Новые свойства плотности газа

Якубовский Е.Г.

e-mail yakubovski@rambler.ru

Как показано в статье, подчиняющаяся нелинейному уравнению газовая среда имеет при определенной скорости среды повышенную бесконечную плотность. Это приводит к флаттеру. Но нелинейное уравнение имеет бесконечное решение - повышенную плотность. Для получения конечного решения надо ввести шероховатость, тогда решение будет комплексное, но конечное. Это общее свойство нелинейных уравнений, см. [1]. Получено подтверждение повышение концентрации некоторых частиц газа, имеющих определенную скорость. Эта скорость определяет газ, как среду повышенной плотности. Но суммарная плотность газа неизменная. Оказалась, что импульс повышенной плотности газа, равен импульсу атома водорода. Т.е. имеется уравнение состояния, описывающее твердые тела, жидкости и газы, и средам с повышенной плотностью соответствует отношение характерной скорости к скорости звука, равное V/c=0.932081. Повышенное значение плотности среды определяется степенью шероховатости. За степень шероховатости надо принимать отношение среднеквадратичного отклонения от размера поверхности к периоду шероховатости. Квантовую неопределенность координаты нужно описывать степенью шероховатости. Степень квантовой шероховатости может достигать единицы.

Температура частиц вакуума равна $kT = m_\gamma c^2$, где используется масса частицы вакуума см. [2] стр.68 $m_\gamma = 8.4 \cdot 10^{-55} g$ и скорость света. Имеем постоянную температуру и плотность газа, причем разные скорости частиц газа образуют кинетическую энергию молекул $T(x)$ и плотность $\rho(x)$. Введено понятие кинетической энергии и плотности отдельной скорости частиц газа. Справедливо равенство плотности газа с разными скоростями молекул, или разной кинетической энергии молекул $T(x)$

$$\rho_0 \exp[-\frac{m_\gamma c^2}{m_\gamma c^2}(1+d\frac{V^2}{2c^2}] = \rho(x)\exp[-\frac{T(x+dx)}{T(x)}] = \rho(x)\exp[-1-\frac{\partial \ln T}{\partial x}dx].$$

Потенцируя это равенство, получим

$$\ln \rho_0 / \rho(x) - d\frac{V^2}{2c^2} = \ln[1+\rho_0\frac{\partial 1/\rho}{\partial x}dx] - d\frac{V^2}{2c^2} = -\frac{\partial \ln T}{\partial x}dx.$$

Откуда имеем $\frac{\partial \rho_0 / \rho}{\partial x} = \frac{dV^2/2c^2}{dx} - \frac{\partial \ln T}{\partial x}$. Имеем $\rho = \frac{\rho_0}{(V^2 - V_0^2)/2c^2 + \ln T_0 e / T}$, получается бесконечная плотность материи при кинетической энергии частиц вакуума $T = T_0 e \exp[-(V^2 - V_0^2)/2c^2] = m_\gamma c^2 e \exp[-(V^2 - V_0^2)/2c^2] = \frac{m_\gamma c^2}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} - m_\gamma c^2$, причем предельному случаю соответствует скорость частиц вакуума, определяемая из уравнения $e\exp[-(V^2 - V_0^2)/2c^2] + 1 = \frac{1}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}$. При этом для среды релятивистский знаменатель с фазовой скоростью звука или света есть. Где величина V_0 это средняя скорость среды относительно тела. Первое приближение к этому решению в случае скорости среды больше скорости тела скорость равна $\frac{V}{c} = \lim_{V_0/c \to \infty}\sqrt{1 - \frac{1}{[e\exp[-(V^2 - V_0^2)/2c^2 + 1]^2}} = 1 \sim \sqrt{1 - \exp(-1 - V_0^2/c^2)}$. Используя метод итераций при нулевой скорости среды, получаем $\frac{V}{c} = \sqrt{1 - \frac{1}{[e\exp(-V^2/2c^2) + 1]^2}} = 0.932081$. Откуда имеем $\frac{V}{c} \in [0.932081, 1]$. Но бесконечная плотность, получается если уравнение нелинейное. Такая большая скорость частиц среды образует импульс, который равен импульсу электрона в атоме водорода. Например, атом водорода входит в молекулу воды, которая имеет большую плотность чем газы.

