

ВЛИЯНИЕ ВНУТРИКАМЕРНЫХ НЕСТАЦИОНАРНОСТЕЙ НА ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ОТОБРАЖЕНИЙ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА ЖРД

В.В. Кучинский, А.Л. Куранов, А.Б. Никитенко

Научно-исследовательское предприятие гиперзвуковых систем ХК «Ленинец», Санкт-Петербург

1 Общая характеристика временных параметрических нестационарностей процессов в камерах ЖРД

Свойственная жидкостным реактивным двигателям временная параметрическая нестационарность проявляется, прежде всего, колебаниями характеристик процесса в камере и обуславливает наличие определенных энергетических потерь (диссипативное рассеяние энергии) /167-169, 172-177/.

Различают колебания по форме, диапазону частот, амплитуде. Отмеченные качественные характеристики колебаний могут применяться в очень широких пределах: по форме - от синусоидальных до очень сложных форм, по частоте - от десятков герц - до десятков тысяч герц, по амплитуде - от долей процента до десятков процентов.

Наиболее распространена классификация колебаний по частотным диапазонам. Колебания с частотой до нескольких сотен герц относят обычно к низкочастотным. Колебания с большими частотами - к высокочастотным /169/. Обосновано и более детальное деление колебаний на группы в зависимости от частот /168/. Однако в целом принято считать, что при низкочастотных колебаниях длина волны превосходит характерные размеры камеры сгорания, а период колебаний - время пребывания продуктов сгорания в её объеме (τ_{np}). При высокочастотных колебаниях длина волны сопоставима с характерными размерами камеры сгорания, а период колебаний меньше τ_{np} .

Особенности временных изменений колебательных процессов в камере ЖРД характеризуют устойчивость процесса и в целом работоспособность двигателя. Низкочастотные колебания (низкочастотная неустойчивость)

является наиболее простым для исследования и устранения /167, 176, 177/.
Высокочастотная же неустойчивость представляет собой наиболее разрушительный для ЖРД её вид /176/.

В рамках целевой направленности работы, исследование вклада ВЧ-колебаний (ВЧ-неустойчивости) в механизм формирования электрофизических отображений процесса в камерах ЖРД представляется, таким образом, наиболее важным.

Сформулированный вывод остаётся справедливым, даже если учесть возможности возникновения при работе ЖРД новых, нехарактерных для его работоспособного состояния, источников акустических воздействий на продукты сгорания (например, в связи с переходом двигателя в предаварийные состояния). Роль последних в этом случае может быть сведена к появлению дополнительных источников энергоподпитки и усилению, в связи с этим, колебательных процессов, свойственных в целом процесса в камере сгорания ЖРД /27/.

С учётом установившейся терминологии /176/, под термином «акустические» воздействия в дальнейшем будем понимать не только воздействия на среду чисто акустических возмущений, но и обусловленные колебательными процессами на частотах, отвечающих или близких к резонансным для камеры.

2 Механизм акустических воздействий на плазменную среду ПС в камерах ЖРД

Сформулированная модель базируется на выдвинутом в работе исходном научном предположении об определяющей роли в общем механизме формирования электрофизических отображений рабочих процессов в камерах свойственных ЖРД параметрических нестационарностей.

Для описания состояния среды в камере используется трёхжидкостная плазменная модель. В отличие от традиционного подхода, модель учитывает возможность нарушения квазинейтральности среды. Последнее существенно

расширяет возможности модели по сравнению с известными (повышает её разрешающую способность).

Математический аппарат модели и реализация его решения использовались для выявления общих особенностей состояния слабоионизированных газовых сред в условиях развитых режимных нестационарностей и, кроме этого, для уточнения конкретных обусловленностей их параметров состояния характеристиками состояния.

Предполагается, что давление P и температура T - известные функции пространства и времени:

$$P = P_0 \left[1 + A \cos \left(\frac{2\pi n_1 f_0}{a_0} x \right) \sin(2\pi n_1 f_0 t) \right],$$
$$T = T_0 \left[1 + B \cos \left(\frac{2\pi n_1 f_0}{a_0} x \right) \sin(2\pi n_1 f_0 t) \right].$$

Вместо зависимости для температуры в форме, в части исследований возможно использовать зависимость:

$$T = T_0 \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{n-1}{n}}.$$

Здесь a_0 - скорость звука в среде продуктов сгорания, принималась равной 10^3 м/с ; n - показатель процесса, принимался равным 1.3.

Целесообразно отметить, что выбор представленных зависимостей отвечает общим представлениям об источниках и энергопотоках акустической энергии в камерах ЖРД.

