

К ТЕОРИИ НИЗКОЧАСТОТНОГО ШУМА ПРИ ГОРЕНИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ

Ю. С. Иващенко, Т. С. Бондаренко

(Красноярск)

В работах [1—4] рассмотрен пульсационный механизм горения конденсированных систем. В результате пульсационного горения возникают флуктуации температуры, состава и структуры поверхности горения. При этом неоднородна, также, газовая фаза вблизи поверхности. Основные методы изучения пульсационного горения — измерения пульсаций свечения, температуры и давления газа. Представляет интерес, наряду с ними, изучение пульсаций горения в к-фазе.

Пульсационные явления приводят к флуктуациям электропроводности зоны горения, в том числе к-фазы. Пропускание через поверхность горения электрического тока вызывает флуктуации (шумы) тока и позволяет выделить шумоподобный сигнал, несущий информацию о динамических процессах в к-фазе. Частотный спектр сигнала отражает при этом частотные свойства горения.

Рассматриваемые низкочастотные шумы в технике носят еще название избыточных, токовых или $1/f$ -шумов и вызываются флуктуациями сопротивления, значительно более медленными, чем флуктуации сопротивления, создающие дробовой эффект, т. е. эффект, связанный с дискретностью электрического заряда. Токовый шум происходит от большого числа независимых дискретных событий, связанных с флуктуациями в процессе горения сопротивления поверхности, например, при диспергировании частиц (агломератов) металла и сажи, а также при быстром выгорании целых очагов, содержащих указанные частицы. Каждое событие производит импульс определенной формы, и суперпозиция всех таких импульсов составляет форму шумового сигнала. Как последовательность случайных импульсов можно рассматривать и токовый (низкочастотный) шум. При этом последовательность импульсов может быть охарактеризована средней длительностью $\langle \tau \rangle$ импульсов (событий), т. е. средним временем жизни очагов горения на поверхности.

Интерпретация полученных экспериментально частотных спектров процесса горения зависит от выбранной теоретической модели электрических шумов. Ниже рассматривается так называемый интегральный метод интерпретации частотных спектров, который более точен по сравнению с предельным методом [5]. Последний связан с большим числом допущений при выводе.

Спектральная плотность $S(f)$ низкочастотного шума выражает среднюю мощность (средний квадрат напряжения или тока), приходящуюся на единицу полосы частот, и подчиняется закону

$$S(f) = Cf^{-m}, \quad (1)$$

где C и m — постоянные коэффициенты; f — частота.

На очень низких и высоких частотах спектральная плотность должна меняться соответственно медленнее и быстрее, чем $1/f$. В противном

случае интеграл $\int_0^{\infty} S(f) df$ расходится. Так, $\lim_{f \rightarrow 0} S(f) = S(0) = \text{const.}$

Шумовое напряжение токового шума зависит от размеров проводящего поверхностного слоя. При прочих равных условиях величина C в законе токового шума (1) обратно пропорциональна объему проводящего слоя [6]

$$\overline{U^2} = \frac{CI_0^2 R^2}{f^m} \Delta f = \frac{\alpha I_0^2 R^2}{ds f^m} \Delta f = \frac{\alpha \rho^2 d I_0^2}{s^3 f^m} \Delta f, \quad (2)$$

где U^2 — среднее квадратичное напряжение шума; R — сопротивление поверхности горения; I_0 — величина тока через поверхность; s — площадь поперечного сечения слоя; d — расстояние между электродами; ρ — удельное сопротивление поверхности; Δf — полоса частот; C , α и m — постоянные коэффициенты.

Таким образом, изменение геометрических размеров шумящего слоя отражается на величине коэффициента C , тогда как сама форма спектра остается неизменной. Нормирование частотных спектров, полученных экспериментально, позволяет учесть изменение геометрических размеров источника шума.

Рассмотрим совокупность независимых, случайно распределенных во времени электрических импульсов, каждый из которых описывается функцией вида $I = af(t, \tau)$, где a и τ — амплитуда и длительность импульса. Для спектральной плотности одиночного импульса, используя преобразования Фурье, можно записать

$$S_1(\omega) = a^2 |f(\omega, \tau)|^2, \quad (3)$$

$$f(\omega, \tau) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t, \tau) e^{j\omega t} dt; \quad (4)$$

$\omega = 2\pi f$ — угловая частота.

