого электроном $\frac{V_e}{a_0^3} = 5.43 \cdot 10^{-7} Z^2/(Tn^2)$. При условии $T = 0$ имеем $V_e = \frac{n^3 a_0^3}{Z^3}$ и динамическая вязкость равна $\mu = \frac{\hbar Z^3}{n^3 a_0^3}$.

Тогда величина динамической вязкости определится из формулы $\frac{\mu^2 V_e^2}{\hbar^2} = 1 - \sqrt[3]{V_e} Z/na_0$, т.е. для атома водорода величина $\frac{V_e}{a_0^3} < 1$. Откуда получаем динамическую вязкость твердого водорода $\mu = \frac{\hbar}{a_0^3}\frac{Tn^2}{5.43 \cdot 10^{-7} Z^2} = \frac{1.47 \cdot 10^4 Tn^2}{Z^2} = 2.06 \cdot 10^5\, g/(cm \cdot s)$ при температуре $14\,{}^\circ K$. В [4] приводится вязкость твердого водорода при высоком давлении ~10MPa, которая равна $2.7 \cdot 10^4\, g/(cm \cdot s)$ при температуре $13\,{}^\circ K$. В случае железа при температуре $1000\,{}^\circ K$ вязкость равна $\mu = 2.47 \cdot 10^5\, g/(cm \cdot s)$.

Определение вязкости по мнимой части собственной энергии позволяет определить динамическую вязкость без приближения классической механики о модели молекул в виде круглых шаров и точечных частиц. Такое определение динамической вязкости позволяет учесть энергию ионизации и другие квантовые эффекты и применить принцип детального равновесия для квантовых систем, тем самым определяя, какой энергии соответствует температура в твердом теле.

Литература

1. *Якубовский Е.Г.* ЧАСТИЦЫ ВАКУУМА, ОПИСЫВАЮЩИЕ СВОЙСТВА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ПОЛЯ Реферативный

журнал «Научное обозрение» 2016,т.2, стр.58-80, http://science-review.ru/abstract/pdf/2016/2/662.pdf

2. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. 1978г, 789стр.
3. Динамическая вязкость газов и паров. «Электронный ресурс», http://thermalinfo.ru/svojstva-gazov/gazy-raznye/dinamicheskaya-vyazkost-gazov-i-parov
4. Виняр И.В., Лукин А.Я. Шнековый экструдер твердого водорода. Журнал Технической физики, 2000, том 70, вып.1, стр.107-112
5. Якубовский Е.Г. Свойства комплексного решения. «Энциклопедический центр России», 2017, 8 стр. http://russika.ru/sa.php?s=1275 scholar.google
6. Ликальтер, Александр Айзикович. "Газообразные металлы." *Успехи физических наук* 162.7 (1992).
7. Якубовский Е.Г. Уравнение Навье – Стокса в электромагнитном поле с учетом квантовых эффектов. «Энциклопедический фонд России», 2016, 5 стр. http://russika.ru/sa.php?s=1109
8. Якубовский Е.Г. Зависимость метрики ОТО от потенциалов гравитационного и электромагнитного поля. «Энциклопедический фонд России», 2017, 11 стр. http://russika.ru/sa.php?s=1260
9. Якубовский Е.Г. Рассеяние на произвольном потенциале с учетом образования новых частиц при вычисляемом угле рассеяния. «Энциклопедический фонд России», 2016, 11 стр. http://russika.ru/sa.php?s=1148 scholar.google