Действительно, в функционирующих двигательных системах, наряду с гармоническими источниками возмущающих процесс в камерах воздействий (работа насосов, автоколебания и т.п.), существуют и многочисленные источники возмущений случайного характера (собственно процесс горения, взаимодействие струй топливных компонентов, турбулентные явления, явления в пограничных слоях, отрывные течения и т.д.). В тоже время общепринято считать, что основной поток акустической энергии в камере

аккумулируется (и выносится с продуктами горения) на частотах гармоник, соответствующих собственной частоте камеры /172-177/.

3 Условия ионизационного равновесия газовых сред с нарушенной квазинейтральностью

В камерах сгорания ЖРД в связи с временной нестационарностью режимных характеристик развивается явление неустойчивости в распределении электрического заряда по объёму, носящее макроскопический характер.

Развитие неустойчивостей энергетически обеспечивается перекачкой акустической составляющей энергии среды в энергию электрического поля. В определённых условиях развитие неустойчивостей может протекать особенно эффективно, приобретая признаки резонансного характера. Учёт развития неустойчивостей в распределении электрического заряда по объёму плазменной среды может носить в этом случае принципиальный характер.

Действительно, согласно общепринятым представлениям под плазмой в общем смысле понимается прежде всего квазинейтральная газовая система, содержащая нейтральные (a), положительно (i) и отрицательно заряженные частицы в свободном состоянии. Используемое при определении плазмы понятие квазинейтральности, наряду с прочим, предполагает, что характерный размер дебаевского радиуса /103-105/

$$\lambda_d = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T}{n_e e^2}}$$

и определяет линейный масштаб возможного разделения в плазме противоположно заряженных частиц в связи с их тепловым движением либо воздействием иного характера.

Наряду с отмеченным, понятие квазинейтральности накладывает и временные ограничения на существование зарядных флуктуационных образований. Время существования последних в рамках временных

ограничений не превышает сопоставимого с периодом плазменных колебаний /103-105/

$$\tau_e \approx \sqrt{\frac{\varepsilon_0 m_e}{n_e e^2}}$$

Если в связи с полученными результатами характеристик времена существования объёмов с избыточным электрическим зарядом оценить собственными ЖРД временами пребывания продуктов сгорания в камере ($\tau_{np} \sim 10^{-3} c$), то сопоставление последних с τ_e ($\tau_e \sim 10^{-11} c$) показывает, что применительно к средам в камерах и временные ограничения, вкладываемые в понятие квазинейтральности плазмы, так же не выполняются.

Важными представляются и соотношения между характерными временами существования образований с избыточным электрическим зарядом (аквазинейтральных) в связи с развитием неустойчивостей ($\tau_p \sim \tau_{np} \sim 10^{-3} c$) и характерными временами установления ионизационного равновесия τ_u (характерными временами релаксации равновесной ионизации). По оценкам /187/ для характерных камер ЖРД условий величина τ_u может быть оценена значениями, не превышающими по крайней мере величину $10^{-5} c$.

Таким образом, условиям развития неустойчивостей в распределении электрического заряда по объёму в камерах ЖРД каждый из образующихся, существующих и уничтожаемых объёмов среды с избыточным электрическим зарядом (аквазинейтральных), так же как и их совокупности, в любой момент времени могут рассматриваться находящимися в состоянии квазистационарного ионизационного равновесия, условия которого, как возможно предположить, в связи с наличием в составе среды заряда, могут существенно отличаться от общепринятых. Представляется целесообразным оценить справедливость высказанного предположения. Для установления условий энергетического (ионизационного) равновесия сред с нарушенной

квазинейтральностью целесообразно воспользоваться термодинамическим методом /102, 188-191/.

Укажем, что термодинамический метод не опирается ни на какие модельные представления об атомно-молекулярной структуре вещества и является по сути методом феноменологическим. Это значит, что задачей термодинамического метода является установление связей между непосредственно наблюдаемыми (измеряемыми в макроскопических опытах) величинами, такими как давление, объём, температура, концентрация, напряжённость электрического поля и т.д. Наоборот, некие величины, связанные с конкретной атомно-молекулярной структурой вещества, не входят в рассмотрение при термодинамическом подходе к решению задач.

Термодинамический метод, не будучи связан с модельными представлениями о веществе, обладает очень большой общностью, в то время как выводы статистической физики справедливы лишь в той мере, в какой справедливы предположения, сделанные о поведении элементарных частиц. Термодинамический метод отличается, кроме этого, большей простотой и ведёт после ряда формальных математических процедур к решению целого ряда конкретных задач, не требуя никаких сведений о свойствах атомов и молекул /188/. В этом заключается его неоценимое преимущество.

