

УДК 621.385.6

**В. И. Канавец, Н. Ф. Ряполов,
А. Н. Сандалов, В. А. Черепенин**

ИССЛЕДОВАНИЕ ОТКРЫТЫХ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Введение. Дифракционным излучением обычно называется излучение заряженных частиц, равномерно движущихся на некотором расстоянии от дифракционных структур [1]. Практическое применение нашло дифракционное излучение нерелятивистских электронов, пролетающих на удалении менее длины волны от периодической системы. Соответствующие приборы дифракционной электроники являются эффективными источниками волн миллиметрового диапазона [2]. Физический механизм их работы основан на использовании взаимодействия электронов с пространственными гармониками объемной электромагнитной волны, локализованными вблизи периодической структуры. Излучение электронного потока при удалении от структуры быстро падает и невелико при движении заряженных частиц на расстоянии во много длин волн.

Излучение электронов существенно увеличивается при использовании криволинейных потоков. Ускоренное движение частиц сопровождается появлением полей радиации и в отсутствие электродинамических систем. Примером может служить синхротронное излучение релятивистских электронов, направляемых однородным магнитным полем [3]. Поля излучения рассеиваются на телах дифракции и осуществляют обратную связь по полю. Если процесс взаимодействия потока и поля определяется дифрагированным компонентом, а электроны пролетают на большом удалении от тел, то можно говорить об объемном дифракционном излучении криволинейного потока.

Среди различных вариантов объемного дифракционного излучения большой интерес представляет индуцированное синхротронное излучение в открытых волноведущих системах. Взаимодействие криволинейного релятивистского электронного потока с электромагнитным полем в однородной диафрагменной линии может характеризоваться высоким к.п.д. [4].

Для исследования электродинамики открытых систем (без электронных потоков) могут применяться аналитические методы, подробно описанные в монографии [5]. Однако использование этих методов для решения практически важных задач релятивистской электроники затруднительно, так как системы в общем случае неоднородны, а излучение электронов характеризуется нефиксированной структурой полей. Численные способы решения более предпочтительны. Они позволяют рассматривать электродинамические системы со сложной формой граничной поверхности, получать количественную информацию о дифрак-

ции волн [6] и перейти к решению самосогласованных задач нелинейной дифракционной электроники.

Исследование электродинамики неоднородных открытых систем и дифракционного излучения релятивистских криволинейных электронных потоков значительно упрощается, если для описания полей использовать принцип Гюйгенса, как это сделано в работе [4]. Изучение неоднородных волноводов представляет собой самостоятельную задачу, практически не рассматривавшуюся в литературе. Применение таких линий в приборах дифракционной электроники перспективно и может повысить эффективность взаимодействия потока и поля. В связи с этим представляется важным теоретическое исследование свойств нерегулярных структур без потока, сравнение результатов теории и эксперимента, установление границ применимости метода Гюйгенса и уже на основе проделанной работы можно выработать рекомендации по применению рассмотренных систем в релятивистской дифракционной электронике.

Метод совместного решения задач дифракции и электроники. Характерным примером открытого волновода является диафрагменная линия. Рассмотрим полубесконечную последовательность круглых диафрагм, пронизываемых узким аксиально-симметричным поливинтовым релятивистским электронным потоком, фокусируемым продольным магнитным полем H_0 (см. рис. 1). Скорости электронов v_{\perp} в направлении, перпендикулярном магнитному полю, будем считать слабо релятивистскими ($\beta_{\perp} = v_{\perp}/c \ll 1$). В этом случае излучение электронов будет происходить на основной гармонике частоты вращения. Предположим далее, что диафрагмы образованы абсолютно поглощающими экранами, а расстояние между диафрагмами b_q и их радиусы a_q велики по сравнению с длиной волны излучения λ . В рамках этих предположений для описания электродинамической системы пригодна скалярная формулировка принципа Гюйгенса.

Для представления электронного потока воспользуемся методом крупных частиц. Невозмущенный поток в сечении первой диафрагмы будем считать состоящим из ларморовских колец, ведущие центры которых имеют одинаковый радиус r_0 . В свою очередь, каждое кольцо заменяется совокупностью крупных частиц [7]. Электромагнитное поле между диафрагмами будем описывать скалярной функцией R — безразмерной амплитудой электрического компонента вихревого поля циркулярно-поляризованной волны.

