

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК НЕОДНОРОДНОГО ВОЛНОВОДА ПРИ УЧЕТЕ СКОЛЬЖЕНИЯ МЕЖДУ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ И СГУСТКОМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Л. М. МОВСИСЯН, Ю. О. АВETИСЯН, К. М. МОВСИСЯН

Ограничиваясь линейным законом изменения фазы динамического скольжения, исследован процесс взаимодействия бегущей электромагнитной волны со сгустком частиц при экспоненциальном законе изменения проводимости волновода. Найден КПД и оценена оптимальность таких секций.

Расчет характеристик неоднородного волновода при равенстве скоростей сгустка и электромагнитной волны, т. е. при соблюдении условия синхронизма взаимодействия, довольно подробно описан в ряде работ [1—4]. Представляет интерес подобный расчет при невыполнении условия синхронизма, так как в большинстве практических случаев возникает динамическое скольжение между электромагнитной волной и сгустком заряженных частиц вследствие нестабильности частоты питающего генератора. Кроме того, использование неоднородных волноводов в микротронах [5, 6] и синхротронах [7, 8] подразумевает изменение во времени рабочей частоты питающего генератора в соответствии с принципом работы устройства.

Представляя поле в неоднородном волноводе в виде суперпозиции поля, возбуждаемого генератором E_r , и поля, возбуждаемого пучком E_s для поля E_s , действующего на центральную частицу, в работе [9] было получено выражение

$$E_s = \sqrt{\frac{P_r}{\Gamma}} e^{-\alpha z} \sin(\varphi_{rn} + \varphi) - \frac{I e^{-\alpha z}}{2\sqrt{\Gamma}} \left[\sin \varphi \int \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z} dz + \cos \varphi \int \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z} dz \right]. \quad (1)$$

В работе [10] исследован случай линейного изменения фазы динамического скольжения при постоянной проводимости ускоряющей секции.

Целью настоящей работы является обобщение результатов [10] для неоднородных ускоряющих секций.

В качестве рабочей зависимости $\Gamma(z)$ примем функцию

$$\Gamma = \Gamma_n \left(\frac{\Gamma_k}{\Gamma_n} \right)^{z/L} = \Gamma_n e^{2\alpha_1 z}, \quad (2)$$

где $\alpha_1 = \frac{1}{2L} \ln \frac{\Gamma_k}{\Gamma_n}$, L — длина волновода, индексы „н“ и „к“ означают начальное и конечное значения проводимости волновода.

Преимущество такого выбора функции $\Gamma(z)$ состоит в том, что путем изменения величины α_1 можно получить как возрастающую, так и убывающую

вающую зависимость проводимости волновода от продольной координаты с любой степенью неоднородности волновода.

Ограничиваясь линейным законом изменения фазы динамического скольжения ($\varphi = \varphi'_0 z$), для равновесного действующего поля получим

$$E_s = E_{\text{гн}} e^{-(\alpha_1 + \alpha)z} \sin(\varphi_{\text{гн}} + \varphi'_0 z) + \frac{I e^{-(\alpha_1 + \alpha)z} [(\alpha - \alpha_1) \cos \varphi'_0 z - \varphi'_0 \sin \varphi'_0 z - (\alpha - \alpha_1) e^{-(\alpha - \alpha_1)z}]}{2 \Gamma_{\text{н}} [\varphi_0'^2 + (\alpha - \alpha_1)^2]} . \quad (3)$$

Как частный случай, при $\alpha = -\alpha_1$ получим выражение действующего равновесного поля для режима постоянной амплитуды поля генератора

$$E_s = E_{\text{гн}} \sin(\varphi_{\text{гн}} + \varphi'_0 z) + \frac{I (2\alpha \cos \varphi'_0 z - \varphi'_0 \sin \varphi'_0 z - 2\alpha e^{2\alpha z})}{2 \Gamma_{\text{н}} (\varphi_0'^2 + 4\alpha^2)} . \quad (4)$$

Важным параметром ускоряющей секции является прирост энергии центральной частицы — равновесная энергия

$$U_s = \int_0^L E_s dz = \sqrt{\frac{P_{\text{г}}}{\Gamma_{\text{н}}}} LF - \frac{IL^2}{2\Gamma_{\text{н}}} K, \quad (5)$$

