ПЕРЕХІДНЕ ВИПРОМІНЕННЯ МОДУЛЬОВАНОГО ЕЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ЯК ЗАДАЧА ЛІНІЙНОЇ ФІЛЬТРАЦІЇ

І. Анісімов (кафедра фіз.–мат. наук)

Існує очевидна формальна аналогія між перехідним випроміненням модульованого електронного пучка в неоднорідній плазмі та проходженням сигналу через лінійний фільтр. Справді, амплітуда випромінення є лінійною функцією вхідного струму. Подібно до того, як вхідний сигнал можна розкласти в спектр за частотами, а властивості лінійного фільтра описувати за допомогою передавальної функції, що залежить від частоти, так і густину змінного струму обмеженого за перерізом модульованого електронного пучка можна розкласти в спектр по плоских хвилях (або по циліндричних гармоніках), а неоднорідну плоскошарувату плазму характеризувати коефіцієнтом трансформації плоскої хвилі струму в електромагнітну хвилю. Тоді до задач перехідного випромінення можна застосувати принцип узгодженої фільтрації [1].

В даній роботі на прикладі задачі про високочастотне перехідне випромінення модульованого електронного пучка на плоскошаруватому недоущільненому плазмовому утворенні показано, що використання ідеї узгодженої фільтрації дозволяє визначити оптимальний (з точки зору максимальної потужності випромінення) розподіл густини змінного струму за перерізом електронного пучка, а у випадку томсонівського розсіювання — і оптимальний профіль концентрації неоднорідної плазми.

В роботі [2] було розраховано перехідне випромінення електромагнітних хвиль модульованим електронним пучком з густиною змінного струму $\vec{j}(\vec{r},t)=\vec{e}_z j_m(r)\exp[i(\omega t-\kappa z)]$, що рухається вздовж градієнту концентрації плоскошаруватого плазмового утворення з довільним профілем концентрації $n(z)$ ($n(z)\to 0$ при $z\to\pm\infty$). Частота модуляції пучка вважалась достатньо високою для виконання умови $|\Delta(z)|<<1$ (випадок томсонівського розсіювання), де $\Delta(z)=[4\pi n(z)e^2]/[m\omega(\omega-i\nu)]$. Тоді потужність випромінення дорівнює

$$P=\frac{1}{2}cR^2\int_0^{\pi}\left|H_{\varphi}(R,\theta)\right|^2\sin\theta\,d\theta=\frac{1}{2c}(2\pi)^3k_0^2\int_0^{\pi}\sin\theta\,d\theta\left(\kappa^2-k_0^2\cos^2\theta\right)^{-2}\times$$

$$\times\left[j_m\left(k_0\sin\theta\right)\left|\Delta\left(\kappa-k_0\cos\theta\right)\right|\left(\kappa^2-k_0^2-\kappa k_0\cos\theta\right)\sin\theta\right]^2, \qquad (1)$$

$j_m\left(k_r\right)=\int_0^{\infty}j_m(r)J_0\left(k_r r\right)rdr$, $\Delta(K)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\Delta(z)\cdot\exp(-iKz)dz$,

$r=R\sin\theta$, кут θ змінюється в межах від 0 до π.

Формула (1) подає потужність випромінення через поперечний розподіл струму в пучку $j_m(r)$ та поздовжній розподіл концентрації плазми $n(z)$. Тому з'являється можливість визначення як оптимального розподілу струму, так і оптимального профілю концентрації плазми.

Максимум потужності за умови $\int_0^{\pi} j_m^4\left(k_0 \sin\theta\right) d\theta = const$ досягається за виконання "умови узгодження" для поперечного розподілу струму $j_m(r)$:

$$j_m\left(k_0 \sin\theta\right) = C\frac{\left|\Delta\left(\kappa - k_0 \cos\theta\right)\right|\left(\kappa^2 - k_0^2 - \kappa k_0 \cos\theta\right)\sin^{3/2}\theta}{\left(\kappa^2 - k_0^2 \cos^2\theta\right)}, \qquad (2)$$

де C — довільна константа. Умова (2) означає, що в просторовому спектрі струму присутні тільки ті гармоніки, для яких виконано умови просторового резонансу [3]: $\kappa - K = \pm k_z$, де $k_z = \sqrt{k_0^2 - k_r^2}$ — поздовжнє хвильове число випромінюваних хвиль, тобто поперечний розмір пучка має бути порядку довжини випромінюваних хвиль. Максимум у спектрі струму має збігатися з максимумом коефіцієнта трансформації.

За виконання умови $\int_0^{\pi}\left|\Delta\left(\kappa - k_0 \cos\theta\right)\right|^4 d\theta = const$ узгодження знову має місце за виконання рівності (2), але тепер її слід розглядати як умову для визначення оптимального профілю концентрації плазми $n(z)$. Відповідно до неї оптимальна плазмова неоднорідність матиме характерну довжину порядку довжини випромінюваних електромагнітних хвиль. Максимум спектральної густини для нерелятивістських пучків припадає на хвильове число $K = \kappa$, що відповідає просторовому періоду модуляції електронного пучка. Це означає, що плазмова неоднорідність буде промодульована з тим самим просторовим періодом, що й пучок. Для релятивістських пучків через наближення до черенковського резонансу максимум просторового спектру неоднорідності зсуватиметься до точки $K = 2k_0$. При цьому випромінення йтиме переважно вперед під малими кутами до напрямку руху пучка, як це має місце і для релятивістських заряджених частинок [3].

Література:

1. *С. А. Ахманов, Ю. Е. Дьяков, А. С. Чиркин.* Введение в статистическую радиофизику и оптику. М., Наука, 1981.

2. *І. О. Анісімов.* Перехідне випромінювання модульованого електронного пучка як засіб діагностики плазмових утворень. // Український фізичний журнал. Т. 41. № 9. 1996. С. 798—801.

3. *В. Л. Гинзбург, В. Н. Цытович.* Переходное излучение и переходное рассеяние (некоторые вопросы теории). М ., Наука, 1984.— 360 с.