

4. Умарходжаев Р. М., Коткин А. Л. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 13, № 5, 1972.
5. Коткин А. Л., Умарходжаев Р. М. «Изв. вузов», радиофизика, № 12, 1971.
6. Теория автоматического регулирования под ред. В. В. Солодовникова. М., «Машиностроение», 1967.
7. Бесекерский В. А. Динамический синтез систем автоматического регулирования. М., «Наука», 1970.

Поступила в редакцию
20.12 1971 г.

НИИЯФ

УДК 621.385.624

Е. И. ВАСИЛЬЕВ, В. И. КАНАВЕЦ, В. М. ЛОПУХИН

ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ И ЭЛЕКТРОННЫЙ к. п. д. ВЫХОДНЫХ УСТРОЙСТВ ПРИБОРОВ С ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

В настоящее время расчеты электронного к.п.д. приборов СВЧ с электронным пучком проводятся по разности кинетических энергий без учета потенциальной энергии. В то же время оценки показывают, что переход кинетической энергии в потенциальную в ряде случаев определяет оптимальные параметры приборов [1] и может уменьшить к.п.д. [2]. Энергообмен с высокочастотным полем в этих работах не рассматривался. Ниже сообщаются результаты исследования такого энергообмена в выходном устройстве с одним высокочастотным зазором. Описан метод расчета к.п.д. в одномерном приближении с учетом потенциальной энергии сгустка. Показано, что при изменении этой энергии к.п.д. резонатора может как уменьшаться, так и увеличиваться.

Закон сохранения энергии для вихревого поля, взаимодействующего с электронным пучком в объеме V , ограниченном замкнутой поверхностью S , записывается в следующем виде:

$$\int_V \vec{j} \vec{E}_B d\tau = -\frac{\partial U}{\partial t} - P_B, \quad (1)$$

где \vec{j} — плотность тока, \vec{E}_B — напряженность вихревого поля, U — его энергия, P_B — мгновенная мощность вихревого поля, теряющаяся в стенках и поступающая в нагрузку.

Общая мощность взаимодействия определяется изменением кинетической энергии [3]

$$\int_V \vec{j} \vec{E} d\tau = \frac{\partial T}{\partial t} + \oint_S \omega_k \vec{v} d\sigma, \quad (2)$$

где ω_k — плотность кинетической энергии, \vec{v} — скорость электронов, T — кинетическая энергия в объеме V , ограниченном поверхностью S ; $\vec{E} = \vec{E}_B + \vec{E}_n$, E_n — напряженность электростатического поля пространственного заряда, E_n вычисляется в предположении кулоновской калибровки потенциалов.

Изменение потенциальной энергии одного электрона дается соотношением

$$\frac{d\omega_{ne}}{dt} = -e\vec{E}_n \vec{v}. \quad (3)$$

После умножения на плотность числа электронов n и преобразований, аналогичных сделанным в (3) при получении (2), левая часть (3) запишется в виде

$$n \frac{d\omega_{ne}}{dt} = \frac{\partial (n\omega_{ne})}{\partial t} + \text{div} (\vec{v} n\omega_{ne}). \quad (4)$$

Используя соотношение $\vec{j} = en\vec{v}$, после интегрирования (4) по объему получим мощность взаимодействия электростатического поля:

$$P_{\text{ен}} = \int_V \vec{j} E_{\text{п}} d\tau = - \frac{\partial W_{\text{п}}}{\partial t} - \oint_S \omega_{\text{п}} \vec{v} d\sigma, \quad (5)$$

где $\omega_{\text{п}} = n\omega_{\text{пе}}$, $\omega_{\text{п}}$ — плотность потенциальной энергии, $W_{\text{п}} = \int_V \omega_{\text{п}} d\tau$. Используя (1), (2)

и (5), получим закон сохранения энергии с разделением вихревой и потенциальной частей поля:

$$\oint \omega_k \vec{v} d\sigma + \oint \omega_{\text{п}} \vec{v} d\sigma + P_{\text{в}} = - \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial U}{\partial t} - \frac{\partial W_{\text{п}}}{\partial t}. \quad (6)$$

Усредним (6) по периоду и перейдем к одномерной дискретной модели пучка. Учитывая, что, согласно (5), средняя разность потоков потенциальной энергии выражается через работу кулоновских сил, получим следующее выражение для выходной мощности полезного сигнала:

$$P_{\text{с}} = -P_{\text{дж}} + \sum_{n=1}^N (W_{kn}^{(1)} - W_{kn}^{(2)}) + A, \quad (7)$$

$$A = \sum_{n=1}^N \int_0^d F_{\text{п}n}(z, t) dz, \quad (8)$$

где $P_{\text{с}} = P_{\text{в}} - P_{\text{дж}}$, $P_{\text{дж}}$ — средние джоулевы потери в рассматриваемом объеме, N — число дискретных сечений на период, $W_{kn}^{(1)}$, $W_{kn}^{(2)}$ — кинетические энергии частиц на входе и выходе области взаимодействия, $F_{\text{п}n}$ — сила, действующая на дискретный заряд $q_n < 0$, $F_{\text{п}n} = qE_{\text{п}n}$. Будем считать, что $P_{\text{дж}} = 0$.