где введены обозначения

$$F = \frac{1}{[(\alpha + x)^2 + \varphi_k'^2]} \left\{ (\alpha + x) \sin \varphi_{\text{гн}} + \varphi_k' \cos \varphi_{\text{гн}} - e^{-(\alpha + x)} [(\alpha + x) \sin(\varphi_{\text{гн}} + \varphi_k) + \varphi_k' \cos(\varphi_{\text{гн}} + \varphi_k)] \right\},$$

$$K = \frac{[1 - \cos \varphi_k e^{-(\alpha + x)}][\varphi_k'^2 - (x^2 - \alpha^2)]}{[(\alpha + x)^2 + \varphi_k'^2][(x - \alpha)^2 + \varphi_k'^2]} + \frac{1}{2\alpha} \frac{[(\alpha + x)^2 + \varphi_k'^2][1 - e^{-2\alpha}][x - \alpha] - 2x\varphi_k' e^{-(\alpha + x)} \sin \varphi_k}{[(\alpha + x)^2 + \varphi_k'^2][(x - \alpha)^2 + \varphi_k'^2]},$$

$\alpha = \alpha_1 L$, $x = \alpha L$ — полное затухание секции, $\varphi_k' = \varphi'_0 L$ — полный набег фазы скольжения.

В связи с необходимостью получить интенсивные пучки изучим оптимальность секции по величине КПД волновода $\eta = \frac{IU_s}{P_{\text{г}}}$. Ясно, что КПД оптимален (максимален), если мощность питающего генератора $P_{\text{г}}$, обеспечивающая заданную мощность электронного пучка $P_{\text{э}} = IU_s$, минимальна. Используя выражение (5), легко заметить, что минимум функции $P_{\text{г}}(\Gamma_{\text{н}})$ достигается при

$$\Gamma_{\text{н опт}} = \frac{I}{2U_s} K \quad (6)$$

и равен

$$P_{\Gamma \text{ опт}} = \frac{2IU_s}{F^2} K. \quad (7)$$

Поэтому оптимальный коэффициент полезного действия равен

$$\eta_{\text{опт}} = \frac{F^2}{2K}. \quad (8)$$

Проведем вычисление КПД при условии отсутствия потерь на стенках волновода. Для этого множитель F представим в виде

$$F = A \sin(\varphi_{\Gamma\text{н}} + \psi),$$

где

$$A = \sqrt{\frac{1}{(a^2 + \varphi_k^2)} (1 - 2e^{-a} \cos \varphi_k + e^{-2a})},$$

$$\psi = \text{arctg} \frac{\varphi_k (1 - e^{-a} \cos \varphi_k) - ae^{-a} \sin \varphi_k}{a (1 - e^{-a} \cos \varphi_k) + \varphi_k e^{-a} \sin \varphi_k}.$$

Отсюда для оптимального КПД имеем

$$\eta_{\text{опт}} = \sin^2(\varphi_{\Gamma\text{н}} + \psi). \quad (9)$$

Легко заметить, что существует возможность получить КПД, равный единице, если выполняется равенство

$$\varphi_{\Gamma\text{н}} + \psi = \frac{\pi}{2}$$

или

$$\text{ctg} \varphi_{\Gamma\text{н}} = \frac{\varphi_k (1 - e^{-a} \cos \varphi_k) - ae^{-a} \sin \varphi_k}{a (1 - e^{-a} \cos \varphi_k) + \varphi_k e^{-a} \sin \varphi_k}. \quad (10)$$

Для однородной секции $\Gamma = \text{const}$ ($a=0$) условие (10) запишется так

$$\varphi_{\Gamma\text{н}} + \frac{\varphi_k}{2} = \frac{\pi}{2}. \quad (11)$$

Этот результат находится в соответствии с известным фактом из теории ЛУЭ, что максимум КПД достигается при конечных фазах, расположенных симметрично начальной фазе относительно максимума действующего поля.

