

ДЕЙСТВУЮЩЕЕ ПОЛЕ В НЕРЕГУЛЯРНОЙ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЕ ПРИ НАЛИЧИИ ДИНАМИЧЕСКОГО СКОЛЬЖЕНИЯ МЕЖДУ СГУСТКАМИ ЧАСТИЦ И ВОЛНОЙ

Г. И. ЖИЛЕЙКО, А. М. МОВСИСЯН, В. В. СИНДИНСКИЙ

На основе метода суперпозиции определяется действующее поле в ускоряющем волноводе. Выводятся расчетные формулы для амплитуды действующего поля и синхронной энергии. Указанные величины определяются, исходя из тока пучка частиц и фазы динамического скольжения.

При расчетах динамики частиц и параметров ускоряющих систем с бегущей электромагнитной волной необходимо знать действующее в волноводе поле. Для случая малых токов пучка действующее поле определяется только мощностью генератора и параметрами волновода. С увеличением тока пучка начинает сказываться влияние нагрузки тока на действующее поле.

В работах [1—3] рассматривается случай синхронного движения сгустков частиц и волны при расположении центра сгустка в максимуме ускоряющего поля. При этом амплитуда действующего поля записывается в виде

$$E_d = E_g - E_n,$$

где E_g — амплитуда стороннего поля (поля генератора),

E_n — амплитуда поля излучения.

При расположении центра сгустка не в максимуме ускоряющего поля амплитуда действующего поля может быть найдена из уравнения, полученного суперпозицией поля генератора и поля излучения [4—8]:

$$E_s = E_d \sin \varphi_s = E_g \sin \varphi_g - E_n, \quad (1)$$

где E_s — действующее поле в центре сгустка, φ_s — фаза центра сгустка относительно нуля действующего поля, φ_g — фаза центра сгустка относительно нуля стороннего поля.

Фаза φ_s при синхронном движении определяется как

$$\operatorname{tg} \varphi_s = \operatorname{tg} \varphi_g \cdot \left(1 - \frac{E_n}{E_g \sin \varphi_g} \right) \quad (2)$$

и представляет монотонно убывающую функцию [5, 7, 8].

На практике часто требуется, чтобы волноводные ускорители работали с изменяющейся синхронной действующей фазой φ_s . Для получения какого-либо изменения действующей синхронной фазы следует работать при различных скоростях сгустков и фазы волны. Это можно проиллюстрировать с помощью векторной диаграммы (рис. 1) [5]. Например, для случая синхронного движения, когда фаза стороннего поля постоянна, синхронная действующая фаза убывает с увеличением амплитуды поля излучения. В то же время, если взять фазу φ_g пере-

менной и возрастающей (рис. 2), то можно получить синхронную действующую фазу постоянной и даже возрастающей.

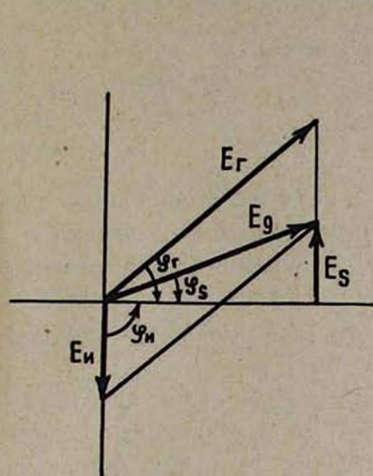


Рис. 1.

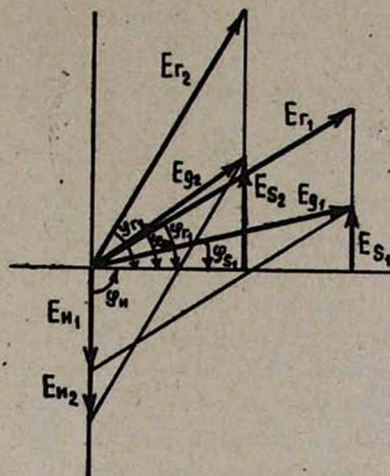


Рис. 2.

Скорость сгустков и фазовая скорость волны связаны уравнением

$$\frac{d\varphi}{dz} = k \left(\frac{1}{\beta_{cr}} - \frac{1}{\beta_{\phi}} \right), \quad (3)$$

где φ — изменение фазы между сторонним полем и центром сгустка или же фаза динамического скольжения.

Фаза стороннего поля определяется как

$$\varphi_r(z) = \varphi_{rn} + \varphi(z), \quad (4)$$

где φ_{rn} — начальная фаза центра сгустка относительно стороннего поля.