Достаточно ввести малую нелинейность, учет шероховатости α и решение будет конечным, например уравнение $\frac{\partial \rho_0 / \rho}{\partial x} + \alpha \frac{\partial \rho / \rho_0}{\partial x} = \frac{dV^2 / 2c^2}{dx} - \frac{\partial \ln T}{\partial x}$ имеет конечное комплексное в общем случае решение, определяемое значением α

$$\rho / \rho_0 = \frac{\beta \pm \sqrt{\beta^2 - \alpha}}{\alpha}, \beta = [\frac{V^2 - V_0^2}{2c^2} + \ln \frac{T_0 \exp(1+\alpha)}{T}] / 2 .$$

Которое при условии бесконечности решения $\frac{V^2 - V_0^2}{2c^2} + \ln \frac{T_0 \exp(1+\alpha)}{T} = 0$ имеет решение $\rho / \rho_0 = i / \sqrt{\alpha}$. Это общий вид получения решения, вместо бесконечности получается большое комплексное решение, определяемое степенью шероховатости. Можно было включить в начальные условия мнимую безразмерную шероховатость в виде множителя $1 + i\alpha$, получился бы тот же результат, бесконечность решения определяется степенью шероховатости. Об решении нелинейного уравнения или учете шероховатости см. [1]. Имеем $\rho = \frac{\rho_0}{(V^2 - V_0^2)/2c^2 + \ln T_0 (1 + i\alpha) e / T} = \frac{\rho_0}{y + i\alpha}$ тогда при условии бесконечной плотности $y = (V^2 - V_0^2)/2c^2 + \ln T_0 e / T = 0$ получаем конечное решение $\Delta\rho = \frac{\rho_0}{y + i\alpha} = \rho_0 i \pi \delta(V / c - 0.932081)$. Полученное мнимое решение означает отсутствие одного значения и колебание решения с амплитудой, равной мнимой части, т.е. среднеквадратичное отклонение, т.е. описывают твердое тело с колебанием атомов в решетке. Уравнение Менделеева-Клапейрона выглядит таким образом

$$p = \frac{\rho RT}{\mu}[1 - i\pi\delta(V / c - 0.932081)] = \frac{\rho RT}{\mu}\{1 - i \exp[-(\beta - 0.932081)^2 / 2\alpha^2]\sqrt{\pi / 2} / \alpha]\} ,$$

Где величина α средний тангенс наклона шероховатости. При интегрировании по распределению скорости $\int_{-\infty}^{\infty} p(\beta) \exp(-\beta^2 / 2) d\beta / \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\beta^2 / 2) d\beta$ получим $p = \frac{\rho RT}{\mu}[1 - i\pi \exp(-0.932081^2 / 2)]$, где мнимый член $\pi \exp(-0.932081^2 / 2)$ описывает дисперсию давления. Вклад мнимой части в действительную часть равен см. [3] $p=\frac{\rho RT}{\mu}\sqrt{1+\pi\exp(-0.932081^2/2)\alpha^{3/4}/R_{cr}^{5/4}}$. Чем поверхность более гладкая, тем влияние дополнительного члена слабее, где используется критическое число Рейнольдса R_{cr} перехода от действительного ламинарного решения к комплексному турбулентному решению.

Описывая свойства твердого тела или жидкости, надо использовать скорость $\beta = 0.932081$ при этом уравнение состояния примет вид $p=\frac{\rho RT}{\mu}(1-i\sqrt{\pi/2}R_{cr})$. Для твердого тела имеем $\alpha = 1/R_{cr}$ см. [3], т.е. мнимая часть плотности тела увеличилась в 2300 раз. Вклад мнимой части давления в действительное давление мал, но мнимая часть велика, что означает колебание давления с амплитудой, равной мнимой части. В твердом теле имеются свободные электроны, которые описываются действительной частью и колебания периодической решетки, которые описываются мнимой частью уравнения. В газовой или водяной среде имеется понятие присоединенной массы и тогда уравнение состояния запишется в виде $\sigma_{lk}=\rho RT(\frac{\delta_{lk}}{\mu}-i\sqrt{\pi/2}R_{cr}\mu_{kl}^{-1})$где величина μ_{lk} это эффективна масса влияния периодической решетки, μ это молекулярная масса. Запишем это уравнение пропорционально давлению

$$[\sigma_{lk}-\lambda_s(\delta_{lk}-i\sqrt{\pi/2}R_{cr}\mu\mu_{kl}^{-1})]g_{ks}=0,\lambda_s=\frac{\rho RT_s}{\mu}=\rho c_s^2$$
$$|\sigma_{lk}-\lambda_s(\delta_{lk}-i\sqrt{\pi/2}R_{cr}\mu\mu_{kl}^{-1})|=0;\sigma_{lk}=\lambda_{lkpq}u_{pq}.$$