Электронный к. п. д. выходного устройства определяется согласно (7) соотношением

$$\eta_e = \frac{\Delta P + \eta_W}{1 + \kappa_{\text{п}}}, \quad (9)$$

где $\Delta P = -A / \sum_{n=1}^N W_{kn}^{(1)}$, $\kappa_{\text{п}} = P_{\text{п}}^{(1)} / \sum_{n=1}^N W_{kn}^{(1)}$, $P_{\text{п}}^{(1)}$ — поток потенциальной энергии на входе резонатора, η_W — к. п. д. выходного резонатора, определяемый разностью кинетических энергий электронов:

$$\eta_W = 1 - \frac{\sum_{n=1}^N W_{kn}^{(2)}}{\sum_{n=1}^N W_{kn}^{(1)}}. \quad (10)$$

В зависимости от знака изменения потока потенциальной энергии ΔP в области взаимодействия электронный к. п. д. выходного устройства η_e может увеличиваться или уменьшаться.

Соотношение (9) для выходного резонатора клистрона может быть проверено путем численных расчетов на ЭВМ. Величина η_W находится при решении нелинейных уравнений дисковой модели электронного пучка с учетом возможности обратного движения электронов в приближении заданного поля для эквивалентного плоского зазора [4].

Дополним методику [4] расчетом наведенного тока $I_{\text{н}}(t) = \sum_i \frac{q_i v_i}{d}$ (где q_i , v_i — заряд и скорость электронного диска) и электронной проводимости $Y = G + jB$. Действительная часть проводимости имеет вид

$$G = \frac{I_0 T_0}{E_{вн} N d^2 \pi} \int_0^{2\pi} \left(\sum_i v_i(t) \right) \sin(\omega t + \varphi) d(\omega t), \quad (11)$$

где I_0 — постоянная составляющая тока, T_0 — период колебаний, $E_{вн}$, φ — амплитуда напряженности и фаза электрического поля в зазоре $\tilde{E}_{вн} = E_{вн} \sin(\omega t + \varphi)$. К. п. д. прибора выражается через электронную проводимость:

$$\eta_G = - \frac{G}{G_0} \frac{\xi^2}{2}, \quad (12)$$

где G_0 — проводимость луча по постоянному току, ξ — коэффициент использования напряжения в выходном зазоре. К. п. д. η_e и η_G связаны соотношением

$$\eta_G = - \frac{\eta_e}{1 + \kappa_K / (1 + \kappa_{п})}, \quad (13)$$

где $\kappa_k = \Delta W_k / \sum_{n=1}^N W_{kn}^{(1)} \Delta W_k$ — изменение кинетической энергии на участке до выходного резонатора. Учитывая, что κ_K и $\kappa_{п}$ обычно малы, из (13) получим, что $\Delta \eta = \eta_G - \eta_e$ определяется в основном разностью потоков потенциальной энергии через граничные плоскости области взаимодействия.

Работа по перемещению электронных дисков в поле, создаваемое другими зарядами A , может быть вычислена независимо от определения η_W и η_G по (8). В расчетах предполагалось, что электрическое поле электронного диска описывается экспоненциальной кривой с параметром k , характеризующим скорость убывания напряженности с расстоянием. При вычислении $F_{пн}$ учитываются не только электроны, находящиеся внутри зазора, но и электроны, расположенные вне его на расстояниях порядка протяженности действия сил. Расчеты показывают, что в зависимости от характера дви-

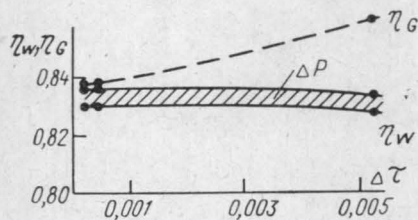


Рис. 1

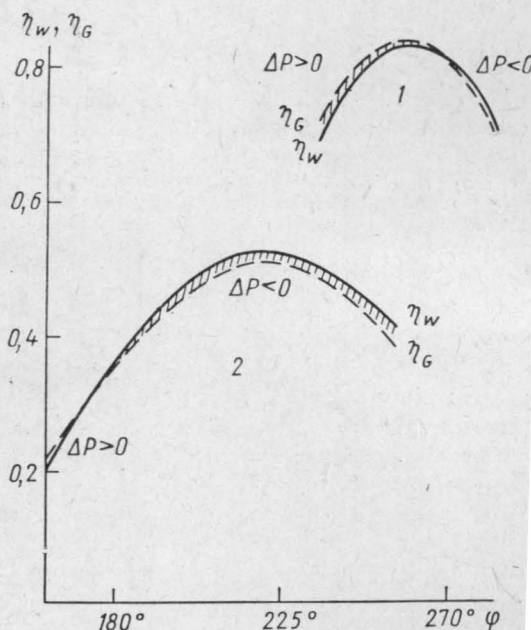


Рис. 2

жения электронов работа кулоновских сил может быть как положительная, так и отрицательная.