Режим работы с $\varphi_r = \text{var}$, т. е. имеет место динамическое скольжение [5] между сгустком и волной, может быть назван случаем не-синхронного движения. Определим изменение действующего поля в этом случае. Если рассмотреть только скольжение сгустка относительно стороннего поля (рис. 2), то уравнение для синхронного действующего поля примет вид

$$E_s = E_r \sin(\varphi_{rn} + \varphi) - E_n. \quad (5)$$

Рассматривая баланс мощности в волноводе [7], используя (5) и для простоты положив, что потери отсутствуют, запишем

$$P_r = P_s + P_d, \quad (6)$$

где $P_s = I \cdot U_s$ — мощность пучка частиц, U_s — синхронная энергия. Подстановкой выражений P_r , E_d , E_r и U_s из работы [7] можно показать, что тождество (6) для $\varphi_r = \text{var}$ не выполняется и, следовательно, уравнение (5) не совсем правильно отражает действительный процесс взаимодействия.

Учитывая, что поле излучения и его фаза относительно центра сгустка зависят от изменения фазы динамического скольжения [9], то уравнение для синхронного действующего поля необходимо записать в виде

$$E_s = E_r \sin(\varphi_{rn} + \varphi) + E_n \sin \varphi_n, \quad (7)$$

где φ_n — фаза центра сгустка относительно нуля поля излучения, равная $-\frac{\pi}{2}$ при $z = 0$.

В работе [9] получено уравнение для поля излучения при несинхронном движении. Фазу φ_n определим из векторной диаграммы на рис. 3, иллюстрирующей уравнение (7). Рассмотрев баланс мощности, проверим достоверность полученных аналитических зависимостей, соответствующих уравнению для синхронного действующего поля (7) с учетом оговоренных ниже приближений.

Поставленную задачу определения действующего поля будем решать методом суперпозиции полей [2, 6] при следующих основных приближениях, принятых в работах [1, 2, 4–9]: рассматривается взаимодействие только основной волны с током группированного пучка частиц, принимается во внимание лишь продольное движение частиц, сгустки аксиально-симметричны, пучок заряженных частиц на входе волновода сгруппирован на сгустки протяженностью меньше половины длины волны в волноводе.

При решении задачи будем производить отсчет фаз от нуля стороннего поля. Причем, если сгусток отстает от нуля поля, будем считать фазу сгустка по отношению к нулю положительной (на векторной диаграмме стрелка направлена в сторону вращения векторов), и, если сгусток опережает нуль поля — отрицательной (на векторной диаграмме стрелка проведена против направления вращения). При отсчете фазы между несколькими полями знак будем определять таким же образом, только задавшись основным полем, относительно которого и будем вести отсчет фаз. В этой работе в качестве основного поля взято стороннее поле (поле генератора).

Стороннее поле определяется высокочастотной мощностью генератора и проводимостью замедляющей структуры Γ [8, 10] ($\Gamma = \frac{1}{2E^2} \int_{(s)} E_r H_0 dS$, S — площадь пространства взаимодействия ус-коряющего волновода, E_r и H_0 — поперечные составляющие поля),

$$E_r = \sqrt{\frac{P_{rn}}{\Gamma}}, \quad (8)$$

где Γ — проводимость волновода, изменяющаяся по z .

С учетом потерь, полагая коэффициент затухания α постоянным, поле генератора записывается так:

$$E_r = \sqrt{\frac{P_{rn}}{\Gamma}} e^{-\alpha z}. \quad (9)$$

Действующее на центр сгустка поле генератора определяется фазой $\varphi_r = \varphi_{rn} + \varphi$,

$$E_{rs} = \sqrt{\frac{P_{rn}}{\Gamma}} e^{-\alpha z} \sin(\varphi_{rn} + \varphi). \quad (10)$$

Выражение для амплитуды поля излучения при несинхронном движении в нерегулярном волноводе с $\Gamma = \text{var}$ выводится методом суперпозиции полей в работе [9] и может быть записано при предположении $\alpha = \text{const}$ в виде

$$E_n = \frac{I e^{-\alpha z}}{2\sqrt{\Gamma}} \sqrt{\left(\int_0^{z_n} \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z} dz\right)^2 + \left(\int_0^{z_n} \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z} dz\right)^2}. \quad (11)$$

Отсюда, как частный случай при $\Gamma = \text{const}$ и $\varphi = 0$, т. е. при движении сгустков частиц со скоростью, равной фазовой скорости волны, получаем выражение для поля излучения, совпадающее с результатами [3, 6].