Собственные числа определяют перепад давления в твердом теле. Напряжения разделяются на два сорта, постоянно существующие внутренние напряжения и внешние напряжения, вызванные внешним воздействием. Внешние напряжения определяются из закона Гука $\sigma_{lk}=\Lambda_{lkpq}u_{pq}$ под внешними деформациями. Причем надо учитывать случаи когда внутренние напряжения

σ_{lk} определяют колебания и описывать их мнимыми величинами. Должна получиться малая мнимая часть у собственного числа, описывающего давление, при этом напряжения σ_{lk} должны иметь большую мнимую часть, описывающую колебания звука. Если собственные числа одинаковы, то имеется одна скорость распространения, и описывается жидкость. Получается, что имеется 3 скорости звука в твердом теле и связанные с ними перепад давления и постоянная плотность. Присоединенная масса считается по формулам см. [4] стр. 8. Эффективная масса описана в [5].

На каждую степень свободы приходится энергия, определяемая одним собственным числом $\lambda_s\mu/(2\rho) = RT_s/2$. Суммарная не вырожденная энергия за счет внутренних колебательных степеней свободы это константа, которая равна колебательной энергии тела

$$E_3 = \sum_{s=1}^{3} \lambda_s\mu/(2\rho) = \sum_{s=1}^{3} g_{sk}^{-1}(\delta_{kl} - i\sqrt{\pi/2}R_{cr}\mu\mu_{kl}^{-1})^{-1}\sigma_{\Sigma lp}g_{ps}\mu/(2\rho) =$$
$$= \sum_{s=1}^{3} RT_s/2 = (\sigma_{\Sigma lp}\Lambda_{lpuv}^{-1}\sigma_{\Sigma uv})V .$$

Откуда можно определить порядок внутренних напряжений, так как собственное число линейно по напряжениям. По порядку величины имеем $\sigma_{\Sigma uv} = \sum_{s=1}^{3} g_{sk}^{-1}(\delta_{kl} - i\sqrt{\pi/2}R_{cr}\mu\mu_{kl}^{-1})^{-1}\Lambda_{lpuv}g_{ps}\mu/(2\rho V)$, где сделали приближение $\sigma_{\Sigma lp} = \alpha_{lp}/R_{cr}$, получилось мнимая величина $\sigma_{\Sigma uv}$ равна $\sigma_{\Sigma uv} = i\alpha_{uv}/R_{cr} = i\Lambda_{uvlp}\mu_{ip}/(2\rho VR_{cr})$, где плотность газа умножается на критическое число Рейнольдса, получая значение плотность твердого тела. При этом доказано существование остаточных напряжений в твердом теле и произведена оценка их значений. Запишем задачу определения собственных значений для оценки напряжения

$$[\Lambda_{lkpq}\mu_{pq}/(2\rho VR_{cr}) - \lambda_s(\sqrt{\pi/2}R_{cr}\mu\mu_{lk}^{-1} + i\delta_{lk})]g_{ks} = 0, \lambda_s = \frac{\rho RT_s}{\mu} = \rho c_s^2$$
$$|\Lambda_{lkpq}\mu_{pq}/(2\rho VR_{cr}) - \lambda_s(\sqrt{\pi/2}R_{cr}\mu\mu_{lk}^{-1} + i\delta_{lk})| = 0; \sigma_{lk} = \lambda_{lkpq}u_{pq} .$$

В результате для скорости звука получаем приближенную формулу $c_s = \sqrt{\Lambda_{sspq}\mu_{pq}/(2\rho^2 VR_{cr}^2)}$, где плотность газа пересчитывается в плотность твердого тела.

