

відповідно, до значної зміни в співвідношеннях струмів і потужностей в кожному з них, що, в кінцевому підсумку, є причиною зниження інтегральної величини коефіцієнта посилення потужності всієї схеми в цілому.

Значимість даного факту для практики визначається можливостями застосування запропонованого підсилювача в залежності від рівня потужності, що генерується джерелом напруги. У разі джерел з невеликими амплітудами збуджуючого сигналу доцільним є режим з низьким рівнем зв'язку, а при використанні потужних джерел гармонійної напруги кращим є режим з високим рівнем електромагнітного зв'язку між контурами підсилювача.

Зростання коефіцієнта посилення реактивної потужності в залежності від рівня електромагнітного зв'язку між контурами підсилювача спостерігався при різних величинах відхилень частот збуджуючої напруги щодо їх резонансних частот. Так, уже при $k_{12} \geq 0.5$ коефіцієнти посилення потужності прагнуть до свого максимуму. Говорячи про частотні відхилення від резонансу, слід зазначити, що їх вплив має велике значення. Так, для $\pm 5\%$ відхилень інтегральна величина коефіцієнта посилення реактивної потужності падає в 5 ÷ 10 разів.

Література

1. Yuriy Batygin, Marina Barbashova, Oleh Sabokar, Electromagnetic Metal Forming for Advanced Processing Technologies. Springer International Publishing AG (Switzerland), part of Springer Nature. 2018. – 94 pages.

2. Батыгин Ю. В., Ерѐмина Е. Ф., Шиндерук С. А., Чаплыгин Е. А., Гаврилова Т. В., Безродная А. В. Расчетные соотношения характеристик резонансного усилителя реактивной электрической мощности // Innovations and prospects of world science. Proceedings of the 1st International scientific and practical conference. Perfect Publishing. Vancouver, Canada. 2021. С. 90-97.
URL: <https://sci-conf.com.ua/i-mezhdunarodnaya-nauchno-prakticheskaya-konferentsiya-innovations-and-prospects-of-world-science-8-10-sentyabrya-2021-goda-vankuver-kanada-arhiv/>

Біловол Олександр Васильович, к.т.н., доцент, Харківський національний автомобільно-дорожній університет

НЕВРІВНОВАЖЕНІ ПРОЦЕСИ І ОСНОВНА НЕРІВНІСТЬ ТЕРМОДИНАМІКИ

Поширення першого начала термодинаміки на процеси далекі від стану рівноваги є одною з найактуальніших задач термодинаміки. Пропонується нестандартний підхід до її вирішення, в основу якого покладено закон збереження інформації.

Введемо величину, яка характеризує внутрішній стан термодинамічної системи і є середнім значенням функції розподілу величини імпульсу у розрахунку на одну ступінь вільності,

$$T = \exp\left(-\frac{2}{3N} \int \rho(\mathbf{p}) \ln \rho(\mathbf{p}) dV\right).$$

Введемо також величину, яка є середнім значенням функції розподілу координат у розрахунку на одну матеріальну точку,

$$v = \exp\left(-\frac{1}{N} \int \rho(\mathbf{q}) \ln \rho(\mathbf{q}) dV\right).$$

Відповідно, $\rho(\mathbf{q})$ і $\rho(\mathbf{p})$ - функції розподілу у просторі конфігурацій і просторі імпульсів.

Розглянемо змінення дефіциту ентропії для нерівноважних процесів

$$\Delta S = S' - S = \frac{3}{2} kN \ln \frac{T}{T_a} + kN \ln \frac{v}{v_a},$$

де S' - ентропія у невірноваженому стані, а T_a і v_a - відповідні значення у стані близькому до рівноваги.

Зрозуміло, що ця величина від'ємна і в процесі наближення до стану термодинамічної рівноваги монотонно збільшується до нуля. Отже,

$$d(\Delta S) \geq 0.$$

Для ізольованих систем T_a є сталою величиною і виконується так зване друге начало термодинаміки або закон зростання ентропії при невірноважених процесах:

$$dS' \geq 0.$$

У загальному випадку для стану близького до термодинамічної рівноваги, коли $T \approx T_a$, виконується основне рівняння і основна нерівність термодинаміки, які записують у вигляді

$$TdS' \geq dE + PdV,$$

де знак рівності відноситься до врівноважених процесів, а нерівності – до нерівноважених.