Показанные на рис. 1 кривые получены для идеализированного ступка с угловой шириной 45° с постоянной плотностью заряда и без разброса скоростей на входе в зазор ($\kappa_h = 0$), для пучка с микропервеансом $P_\mu = 4$ при различных величинах шага расчета системы уравнений $\Delta \tau = \frac{\Delta t}{T_0}$. Изменение $\Delta \tau$ почти не влияет на величины

η_W и $\Delta P = -A / \sum_{n=1}^N W_{kn}^{(1)}$, но сильно сказывается на η_G . При уменьшении $\Delta \tau$ совпа-

дения η_w и η_e не происходит. Различие между η_w и η_e соответствует изменению потенциальной энергии ΔP по величине и знаку. Знак ΔP определяется вариацией ширины сгустка, происходящей при пролете зазора [4].

На рис. 2 показаны зависимости η_w , η_e и ΔP от фазы влета центра электронного сгустка в высокочастотное поле зазора (изменение ΔP показано штриховкой). Кривые 1 получены для идеализированного сгустка на входе, а кривые 2 для сгустка, сформированного в двухрезонаторном группирователе (расчет проведен для пучка с $P_{\mu}=1$ при шаге расчета $\Delta\tau=0,001$). Некоторое отличие величин $\eta_w+\Delta P$ и η_e определяется замедлением пучка в группирователе ($\kappa_h>0$). Приведенные на рисунках кривые показывают, что при достаточной точности расчета изменение к.п.д. $\Delta\eta$ соответствует разности потоков потенциальной энергии на входе и выходе резонатора. Таким образом, расчет к.п.д. выходных устройств должен проводиться с учетом изменения потенциальной энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бурнейка Е. К., Канавец В. И., Мозговой Ю. Д., Сандалов А. Н. «Электронная техника», электроника СВЧ, № 2, 29, 1971.
2. Nechtel I. R. Trans IEEE, ED-17, No. 11, 999, 1970.
3. Гвоздовер С. Д. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. М., Гостехиздат, 1956.
4. Васильев Е. И., Канавец В. И., Лопухин В. М. «Радиотехника и электроника», 15, 1189, 1970.

Поступила в редакцию
7.2 1972 г.

Кафедра
радиотехники

УДК 538.245

К. П. БЕЛОВ, Е. В. ТАЛАЛАЕВА, Л. А. ЧЕРНИКОВА, Т. В. КУДРЯВЦЕВА,
В. И. ИВАНОВСКИЙ, Г. А. ЯРХО, С. АМАДЕЗИ¹

ИЗУЧЕНИЕ «ПОДРЕШЕТОЧНЫХ» МАГНЕТОКАЛОРИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ЗАМЕЩЕННЫХ ФЕРРИТАХ — ГРАНАТАХ ИТТРИЯ

Для понимания природы намагничивания ферромагнетиков, в том числе и ферритов, важно располагать экспериментальными данными о магнитных свойствах их подрешеток. Как известно, обычные измерения намагниченности и магнитной восприимчивости не дают таких сведений. Чтобы восполнить этот пробел, приходится обращаться к помощи нейтронографии, гамма-резонансной спектроскопии и ядерному магнитному резонансу. Определенные сведения о магнитном состоянии подрешеток ферромагнетиков можно получить с помощью измерения сопутствующих намагничиванию эффектов, таких, как магнетокалорический эффект, магнитострикция, эффект Фарадея, гальваномагнитные эффекты и др.

При изучении температурной зависимости магнетокалорического эффекта в редкоземельных ферритах — гранатах нами было установлено [1, 2, 3], что в отдельных подрешетках, магнитные моменты которых связаны отрицательным обменным взаимодействием, возникают парапроцессы ферромагнитного и антиферромагнитного типов, соответствующие параллельной и антипараллельной ориентации внешнего магнитного поля по отношению к межподрешеточному эффективному обменному полю. Эти различные типы парапроцессов вносят в измеряемый суммарный магнетокалорический эффект ферритов вклады разных знаков. Это позволяет использовать измерения магнетокалорического эффекта для получения сведений о магнитном состоянии отдельных подрешеток. Применение измерений магнетокалорического эффекта оказалось особенно плодотворным при изучении магнитного состояния подрешеток в замещенных ферритах — гранатах.

В нашей работе было проведено исследование магнетокалорического эффекта (ΔT -эффекта) в системе иттриевых ферритов — гранатов с замещением в железной d-подрешетке состава $\{Y_{3-\frac{x}{2}}Na_{\frac{x}{2}}\}Fe_{5-x}Ge_xO_{12}$, где $x=0; 0,5; 1; 1,5; 2$ и $2,5$. Ранее нами исследовался магнетокалорический эффект в ферритах — гранатах тяжелых ред-

¹ Сотрудник инженерного факультета Университета г. Акуила, Италия.