Применительно к условиям в камерах ЖРД, при установлении ионизационного равновесия газовых сред в квазинейтральном состоянии, будем предполагать, что в плазме продуктов сгорания в камере в связи с временной параметрической нестационарностью процесса развита неустойчивость в распределении электрического заряда по объёму, когда $\tau_u \ll \tau_\rho$. Будем считать, также, что акустические воздействия, обеспечивающие развитие неустойчивости, не приводят к отрыву электронной температуры, вследствие чего

$$T_e^* = T_i^* = T_a = T.$$

4 Ионизационное равновесие квазинейтральных сред как результат реакции системы на подавление внешних воздействий

В рамках термодинамического метода возможно описать условия ионизационного равновесия сред в аквазинейтральном состоянии используя способ, базирующийся на известном принципе Ле-Шателье /192/. Последний определяет общее свойство материальных систем, состоящее в том, что всякое воздействие, воводящее тело из состояния равновесия, стимулирует в нём процессы, стремящиеся ослабить результаты этого воздействия. Этот принцип так же может быть отнесён и к системам в плазменном состоянии.

Для рассмотрения выделим некоторый микрообъём плазмы продуктов сгорания, ограниченный, например, сферой радиуса r , находящийся под воздействием поля с уровнем электростатического потенциала Ω и содержащий избыточный заряд.

Отметим, что выделенная микрообъёмом среда продуктов сгорания представляет открытую термодинамическую систему с переменным числом частиц, состояние которой, кроме общеизвестных, характеризуется и дополнительными параметрами, в состоянии квазистационарного равновесия принимающими постоянные значения. В качестве параметров состояния для рассматриваемой сред, с учётом отмеченного, примем степень ионизации:

$$\alpha^* = \frac{p_i^*}{p_a^{(0)}} = \frac{n_i^* kT}{n_a^{(0)} kT} = \frac{n_i^*}{n_a^{(0)}}$$

И нарушение квазинейтральности среды:

$$\xi = \frac{p_i^* - p_e^*}{p_i^*} = \frac{(n_i^* - n_e^*) kT}{n_i^* kT} = \frac{n_i^* - n_e^*}{n_i^*}$$

Надстрочным знаком «*» обозначаются параметры среды в аквазинейтральном состоянии.

Предположим, что путём внешних по отношению к выделенной среде воздействий в рассматриваемый объём (из объёма) вводится (выводится) некоторое количество молей одноимённо заряженных частиц (например, электронов), благодаря чему система переходит и в дальнейшем существует

в квазинейтральном состоянии. Очевидно, что внесение заряда в систему равносильно совершению работы над ней и обуславливает нарушение её ранее имевшего место внутреннего равновесия. С учётом принципа Лашателье, последнее должно восстанавливаться неизбежно возникающей при этом реакцией системы, допустим, в виде



Если работу, совершённую над системой внешними воздействиями определить выражением

$$\delta L_1 = \mu_e \delta N_{e_1},$$

А обусловленное реакцией системы её термодинамического потенциала – зависимостью

$$\delta \Phi_2 = \mu_i \delta N_{i_2} + \mu_e \delta N_{e_2} + \mu_a \delta N_{a_2},$$

то вновь устанавливаемое равновесие должно отвечать условию

$$\mu_i \delta N_{i_2} + \mu_e \delta N_{e_2} + \mu_a \delta N_{a_2} = \mu_e \delta N_{e_1}$$

Здесь 1 и 2 – величина определяемая внешним воздействием и реакцией системы соответственно.

Очевидно, что

$$\delta N_{i_2} = \delta N_{e_2} = -\delta N_{a_2},$$

Таким образом, условие, описывающее вновь устанавливаемое равновесие можно представить в следующем виде:

$$\mu_i + \mu_e - \mu_a = \mu_e \frac{\delta N_{e_1}}{\delta N_{e_2}}.$$

Величина $\frac{\delta N_{e_1}}{\delta N_{e_2}}$ устанавливает долю молей избыточного заряда на один моль ионной компоненты в составе смеси, и, что то же самое, степень нарушения квазинейтральности системы ξ .

Физический смысл и способы количественных оценок потенциала дальних кулоновских взаимодействий Ω можно объяснить следующим

образом. Исходя из общих представлений о б электростатическом потенциале пространства /160 и, принимая во внимание конкретные исходные положения при выводе условий ионизационного равновесия в целом, величину потенциала Ω обоснованно оценивать наименьшей работой против сил электрического поля, производимой внешними возмущающими состояние плазменной среды воздействиями (в общем случае, возможно, различной природы), по внесению в рассматриваемый микрообъём пространства среды избыточного заряда.