Використаний підхід дозволяє розглянути стаціонарні і нестаціонарні стани далекі від термодинамічної рівноваги, тобто врівноважені і нерівноважені структури, наприклад, коли на границях області підтримуються сталі температури. В даному випадку температура T_s не дорівнює T_a , а є певною функцією від неї або, відповідно, від внутрішньої енергії, тобто $T_s = T_s(T_a)$. Аналогічно, об'єм на одну матеріальну точку $v_s = v_s(v_a)$.

Ентропія ідеального газу набуває вигляду

$$S = \frac{3}{2}kN \ln T_s + kN \ln v_s,$$

а її диференціал у випадку квазістаціонарного процесу

$$dS = \frac{3}{2}kN \frac{dT_a}{T_g} + kN \frac{dv_a}{v_g},$$

де середня гармонічна температура є функцією температур ступенів вільності T_i

$$T_g = \left(\frac{1}{3N} \sum_{i=1}^{3N} \frac{1}{T_i} \right)^{-1},$$

а середній гармонічний об'єм є функцією об'ємів в розрахунку на одну матеріальну точку v_i

$$v_g = \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1}{v_i} \right)^{-1}.$$

В свою чергу, дефіцит ентропії

$$\Delta S = S' - S = \frac{3}{2} kN \ln \frac{T}{T_s} + kN \ln \frac{v}{v_s},$$

а його диференціал

$$d\Delta S = \frac{3}{2} kN \left(\frac{dT}{T} - \frac{dT_a}{T_g} \right) + kN \left(\frac{dv}{v} - \frac{dv_a}{v_g} \right).$$

У випадку, коли температура тіла і питомий об'єм у всіх точках зростають або спадають, дефіцит ентропії не зменшується, тобто

$$d\Delta S \geq 0.$$

Це стає зрозумілим, якщо його диференціал переписати у вигляді

$$d\Delta S = \frac{1}{2} k \sum_{i=1}^{3N} \frac{d(T_i - T_a)}{T_i} + k \sum_{i=1}^N \frac{d(v_i - v_a)}{v_i}$$

і врахувати, що

$$\sum_{i=1}^{3N} d(T_i - T_a) = 0, \sum_{i=1}^N d(v_i - v_a) = 0.$$

Для ентропії буде виконуватися нерівність

$$dS' \geq \frac{dE}{T_g} + k \frac{dV}{v_g}.$$

Збільшення дефіциту ентропії вказує на те, що початкова інформація про систему частково втрачається. А та що залишається відповідає стаціонарному стану (врівноваженій структурі) або нестаціонарному динамічному стану (дисипативній структурі), який відповідає певній формі молекулярної організації. Згадаємо, що у випадку дисипативної структури, середня геометрична температура повинна бути функцією тільки внутрішньої енергії системи.

Таким чином, введення на основі уявлень про ентропію і кінетичну енергію двох видів термодинамічної температури дозволило поширити друге начало термодинаміки на неврівноважені процеси замінивши ентропію на її дефіцит. Запропонований підхід дозволяє в перспективі описувати еволюцію і конкуренцію дисипативних структур.

Література

1. Сучасна фізика як новітня натуральна філософія/ О.В. Біловол, Харків: ФОП Панов А,М., 2019. 116 с.

Солодов Валерій Григорович, д-р техн. наук, професор, Харківський національний автомобільно-дорожній університет

ОЦІНКА ВПЛИВУ ТРАНСПОРТНИХ ПОТОКІВ НА АТМОСФЕРНЕ ПОВІТРЯ В УМОВАХ ЩІЛЬНОЇ МІСЬКОЇ ЗАБУДОВИ

Концентрація шкідливих речовин, які потрапляють в повітря з відпрацьованими газами автомобілів, в значному ступені залежить від умов розповсюдження повітряних мас, які значно погіршуються в центральних частинах міст з щільною багатоповерховою забудовою. Ця проблема загострюється внаслідок об'єктивно існуючої перевантаженості центрів міст рухом транспорту, що призводить до суттєвого підвищення обсягу шкідливих викидів автомобілями. Для подолання проблеми необхідно визначити закономірності формування автотранспортних потоків в містах та адвекційного переносу викидів транспортного походження під впливом рельєфу місцевості і міської забудови.