Поле R_{q+1} на $(q+1)$ -й диафрагме определяется дифрагированным полем R_q и излучением электронов. Предположим, что электромагнитное поле мало меняется на участке $\Delta z_q = b_q$. Соответствующее выражение для R_{q+1} получим, учитывая аксиальную симметрию задачи и условие резонанса $\omega(1 - \beta_{\parallel}) \approx \omega_n$, где ω — частота излучения, $\omega_n = \omega_0/\gamma$ — частота вращения электронов, $\omega_0 = eH_0/mc$, $\beta_{\parallel} = v_{\parallel}/c$, v_{\parallel} — продольная составляющая скорости. Предположим также, что $a_q^2/b_q \lambda \ll (b_q/a_q)^2$, при этом принцип Гюйгенса соответствует методу параболического уравнения в теории дифракции [5]. После преобразования выражений для поля излучения получим

$$R_{q+1}(r_2) = \frac{ike^{ikb_q}}{b_q} \int_0^{a_q} R_q(r_1) e^{-ik \frac{r_1^2 + r_2^2}{2b_q}} J_0 \left(k \frac{r_1 r_2}{b_q} \right) r_1 dr_1 -$$

$$-x e^{ik \left(b_q + \frac{r_0^2 + r_2^2}{2b_q} \right)} J_0 \left(k \frac{r_0 r_2}{b_q} \right) \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\beta_{\perp}^q}{\beta_{\parallel}^q} e^{i\varphi_q} d\varphi_0, \quad (1)$$

где $k = \omega/c$; r_1, r_2 — текущие координаты на диафрагмах q -й и $(q+1)$ -й; $\beta_{\perp}^q = v_{\perp}^q/c$, $\beta_{\parallel}^q = v_{\parallel}^q/c$, φ_q — нормированные продольная, поперечная скорости и медленно меняющаяся фаза крупной частицы на q -й диафрагме (начальная фаза φ_0); $x = eI_0 \gamma^2 mc^3 / J_0$ — ток пучка, $\gamma = (1 - \beta_{\perp}^2 - \beta_{\parallel}^2)^{-1/2}$.

Уравнения движения для электронов получаются с помощью метода усреднения [7]. При использовании квазиоптического приближения движением ведущих центров можно пренебречь и считать электромагнитное поле близким к плоской волне, фазовая скорость которой в среднем больше скорости света. Соответствующая постоянная распространения будет определяться набегом фазы поля на каждой диафрагме. Уравнения движения на участке между $(q-1)$ -й и q -й диафрагмами имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{d\beta_{\parallel}}{dkz} &= - \frac{|R_{q-1}| \beta_{\perp} (1 - \beta_{\parallel})}{\beta_{\parallel} \gamma} \sin(\varphi - \varphi_{q-1}), \\ \frac{d\beta_{\perp}}{dkz} &= - \frac{|R_{q-1}| [1 - \beta_{\parallel} - \beta_{\perp}^2]}{\beta_{\parallel} \gamma} \sin(\varphi - \varphi_{q-1}), \\ \frac{d\varphi}{dkz} &= \frac{k(\beta_{\parallel} - 1) + \omega_H/c}{k\beta_{\parallel}} - \frac{|R_{q-1}| (1 - \beta_{\parallel})}{\beta_{\parallel} \beta_{\perp} \gamma} \cos(\varphi - \varphi_{q-1}), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\varphi_{q-1} = \arg R_{q-1}$. При решении системы (2) между диафрагмами будем считать $|R_{q-1}| = \text{const}$, $\varphi_{q-1} = \text{const}$.

Последовательное применение соотношений (1) эквивалентно итерационной схеме решения неоднородного линейного интегрального уравнения. Таким способом численно решалась однородная задача в работе [8]; одним из преимуществ подобного метода решения является возможность исследования процесса установления моды. Уравнения (1) и (2) описывают процесс дифракционного излучения поливинтового потока в данной системе.

