

натора, длины модулятора от изменения радиуса кристалла для $d = 2,5$ см, $a = 0,05$ см, $r_a = 4,8$ см, $r_d = 0,6$ см, $r_p = 5,0$ см.

Как видно, увеличение радиуса кристалла ведет только к ухудшению основных параметров модулятора, за исключением потерь мощности в кристалле, которые в диапазоне изменения $r_{кр}$ остаются практически постоянными. По-видимому, $P_{кр} \approx \text{const}$ связано с увеличением плотности потерь на стенках резонатора и пропорциональным уменьшением объема III-й частичной области (при увеличении $r_{кр}$ в три раза запасенная энергия в модуляторе уменьшилась примерно в шесть раз). Выбор радиуса кристалла (попереч-

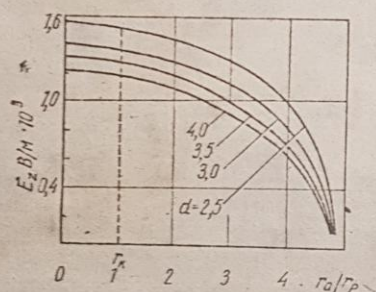


Рис. 2

Таблица 2

n	$r_{кр}$ см	U В	$P_{кр}$ Вт	$Q_{нен}^M$	$Q_{нен}^P$	l см
1	0,4	108,3	0,975	106	4350	8,81
2	0,564	77,0	0,987	55	4250	8,25
3	0,846	51,49	0,992	28	3970	6,98
4	1,12	38,67	0,995	17	3770	6,03

ных размеров) должен определяться требованиями, предъявляемыми к системам (возмож-

ность одновременного пропускания прямого и отраженного лучей) или диаметром луча оптического излучения.

Распределение E_z -составляющей поля вдоль радиуса в частичной области I для различных значений длины кристалла показано на рис. 2. На оси абсцисс отмечены точки, определяющие радиусы кристалла, диска и внешнего проводника. Из рис. 2 можно заключить, что электрическое поле практически равномерно распределено по всей площади поперечного сечения кристалла.

Результаты исследований могут быть использованы при разработке системы с модуляторами на кристаллах DKDP.

Список литературы: 1. Кухтин М. П., Канарик Г. Г. Модулятор на LiNbO_3 . — Радиотехника, 1984, вып. 69, с. 97—103. 2. Мустель Е. П., Парыгин В. Н. Методы модуляции и сканирования света. — М.: Наука, 1970. — 296 с.

Поступила в редколлегию 02.04.84

УДК 621.385

А. Б. ГАЛАТ

РАСЧЕТ ПЛОТНОСТИ ТОКА В НЕОСЕСИММЕТРИЧНЫХ СИСТЕМАХ ФОРМИРОВАНИЯ С УЧЕТОМ ХРОМАТИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИИ

Одна из важнейших характеристик пучка заряженных частиц — распределение плотности тока в его поперечном сечении. Использование электронных и ионных пучков в элионной техноло-

гии изготовления интегральных микросхем для обработки и дозированного нагрева металлов значительно повышает требования к упомянутой характеристике. Большое внимание привлекают пучки с неосесимметричной формой поперечного сечения, обладающие более широкими возможностями по сравнению с осесимметричными. Это говорит об актуальности разработки методов расчета плотности тока в неосесимметричных пучках заряженных частиц. Известны методы расчета распределения плотности тока тонких пучков в параксиальном приближении [1, 2]. Их применение требует аналитического задания траекторий движения частиц, что не всегда возможно. Для преодоления ограничений, связанных с использованием классических методов, применяют метод траекторного анализа [3].

В случае учета хроматической aberrации и моделирования эмиссии используют обычно методику случайных чисел, корректная реализация которой требует больших затрат времени и не всегда удобна [3].

Нами получены рабочие выражения для расчета плотности тока неосесимметричного пучка. Учет хроматической aberrации выполнен на основе дискретного представления функций распределения частиц по энергиям и углам вылета. Это позволяет значительно уменьшить объем вычислений.

Для неосесимметричных систем формирования (СФ) по аналогии с результатами В. В. Цыганенко [2] (осесимметричные СФ), можно записать

$$J_z(x, y, z) = \iint_{S_k} J_k(x_k, y_k) \delta(x - X) \delta(y - Y) dx_k dy_k, \quad (1)$$

где $J_z(x, y, z)$ — плотность тока пучка в точке (x, y, z) ; S_k — рабочая поверхность катода; $J_k(x_k, y_k)$ — плотность тока эмиссии на катоде в точке (x_k, y_k) ; X, Y — компоненты траектории частицы; $\delta(\dots)$ — δ -функция Дирака.