Однако для определения действующего синхронного поля нам нужны выражения для поля излучения, записанные совместно с фазой, определяющей положение центра сгустка относительно нуля поля излучения [9]:

$$E_n \sin \Phi = \frac{I e^{-\alpha z}}{2\sqrt{\Gamma}} \int_0^{z_n} \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z} dz, \quad (12)$$

$$E_n \cos \Phi = \frac{I e^{-\alpha z}}{\sqrt{\Gamma}} \int_0^{z_n} \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z} dz. \quad (13)$$

Из рис. 3, соответствующего векторной диаграмме для действующего синхронного поля, определяемого уравнением (7), и векторной диаграммы для поля излучения, приведенной в работе [9], видно, что $\varphi_n = -\Phi + \varphi + \frac{\pi}{2}$, и тогда

$$\sin \varphi_n = -\cos \Phi \cos \varphi - \sin \Phi \sin \varphi. \quad (14)$$

Подставляя в (7) уравнения (12), (13) и выражение (14), получим уравнение для действующего синхронного поля

$$E_s = \sqrt{\frac{P_{rn}}{\Gamma}} e^{-\alpha z} \sin(\varphi_{rn} + \varphi) - \frac{I \sin \varphi e^{-\alpha z}}{2\sqrt{\Gamma}} \int_0^{z_n} \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z} dz - \\ - \frac{I \cos \varphi e^{-\alpha z}}{2\sqrt{\Gamma}} \int_0^{z_n} \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z} dz, \quad (15)$$

или, пренебрегая потерями,

$$E_s = \sqrt{\frac{P_{\Gamma H}}{\Gamma}} \sin(\varphi_{\Gamma H} + \varphi) - \frac{I \sin \varphi}{2 \sqrt{\Gamma}} \int_0^{z_H} \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} dz - \frac{I \cos \varphi}{2 \sqrt{\Gamma}} \int_0^{z_H} \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} dz. \quad (16)$$

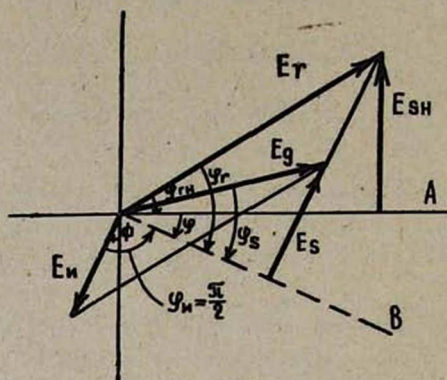


Рис. 3.

После тригонометрических преобразований для амплитуды действующего поля получим

$$E_A^2 = E_r^2 + E_n^2 - 2E_n E_r \sin(\varphi_{\Gamma H} + \varphi).$$

Подставив выражение для E_r из (9) и E_n , найдем уравнение для амплитуды действующего поля

$$E_A^2 = \frac{P_{\Gamma H}}{\Gamma} e^{-2az} + \frac{I^2}{4\Gamma} e^{-2az} \cdot \left[\left(\int_0^{z_H} \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{az} dz \right)^2 + \left(\int_0^{z_H} \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{az} dz \right)^2 \right] - \frac{I \sqrt{P_{\Gamma H}}}{\Gamma} e^{-2az} \int_0^{z_H} \frac{\sin(\varphi_{\Gamma H} + \varphi)}{\sqrt{\Gamma}} e^{az} dz. \quad (17)$$

Пренебрегая потерями, получим

$$E_A^2 = \frac{P_{\Gamma H}}{\Gamma} + \frac{I^2}{4\Gamma} \left[\left(\int_0^{z_H} \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} dz \right)^2 + \left(\int_0^{z_H} \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} dz \right)^2 \right] - \frac{I \sqrt{P_{\Gamma H}}}{\Gamma} \int_0^{z_H} \frac{\sin(\varphi_{\Gamma H} + \varphi)}{\sqrt{\Gamma}} dz. \quad (18)$$

Приобретаемая частицами энергия (синхронная энергия) определяется действующим синхронным полем

$$U_s = \int_0^{z_H} E_s dz. \quad (19)$$

Энергию измеряем в вольтах, т. е. не учитываем заряд электрона. Подстановкой (15) в уравнение (19) получим

$$U_s = \sqrt{P_{\text{гн}}} \int_0^{z_H} \frac{\sin(\varphi_{\text{гн}} + \varphi)}{\sqrt{\Gamma}} e^{-az} dz - \frac{I}{2} \int_0^{z_H} \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{-az} \times \\ \times \left(\int_0^{z_H} \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{az} dz \right) dz - \frac{I}{2} \int_0^{z_H} \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{-az} \left(\int_0^{z_H} \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{az} dz \right) dz. \quad (20)$$

Пренебрегая потерями и учитывая, что

$$\int_0^L f(x) \left[\int_0^x f(x) dx \right] dx = \frac{1}{2} \left[\int_0^L f(x) dx \right]^2,$$

уравнение (20) упрощается,

$$U_s = \sqrt{P_{\text{гн}}} \int_0^{z_H} \frac{\sin(\varphi_{\text{гн}} + \varphi)}{\sqrt{\Gamma}} dz - \frac{I}{4} \left[\left(\int_0^{z_H} \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} dz \right)^2 + \left(\int_0^{z_H} \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} dz \right)^2 \right]. \quad (21)$$