Реальные системы обладают малыми потерями в металлических стенках диафрагм и имеют конечные величины внешнего радиуса экрана и толщины стенки h . Для проверки справедливости методики расчета реальных систем были поставлены специальные эксперименты.

Экспериментальная установка. Экспериментальные исследования электродинамики открытой диафрагменной линии проводились в восьмимиллиметровом диапазоне волн. Исследовались амплитудные и фазовые характеристики полей в линии, выполненной в качестве однородного и неоднородного волновода (рис. 1).

Функциональная схема установки приведена на рис. 1, а. Исследуемая линия передачи собиралась на оптической скамье. Диафрагмы представляли собой тонкие проводящие экраны (внешний радиус 100 мм) с круглыми отверстиями. Модулированный по амплитуде СВЧ-сигнал через направленный ответвитель и развязывающий калиброванный аттенюатор с выхода генератора поступал на систему воз-

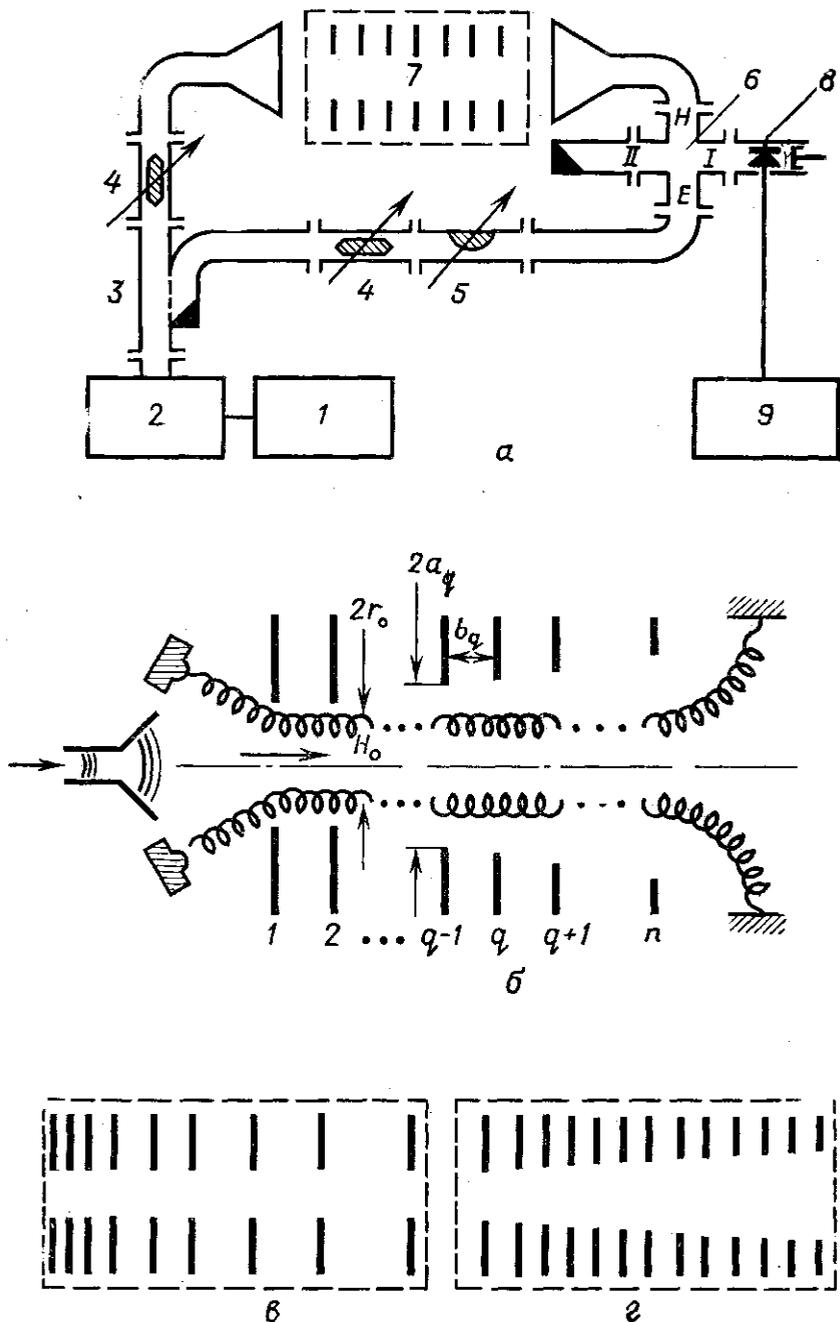


Рис. 1. Функциональная схема установки (а): 1— блок питания, 2— источник СВЧ, 3— направленный ответвитель, 4— аттенуатор, 5— фазовращатель, 6— двойной волноводный тройник, 7— исследуемая линия, 8— детекторная головка и 9— индикатор и схемы исследуемых систем (б, в, г)

буждения диафрагменной линии. В качестве системы возбуждения использовалась прямоугольная рупорная антенна с поверхностью раскрытия 15 см^2 . Расстояние от возбуждающего рупора до первой диафрагмы выбиралось не менее 50 см. В этом случае фронт падающей волны в плоскости первой диафрагмы приближается к плоскому. Приемной антенной во всех случаях измерения служил сузающий волновод прямоугольного сечения с открытым концом. Экспериментально проверено, что поляризация после прохождения СВЧ-сигнала через диафрагменную линию оставалась линейной. В качестве индикаторного устройства использовался кристаллический детектор с выходом на стрелочный прибор и осциллограф. Для подачи опорного сигнала от того же источника в балансную схему (Е-плечо двойного Т-моста) использовался направленный ответвитель. В Н-плечо тройника поступала энергия сигнала, проходящего через диафрагменную линию. Опорный и проходящий через линию сигналы сравнивались в двойном волноводном тройнике, в одном из боковых плеч которого размещалась детекторная головка. Волна, возбуждаемая в плече II, поступала в согласованную нагрузку. При условии, что частотный диапазон работы таков, при котором в системе не могут возбуждаться волны другого типа, кроме H_{10} , плечи Е и Н оказываются «развязанными».