Используя свойства δ -функции, запишем равенство (1) в виде

$$J_z(x, y, z) = \sum_{i=1}^L J_k(x_k^i, y_k^i) \left[\frac{\partial X(x_k^i, y_k^i, z)}{\partial x_k} \frac{\partial Y(x_k^i, y_k^i, z)}{\partial y_k} \right]^{-1}, \quad (2)$$

где x_k^i, y_k^i — координаты начальной точки i -й траектории, проходящей в плоскости z через точку (x, y) ; L — число траекторий, проходящих через точку (x, y) .

Соотношение (2) может непосредственно применяться для расчетов. Аналитические выражения для компонентов траектории $X(x_k, y_k, z)$ и $Y(x_k, y_k, z)$ могут быть получены для ограниченного числа случаев, например для параксиальных траекторий. В случае численного расчета зависимостей $X(x_k, y_k, z)$, $Y(x_k, y_k, z)$ и их производных, погрешность расчета последних зависит от шага $\Delta x_k, \Delta y_k$, с которым изменяются координаты x_k, y_k точек выхода соседних траекторий. С уменьшением шага повышается

точность аппроксимации производных, но увеличивается время счета. Размер шага ограничен снизу погрешностью расчета траекторий на экране. В силу этого расчет траекторий выполняется для точек экрана с шагом $\Delta x_{\max}$, $\Delta y_{\max}$, достаточным для адекватного описания функции J_3 , но для каждой точки считается дополнительная траектория, отстоящая от основной на расстояния $\Delta x_{\min}$, $\Delta y_{\min}$, выбираемые исходя из погрешности расчета траекторий на экране.

Тогда плотность тока

$$J_3(x, y, z) = \sum_{i=1}^L J_k(x_k^i, y_k^i) / \left(\frac{\Delta x_{\min}^i}{\Delta x_{k \min}^i} \frac{\Delta y_{\min}^i}{\Delta y_{k \min}^i} \right), \quad (3)$$

где $\Delta x_{k \min}^i$, $\Delta y_{k \min}^i$ — разность координат точек выхода основной и дополнительной траекторий на катоде.

Преимущество описанной методики перед традиционной (метод трубок тока) в том, что она дает возможность значительно уменьшить время счета либо при тех же затратах увеличить точность.

Хроматическая абберация существенно искажает распределение плотности тока в пучке, поэтому расчет структуры последнего без ее учета является приближенным. Основная причина хроматической абберации — разброс начальных скоростей электронов. Аналитические методы оценки хроматической абберации имеют ограниченные возможности [1], численные — требуют больших затрат времени [3]. Предлагаемый ниже метод позволяет упростить оценку хроматической абберации, сохраняя универсальность численных методов.

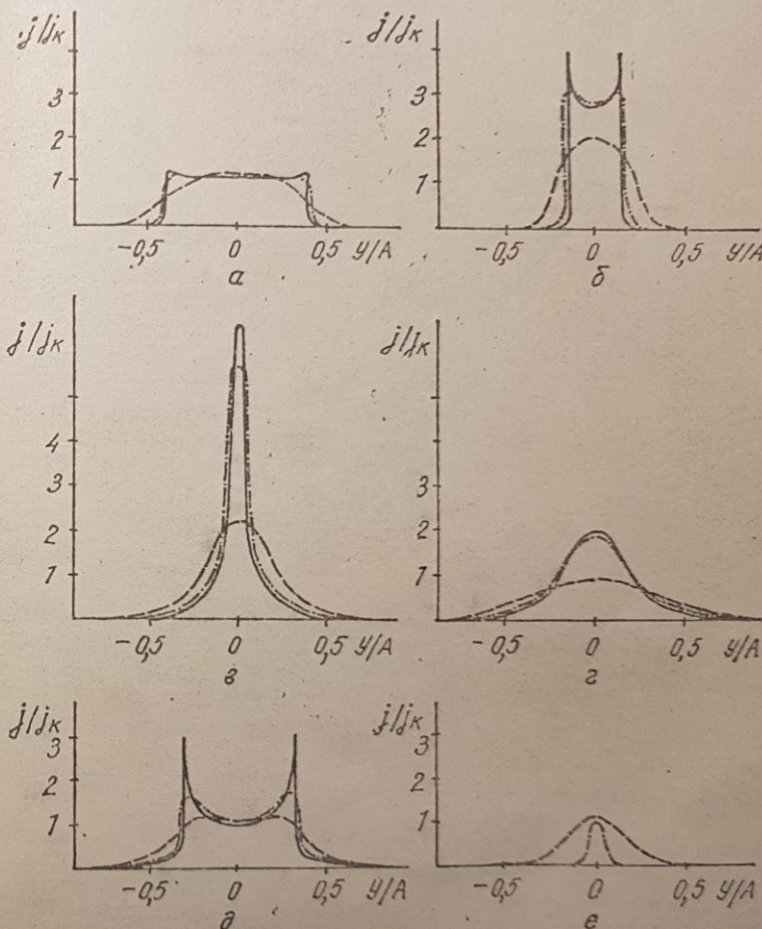
При траекторном анализе системы необходимо для каждой траектории задавать конкретные начальные условия. Физически корректно задать их — значит организовать случайный выбор энергий в диапазоне $0 \dots \infty$ (практически $0 \dots 5 - 10$ кТ) с соответствующим законом распределения плотности вероятности выбора $\frac{\partial N(\epsilon)}{\partial \epsilon}$ и случайный независимый выбор углов вылета θ_x и θ_y с определенными законами распределения $\frac{\partial G}{\partial \theta_x}$ и $\frac{\partial G}{\partial \theta_y}$. При численных расчетах число электронов будет конечным, ограниченным возможностями машины.