Существует тривиальный нагрев твердого тела, когда его температура повышается, собственное число увеличивается, напряжение растет за счет внешнего воздействия, причем повышается и внутреннее мнимое напряжение. Но тепловой эффект определяется ростом действительного внешнего напряжения, на которое израсходовалась только часть энергии. Рост энергии внутреннего мнимого напряжения в тепловой эффект не входит. Удельная теплоемкость колебательных степеней свободы равна

$$c_V = \frac{3R}{2}\frac{\sigma_{lp}\Lambda_{lpuv}^{-1}\sigma_{uv}}{\sigma_{\Sigma lp}\Lambda_{lpuv}^{-1}\sigma_{\Sigma uv}};\sigma_{\Sigma lp} = |\lambda_s(\delta_{lk} - i\sqrt{\pi/2}R_{cr}\mu\mu_{kl}^{-1})g_{ks}g_{sp}^{-1}|;$$
$$\sigma_{lp} = \mathrm{Re}[\lambda_s(\delta_{lk} - i\sqrt{\pi/2}R_{cr}\mu\mu_{kl}^{-1})g_{ks}g_{sp}^{-1}]$$

Так как звуковые волны с фазовой скоростью звука обладают тем же релятивистским знаменателем с фазовой скоростью звука для присоединенной массы и для звуковой среды, получаем что при изменении кинетической энергии молекул в газе при скорости частиц газа равной $\frac{V}{c} \in [0.932081,1]$ получается большая плотность газа. Для массы двигающегося тела релятивистского знаменателя с фазовой скоростью звука нет.

Скорость, полученная при неподвижной среде $\frac{V}{c} = 0.932081$ является скоростью повышенной плотности. Близкая скорость элементарных частиц наблюдается в твердом теле и в жидкости, что обеспечивает их большую плотность. Импульс электрона в атоме водорода равен импульсу атомов водорода в газе из водорода $m_e c/137 = 2.19\cdot 10^8 m_e = 1840 m_e c_s\beta = 2.17\cdot 10^8 m_e, \beta = 0.932081; c_s = 1.23\cdot 10^5 cm/s$.

Импульс в атоме водорода совпал с точностью 1% с импульсом в газе. Причем импульс из-за наличия звуковых волн, считается без релятивистского знаменателя с фазовой скоростью звука. Только среда и присоединенная масса обладают релятивистским знаменателем с фазовой скоростью звука. Получается, что образуется твердое или жидкое тело, например, вода, состоящее из атомов водорода со скоростью частиц или кинетической энергии частиц, соответствующих повышенной плотности газа из водорода.

Причем в газовой среде эта часть молекул со скоростью в распределении Максвелла обладает повышенной плотностью, но в среднем плотность газа мала. Самолет, создающий непрерывный спектр скорости попадает в флаттер, причем влияние увеличивавшейся плотности можно компенсировать за счет более прочной конструкции самолета. Флаттер характеризуется критической скоростью, когда конструкция начинает разрушаться. Повышенные нагрузки на самолет наблюдаются в диапазоне скорости $\frac{V}{c} \in [0.932081, 1]$, для каждой конструкции свои критические скорости. Вне этого диапазона наблюдаются другие уравнения - ударные волны и появление повышенной плотности надо исследовать.

Тут надо отметить, что бесконечности плотности не существует, она определяется мнимой степенью шероховатости. Это означает колебание с амплитудой, равной мнимой части. Так как мнимая часть обратно пропорциональна среднему тангенсу наклона шероховатости, для уменьшения роста плотности надо прибегать к шероховатым поверхностям, что увеличивает коэффициент сопротивления самолета $\lambda = \frac{\Delta p}{\rho V^2 / 2}$, но зато флаттер имеет меньшее влияние.

Литература

1. Якубовский Е.Г. Решение нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных. «Энциклопедический фонд России», 2018, 6 стр. http://russika.ru/userfiles/390_1524729519.pdf
2. *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

3. Якубовский Е.Г. Исследование решения уравнения Навье – Стокса II. «Энциклопедический фонд России», 2016, 61 стр. http://russika.ru/userfiles/390_1509211918.pdf
4. Якубовский Е.Г. Вычисление присоединенной массы. «Энциклопедический фонд России», 2018, 9 стр. http://russika.ru/userfiles/390_1532355430.pdf
5. Якубовский Е.Г. Вычисление эффективной массы. «Энциклопедический фонд России», 2017, 7 стр. http://www.russika.ru/userfiles/390_1490465161.pdf