Настройка фазовращателя сопровождается изменением показаний индикаторного прибора. С помощью аттенюатора и фазовращателя можно подобрать амплитуды и фазы сравниваемых сигналов таким образом, что плечо I не будет возбуждаться (минимум показаний индикатора). Используя это свойство волноводного двойного тройника, с помощью измерительного устройства можно легко регистрировать даже небольшие изменения фазы принимаемого сигнала. На выбранной частоте при фиксированном расстоянии между передающей и приемной антеннами с помощью фазовращателя добиваемся минимального показания прибора. Изменение протяженности линии на одну или несколько диафрагм вызывает изменение фазы волны, поступающей в Н-плечо Т-моста, балансировка нарушается, и показание индикатора будет другим. Разбаланс Т-моста снимается подстройкой фазовращателя, т. е. изменением фазы опорного сигнала. Отсчет по шкале фазовращателя непосредственно дает значение набега фазы. Для повышения точности отсчета, как обычно, используется метод вилки. При необходимости процесс настройки фазовращателя может быть автоматизирован и для отсчета применен осциллограф и т. п.

Погрешность измерения дополнительного фазового набега определяется стабильностью $\Delta\lambda/\lambda$ источника СВЧ мощности и ошибкой, вносимой погрешностью фазовращателя. Полученные результаты измерения и сопоставление их с теоретическими показывают, что погрешность не превышает 10%. Обычно при достаточном увеличении числа диафрагм минимальное показание прибора не доходит до нуля, так как уровень мощности, поступающей в Н-плечо двойного тройника, вследствие дифракционных потерь будет ниже уровня мощности, поступающей в Е-плечо. Как показывает эксперимент, можно получить устойчивую работу системы, слабо зависящую от колебаний амплитуды измеряемого сигнала в довольно широких пределах. Такая методика измерений позволяет относительно простыми средствами при использовании стандартной аппаратуры весьма точно измерить фазовый набег на одну ячейку системы.