Как частный случай, при $\varphi_k = 0$ для величины КПД при синхронном взаимодействии получаем

$$\eta_{\text{опт}} = \sin^2 \varphi_{\Gamma\text{н}}.$$

В самом общем случае оптимальный КПД можно представить в виде (9) с учетом того, что в каждом отдельном случае ψ будет различным. Так, при отсутствии потерь, исходя из выражения (1), для равновесной энергии имеем

$$U_S = \sqrt{P_r} \left(\sin \varphi_{\text{гн}} \int_0^L \frac{\cos \varphi}{V \Gamma} dz + \cos \varphi_{\text{гн}} \int_0^L \frac{\sin \varphi}{V \Gamma} dz \right) - \frac{I}{4} \left[\left(\int_0^L \frac{\sin \varphi}{V \Gamma} dz \right)^2 + \left(\int_0^L \frac{\cos \varphi}{V \Gamma} dz \right)^2 \right]. \quad (12)$$

Представляя проводимость волновода в виде

$$\Gamma = \Gamma_n f(z),$$

после несложных преобразований для оптимального КПД получаем выражение (9), в котором

$$\psi = \arctg \frac{\int_0^L \frac{\sin \varphi}{f(z)} dz}{\int_0^L \frac{\cos \varphi}{f(z)} dz}.$$

Используя уравнение баланса мощности

$$E_d^2 \Gamma = P_r - IU_S, \quad (13)$$

для амплитуды действующего поля на выходе секции получим

$$E_{\text{дк}} = E_{\text{гк}} \cos(\varphi_{\text{гн}} + \psi). \quad (14)$$

Легко заметить, что условие максимума КПД обращает амплитуду действующего поля на выходе секции в нуль. Этот результат и следовало ожидать, так как условие равенства КПД единице означает полное преобразование мощности питающего генератора в мощность электронного пучка.

Ереванский государственный университет
ИРФЭ АН АрмССР

Поступила 15.X.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. *Saxon*. Proc. Phys. Soc., 67, part 9, N 417B, 705 (1954).
2. Э. Л. Бурштейн, Г. В. Воскресенский. Атомная энергия, 13, 446 (1962).
3. Г. И. Жилейко. Высоковольтные электронные пучки. Изд. Энергия, 1968.
4. О. А. Вальднер, О. А. Власов, А. В. Шальнов. Линейные ускорители, Атомиздат, 1969.
5. B. H. Wül, P. B. Wilson. Nucl. Instr. and M th., 56, № 2, 197 (1967).
6. Ю. М. Волков и др. Труды Междунар. конф. по ускорителям высоких энергий (Ереван, 1969), Изд. АН АрмССР, 1970, т. 1.
7. А. И. Алиханян и др. Труды Междунар. конф. по ускорителям высоких энергий (Ереван, 1969), Изд. АН АрмССР, 1970, т. 2.
8. Е. Р. Алешин, Ю. А. Хлестков, А. В. Шальнов. Сб. Ускорители, вып. 9, 110 (1967).
9. Г. И. Жилейко, Л. М. Мовсисян, В. В. Синдинский. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 150 (1972).
10. Л. М. Мовсисян. ЖТФ, 43, 1784 (1973).

ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ԱԼԻՔԱՏԱՐԻ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ
ԼԻՅՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԹԱՆՉՐՈՒԿԻ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ
ԱԼԻՔԻ ՄԻՋԵՎ ԴԻՆԱՄԻԿ ՍԱՀՔԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Լ. Մ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ, ՅՈՒ. Հ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Կ. Մ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ

Սահմանափակվելով դինամիկ սահքի փուլի փոփոխման դժային օրենքով, ուսումնասիրված է վազող էլեկտրամագնիսական ալիքի և մասնիկների թանձրուկի փոխազդեցության պրոցեսը, երբ ալիքատարի հաղորդականությունը փոփոխվում է էքսպոնենցիալ օրենքով: Գտնված է զրոյի և գնահատված է ալիքատարային հատվածների օպտիմալությունը:

CALCULATION OF NONREGULAR WAVEGUIDE
CHARACTERISTICS TAKING INTO ACCOUNT THE SLIDING
BETWEEN AN ELECTROMAGNETIC WAVE AND A CHARGED
PARTICLES BUNCH

L. M. MOVSISYAN, Yu. H. AVETISYAN, K. M. MOVSISYAN

The interaction of a travelling electromagnetic wave with a charged particles bunch is investigated, with the conductivity of the waveguide changing by an exponential law. The variation of the phase of a dynamic sliding is considered under a linear law restriction. The optimum performance of such a section is estimated and the efficiency is obtained.