Полученные уравнения (15), (17) и (20) в случае $\varphi = 0$ преобразуются в уже известные для синхронного движения (см. напр. [7]):

$$E_H = \frac{I}{2\sqrt{\Gamma}} e^{-az_H} \int_0^{z_H} \frac{e^{az}}{\sqrt{\Gamma}} dz,$$

$$E_s = \sqrt{\frac{P_{\text{гн}}}{\Gamma}} e^{-az_H} \sin \varphi_{\text{гн}} - \frac{I}{2\sqrt{\Gamma}} e^{-az_H} \int_0^{z_H} \frac{e^{az}}{\sqrt{\Gamma}} dz,$$

$$E_d = e^{-az} \sqrt{\frac{P_{\text{гн}}}{\Gamma} + \frac{I^2}{4\Gamma} \left(\int_0^{z_H} \frac{e^{az}}{\sqrt{\Gamma}} dz \right)^2 - \frac{I\sqrt{P_{\text{гн}}}}{\Gamma} \sin \varphi_{\text{гн}} \int_0^{z_H} \frac{e^{az}}{\sqrt{\Gamma}} dz},$$

$$U_s = \sqrt{P_{\text{гн}}} \sin \varphi_{\text{гн}} \int_0^{z_H} \frac{e^{-az}}{\sqrt{\Gamma}} dz - \frac{I}{2} \int_0^{z_H} \frac{e^{-az}}{\sqrt{\Gamma}} \left(\int_0^{z_H} \frac{e^{az}}{\sqrt{\Gamma}} dz \right) dz.$$

Полученные уравнения (15) и (17) составляют систему уравнений, определяющих связь между величинами E_s , E_d , φ_s , φ и Γ при заданных $P_{\text{гн}}$, I и a .

Важнейшая и основная задача расчета ускоряющего волновода — определение его проводимости как функции расстояния по заданному току пучка I , скольжению фазы φ , равновесной фазе φ_s и энергии U_s , может быть решена с помощью уравнения (15) или (16) для действующего синхронного поля E_s . Пути подобного решения рассмотрены в [8, 10].

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. G. Saxon, Proc. Phys. Soc., V. 67, part 9, № 417 B, 705 (1954).
2. Э. Л. Бурштейн, Г. В. Воскресенский, Атомная энергия, 13, вып. 5, 446 (1962).
3. Э. Л. Бурштейн, Г. В. Воскресенский, Радиотехника и электроника, 7, № 12, 2022 (1962).
4. I. E. Leiss, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS—12, 3, 566 (1965).
5. В. И. Короза, А. В. Шальнов, В. А. Володин, ЖТФ, 37, вып. 7, 1126 (1969).
6. А. И. Лихтенберг, Приборы для научных исследований, 33, № 3, 395 (1962).
7. Г. И. Жилейко, Т. Е. Елеманов, В. В. Синдинский, Атомная энергия, 28, вып. 6—(1970).
8. Г. И. Жилейко, Высоковольтные электронные пучки, Энергия, 1968.
9. Г. И. Жилейко, В. В. Синдинский, ЖТФ, 15, вып. 5, 900 (1970).
10. Г. И. Жилейко, Л. М. Мовсисян, В. В. Синдинский, Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 305 (1971).

ՈՉ ՌԵԳՈՒՅԱՐ ԴԱՆԴԱՂԵՑՆՈՂ ՍԻՍՏԵՄՈՒՄ ԳՈՐԾՈՂ ԴԱՇՏԸ
 ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԹԱՆՁՐՈՒԿՆԵՐԻ ԵՎ ԱԼԻՔԻ ՄԻՋԵՎ ԴԻՆԱՄԻԿ ՍԱՀՔԻ
 ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Գ. Ի. ԺԻԼԵՅԿՈ, Լ. Մ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ, Վ. Վ. ՍԻՆԴԻՆՍԿԻ

Վերադրման մեթոդի հիման վրա որոշվում է արագացնող ալիքատարում գործող դաշտը: Գործող դաշտի ամպլիտուդայի, սինգրոն գործող դաշտի և սինգրոն էներգիայի համար ստացվում են հաշվարկային բանաձևեր: Նշված մեծությունները որոշում են ելնելով մասնիկների փնջի հոսանքից և դինամիկ սահքի փոփոխությունից:

EFFECTIVE FIELD IN AN IRREGULAR SLOWING DOWN SYSTEM AT DYNAMIC SLIDING BETWEEN PARTICLE BUNCHES AND THE WAVE

G. I. ZHILEIKO, L. M. MOVSIKIAN, V. V. SINDINSKY

Making use of the superposition method the effective field in an accelerating waveguide is determined.

The formulae for calculating field amplitude, synchronous effective field and synchronous energy are derived. These quantities are expressed by the beam current and the phase of dynamic sliding.