Для совокупности импульсов получим

$$S(\omega) = n \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} S_1(\omega) A(a) B(\tau) da d\tau, \quad (5)$$

где n — среднее число импульсов в единицу времени; $A(a)$ и $B(\tau)$ — функции распределения импульсов по a и τ . С учетом (3) запишем

$$S(\omega) = n \int_0^{\infty} A(a) a^2 da \int_0^{\infty} |f(\omega, \tau)|^2 B(\tau) d\tau = n \langle a^2 \rangle \int_0^{\infty} |f(\omega, \tau)|^2 B(\tau) d\tau, \quad (6)$$

$\langle \rangle$ — знак усреднения.

Поскольку величина ω изменяется от $-\infty$ до ∞ , относим всю мощность к положительным частотам ω и учитывая, что $S(-\omega) = S(\omega)$, имеем

$$S(\omega) = n \langle a^2 \rangle 2 \int_0^{\infty} |f(\omega, \tau)|^2 B(\tau) d\tau. \quad (7)$$

Найдем значение предела $S(\omega)$ при $\omega \rightarrow 0$. Из (4) получим

$$f(0, \tau) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t, \tau) dt. \quad (8)$$

Тогда

$$S(0) = \frac{n \langle a^2 \rangle}{\pi} \int_0^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} f(t, \tau) dt \right]^2 B(\tau) d\tau = \frac{n \langle a^2 \rangle}{\pi} \left\langle \left[\int_{-\infty}^{\infty} f(t, \tau) dt \right]^2 \right\rangle. \quad (9)$$

Если определить величину τ как

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(t, \tau) dt = \tau,$$

т. е. как длительность эквивалентного по площади единичного импульса, то (9) можно записать в виде

$$S(0) = \frac{i}{\pi} n \langle a^2 \rangle \langle \tau^2 \rangle. \quad (10)$$

Рассмотрим теперь величину $\int_0^{\infty} S(\omega) d\omega$. Пользуясь (7), запишем

$$\int_0^{\infty} S(\omega) d\omega = n \langle a^2 \rangle \int_0^{\infty} \left[2 \int_0^{\infty} |f(\omega, \tau)|^2 d\omega \right] B(\tau) d\tau \quad (11)$$

или с учетом свойств преобразований Фурье

$$\int_0^{\infty} S(\omega) d\omega = n \langle a^2 \rangle \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f^2(t, \tau) B(\tau) dt d\tau = n \langle a^2 \rangle \left\langle \int_{-\infty}^{\infty} f^2(t, \tau) dt \right\rangle. \quad (12)$$

На основе (9) и (12) найдем

$$\frac{S(0)}{\int_0^{\infty} S(\omega) d\omega} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\left\langle \left[\int_{-\infty}^{\infty} f(t, \tau) dt \right]^2 \right\rangle}{\left\langle \int_{-\infty}^{\infty} f^2(t, \tau) dt \right\rangle}. \quad (13)$$

Положив $\int_{-\infty}^{\infty} f^2(t, \tau) dt = \psi \tau$ и решая (13) для разных форм импульсов, в общем виде можно получить

$$\psi \pi \frac{S(0)}{\int_0^{\infty} S(\omega) d\omega} = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle}, \quad (14)$$

где ψ — коэффициент, зависящий от формы импульса. Так, для прямоугольных импульсов $\psi = 1$, для треугольных $\psi = 2/3$, для трапециевидных в зависимости от формы ψ изменяется от 1 до $2/3$.

Для «узкой» функции распределения $B(\tau)$, когда разброс τ невелик по сравнению со средней величиной $\langle \tau \rangle$, имеем

$$\langle \tau \rangle = \frac{\psi \pi S(0)}{\int_0^{\infty} S(\omega) d\omega}. \quad (15)$$

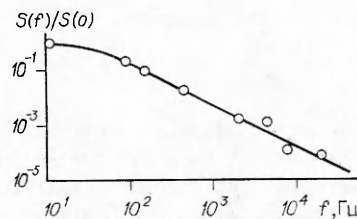
На практике чаще пользуются частотой f , а не ω . Выражая $S(f)$ через $S(\omega)$, а также вводя пределы интегрирования, запишем

$$\langle \tau \rangle \approx \frac{\psi \pi S(f_n)}{C \int_{f_n}^{f_B} f^{-m} df}, \quad (16)$$

где f_n и f_B — нижняя и верхняя частотные границы измерения шума.