Предлагаемый метод заключается в непосредственной аппроксимации выражений $\frac{\partial N(\epsilon)}{\partial \epsilon}$, $\frac{\partial G}{\partial \theta}$ дискретными функциями. Разбиваем диапазон энергий вылета на интервалы $\Delta \epsilon_i$, $i = 1, 2, \dots, M$. В общем случае интервал берется меньше там, где функция изменяется сильнее. Считаем, что все электроны из интервала энергий $\Delta \epsilon_i$ вылетают со средней энергией ϵ_i , соответствующей середине интервала.

Вероятность вылета электрона

$$N^0(\epsilon_i) = \int_{\epsilon_i - \Delta \epsilon_i/2}^{\epsilon_i + \Delta \epsilon_i/2} N'(\epsilon) d\epsilon / \int_0^{\epsilon_{\max}} N'(\epsilon) d\epsilon,$$

где $N'(\epsilon)$ — плотность вероятности энергетического распределения электронов, $N'(\epsilon) = \frac{\partial N}{\partial \epsilon}$; $\epsilon_{\max}$ — максимальная энергия вылета.



Таким образом, непрерывная функция вероятности вылета заменяется дискретной функцией $N_i^0 = N^0(\epsilon_i)$ для дискретной и конечной последовательности ϵ_i .

Аналогично получим дискретные функции вероятности вылета электрона с заданными углами наклона к осям x и y — G_{xi}^0 , G_{yi}^0 .

Если $\frac{\partial G}{\partial \theta} = \cos \theta$, то $G_i^0 = \frac{1}{2} \int_{\theta_i - \Delta \theta_i/2}^{\theta_i + \Delta \theta_i/2} \cos \theta d\theta$. Далее выполняются

расчеты распределения плотности тока для каждой тройки значений $\theta_i, \theta_{xj}, \theta_{yk}$ по формуле (3). Эти величины являются исходными для траекторий. Полученные функции $j_{ijk}(x, y, z)$ используются при расчете результирующей плотности тока

$$j_s(x, y, z) = \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^{M_1} \sum_{k=1}^{M_2} j_{ijk}(x, y, z) N_i^0 G_{xj}^0 G_{yk}^0, \quad (4)$$

где M, M_1, M_2 — число значений соответствующих функций. На рисунке показаны зависимости плотности тока ленточного пучка на экране триодной системы формирования от поперечной координаты для различных управляющих напряжений U_c и двух вариантов ускоряющего напряжения U_a , определяющего вклад хроматической aberrации; распределение плотности тока без учета

(—) и с учетом $\left(\frac{\epsilon_{cp}}{eU_a} \sim 10^{-5}, \frac{\epsilon_{cp}}{eU_a} \sim 10^{-3} \right)$ хроматической aberrации: $a - U_c/U_a = 0,15$; $b - U_c/U_a = 0,12$; $c - U_c/U_a = 0,1$; $d - U_c/U_a = 0,05$; $e - U_c/U_a = -0,05$; A — период размещения сеточных управляющих электронов.