В работе [7] математическая модель $1/f$ -шума, хорошо описывающая его свойства, представлена совокупностью треугольных импульсов. Принимая эту модель, можно считать $\psi = 0,7$. Практически в выражении (15) вместо $\omega \rightarrow 0$ и $\omega \rightarrow \infty$ можно пользоваться пределами $\omega \ll 1/\langle \tau \rangle$ и $\omega \gg 1/\langle \tau \rangle$.

На рисунке приведен нормированный частотный спектр токового шума из-за флуктуаций сопротивления поверхности пороха Н + 10 % Al при давлении 4 МПа, полученный при пропускании слабого тока через поверхность с помощью пленочных электродов [5]. Величины C и m в выражении (16) определялись из зависимостей $\lg S(f) =$



$= \lg C - m \lg f$. Обработка спектра с помощью (16) дает уточненную величину $\langle \tau \rangle = 28$ мс. Сравнивая полученный результат с данными [5], можно видеть совпадение их по порядку величины.

Таким образом, используя значения спектральной плотности на низких ($\omega \ll 1/\langle \tau \rangle$) частотах, а также величину интегрирования спектральной плотности от низких до достаточно высоких ($\omega \gg 1/\langle \tau \rangle$) частот, можно определить среднее (характерное) время жизни очагов горения на поверхности к-системы, а также среднюю частоту их выгорания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Синаев К. И. // I Всесоюз. симп. по горению и взрыву: Тез. докл.— М.: Наука, 1968.
2. Шелухин Г. Г., Булдаков В. Ф., Белов В. П. ФГВ, 1969, 5, 1, 42.
3. Илюхин В. С., Мысов В. Г., Новиков С. С. ФГВ, 1974, 10, 3, 334.
4. Илюхин В. С., Марголин А. Д., Мысов В. Г. и др. ФГВ, 1975, 11, 3, 498.
5. Иващенко Ю. С., Комаров А. С., Павленко В. Л. ФГВ, 1975, 11, 2, 213.
6. Слабкий Л. И. Методы и приборы предельных измерений в экспериментальной физике.— М.: Наука, 1973.
7. Нарышкин А. К., Врачев А. С. Теория низкочастотных шумов.— М.: Энергия, 1972.

*Поступила в редакцию 17/XII 1987,
после доработки — 23/VI 1988*

УДК 536.46 — 541.126

РАСЧЕТ АВТОМОДЕЛЬНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ДЕФЛАГРАЦИИ В ОТКРЫТОМ ОБЪЕМЕ В ПРЕДПОЛОЖЕНИИ РАВНОВЕСНОГО СОСТАВА ПРОДУКТОВ ГОРЕНИЯ

С. А. Губин, В. А. Шаргаев

(Москва)

Известно, что горение газовых смесей в открытых объемах может приводить к образованию интенсивных волн давления. Скорость горения определяется линейным масштабом и удельной кинетической энергией турбулентности, которые, в свою очередь, зависят от начальных и граничных условий процесса, т. е. наличия препятствий, ветра, способа формирования газового облака и т. п. Случайный характер распределения начальных параметров горючих смесей при аварийных выбросах в совокупности с трудностями теоретического расчета турбулентного горения обусловил широкое использование предположений, упрощающих расчет давления воздушной волны, образующейся при дефлаграции. В отсутствие информации о зависимости скорости горения от координаты и времени или осредненных параметров и турбулентных характеристик горючей смеси наиболее естественно предположение о том, что горение происходит с постоянной скоростью, конкретное значение которой определяется с помощью экспертной оценки.

Скорость распространения турбулентного горения относительно горючей смеси, находящейся перед фронтом пламени, удовлетворяет соотношению [1]

$$\omega = \omega_n + v', \quad (1)$$

где ω_n — нормальная скорость ламинарного горения; ω — скорость турбулентного горения; v' — пульсация скорости, обусловленная как начальной турбулентностью горючей смеси, так и турбулентностью, генерируемой самим пламенем. Из закона сохранения потока массы следу-