Расчет поля выполнен методом конформных отображений. Даже при большом ускоряющем напряжении или малой средней энергии эмитируемых электронов ϵ_{xp} хроматическая aberrация влияет на тонкую структуру пучка. При записании пучка наблюдается остаточный ток, обусловленный ненулевой начальной энергией электронов (рисунок, позиция a).

Список литературы: 1. Глазер В. Основы электронной оптики. — М.: Гостехтеоретиздат, 1952. — 773 с. 2. Цыганенко В. В. Вопросы расчета и конструирования электронно-оптических систем электронно-лучевых приборов: Дис. ... канд. техн. наук. — Львов, 1974. — 167 с. 3. Рощаль А. С. Моделирование заряженных пучков. — М.: Атомиздат, 1979. — 224 с.

Поступила в редколлегию 11.04.84.

УДК 621.396.677

И. Н. ПРЕСНЯКОВ, канд. техн. наук, О. В. СЫТНИК

АЛГОРИТМ ФОРМАЛИЗАЦИИ ЗАДАЧИ РАЗРЕШЕНИЯ УГЛОВЫХ КООРДИНАТ С ПРИМЕНЕНИЕМ КАЛМАНОВСКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

Фазированные антенные решетки (ФАР) обладают известными преимуществами по сравнению с апертурными антеннами, однако стоимость их еще достаточно высока. Поэтому при разработке ФАР целесообразно максимально использовать их преимущества.

Развитие и удешевление цифровой техники дает возможность

и вторичную обработку радиолокационной информации. Именно в этом плане представляет интерес совмещение метода оптимальной фильтрации Калмана, который традиционно относят к устройствам вторичной обработки, и корреляционных методов обработки сигналов в адаптивных антенных решетках (ААР) с целью повысить разрешающую способность антенн любых геометрических размеров. Известные адаптивные процессоры [1, 2] позволяют получить сверхразрешение источников для решеток, длина которых сравнима с длиной волны принимаемых колебаний ($L < (10...15) \lambda/2$). Для больших решеток ($L \gg 10 \lambda/2$) эффективность сверхразрешения уменьшается, а вычислительные затраты резко возрастают ($\sim n^3$, где n — число элементов решетки). Однако для них можно использовать информацию, заключенную в резком изменении коэффициента передачи антенны по угловым координатам.

Пусть прием ведется с помощью прямоугольной ФАР, содержащей $l \times p$ всенаправленных элементов, расположенных на расстоянии $\lambda/2$ друг от друга. Предположим вначале, что сигналы, излучаемые источниками, представляют собой узкополосные случайные процессы с нулевым средним. В каждом элементе решетки присутствует собственный тепловой шум W с дисперсией σ_w^2 или в более общем случае — с ковариационной матрицей Λ_w . Выход антенны представим в виде суммы сигналов, принятых главным лепестком диаграммы направленности (ДН).

Для удобства использования в разрабатываемом алгоритме информации о неравномерности модуля коэффициента усиления антенны представим $G(\gamma, \theta)$ в азимутальной и угломестной плоскостях в виде дискретных отсчетов (рис. 1). Такая аппроксимация ДН антенны применительно к аналогичной задаче была впервые предложена в работе [3]. Число отсчетов $|G(\gamma, \theta)|$ в соответствующей плоскости можно задать, например, условием $|\Delta_{i \max} G(\Delta \alpha_i)| = |G(\alpha_i) - G(\alpha_j)| \leq \epsilon$, где ϵ — некоторое наперед заданное положительное число, которое выбирается исходя из двух противоречивых требований: точности аппроксимации ДН и объема вычислений $n = \Delta \alpha_{1,n} / \Delta \alpha_{ij}$ (1), где $\Delta \alpha_{1,n}$ — ширина луча ДН антенны на уровне максимума первых боковых лепестков в соответствующей плоскости; $\Delta \alpha_{ij}$ — угловая ширина элементарного участка луча, неравномерность ДН внутри которого не превышает ϵ .

Модуль коэффициента усиления антенны в пределах интервала Δ_i

$$|G_i| = \frac{|G(\alpha_i) - G(\alpha_j)|}{2}. \quad (2)$$

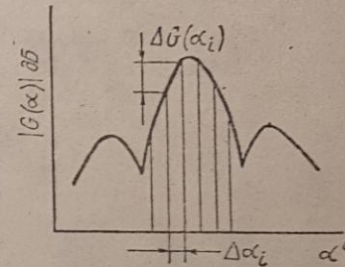


Рис. 1