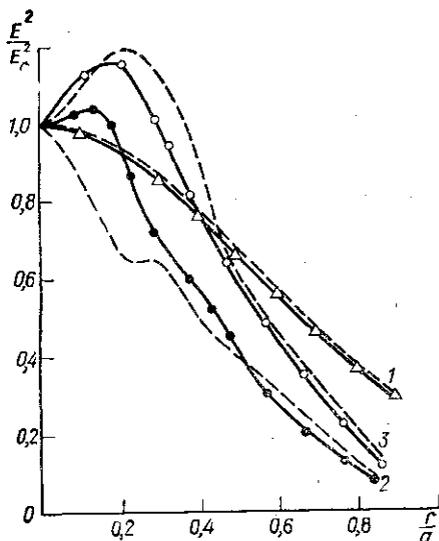
Измерение распределения относительной амплитуды поля и дифракционных потерь в линии проводилось способом, аналогичным описанному в работе [9]. Результаты измерения амплитудных и фазовых характеристик полей представлены в виде графиков, на которых точки получены в результате обработки не менее 10 измерений.

Экспериментальные результаты и сравнение их с результатами теории. Теоретические кривые вычислялись по вышеописанной методике при $\kappa=0$.

Распределения поля по радиусу на 15-й диафрагме приведены на рис. 2. Кривая 1 относится к диафрагмам с меньшим диаметром отверстия ($2a=5\lambda$). Для них более строго выполняется условие квазиоптического приближения, и в этом случае наблюдается хорошее совпадение результатов измерения с расчетной кривой (пунктирная линия), вычисленной для соответствующих параметров системы. В этом случае волна устанавливается очень быстро.

Для линии, состоящей из диафрагм с диаметром отверстия $2a=10\lambda$ (кривые 2, 3), в плоскости 15-й диафрагмы основная волна еще не установилась, поэтому вблизи оси системы экспериментальные и теоретические кривые несколько различаются. При удалении от оси кривые сближаются, и наблюдается соответствие теоретических и экспериментальных зависимостей. При $r/a \geq 0,5$ имеется совпадение даже

Рис. 2. Распределение квадрата нормированной амплитуды напряженности электрического поля E^2/E_0^2 по нормированному радиусу r/a : 1 — $b=15\lambda$ и $2a=5\lambda$, $N=0,42$, $h=2$ мм; 2 — $b=5\lambda$ и $2a=10\lambda$, $N=5$, $h=1$ мм; 3 — $b=15\lambda$ и $2a=10\lambda$, $N=1,67$, $h=1$ мм



для соотношений между параметрами, при которых не выполняется условие квазиоптического приближения (кривые 2, рис. 2).

На рис. 3, а даны результаты измерения фазового набега на период однородной системы для двух структур с различными апертурами ($2a=5\lambda$ и $2a=10\lambda$) и различными расстояниями между элементами ($b=5\lambda$ и $b=15\lambda$). На этих же рисунках нанесены соответствующие теоретические (пунктирные) кривые. Зависимости фазового набега на ячейку линии от номера диафрагмы для нескольких нерегулярных систем представлены на рис. 3, б.

Кривая 1 рис. 3, б, относится к волноводу из диафрагм с постоянным диаметром отверстия $2a=5\lambda$ (рис. 1, в). Расстояния между второй и последующими диафрагмами увеличивались на величину, равную $1,25\lambda$. Начальное расстояние между первой и второй диафрагмами — $3,75\lambda$. Кривая 2 соответствует линии, в которой расстояние между диафрагмами уменьшалось. Начальное расстояние между первой и второй диафрагмами — $16,25\lambda$. В таких неоднородных системах, состоящих из 12 диафрагм, числа Френеля $N=a^2/b\lambda$ изменялись от 0,39 до 1,65.

Зависимости 3 и 4 даны для линий, состоящих из 20 диафрагм ($b=7,5\lambda$), в которых соответственно увеличивался или уменьшался диаметр отверстий соседних элементов на величину, равную $0,25\lambda$. Апертуры линий в этих двух случаях представляют собой расширяющийся (3) и сужающийся (4) конусы (см. рис. 1, 2). На двадцати диафрагмах диаметр отверстия изменялся от $2a=5\lambda$ до $2a=10\lambda$. Числа Френеля соответственно изменялись от 0,83 до 2,8. Теоретическая кри-

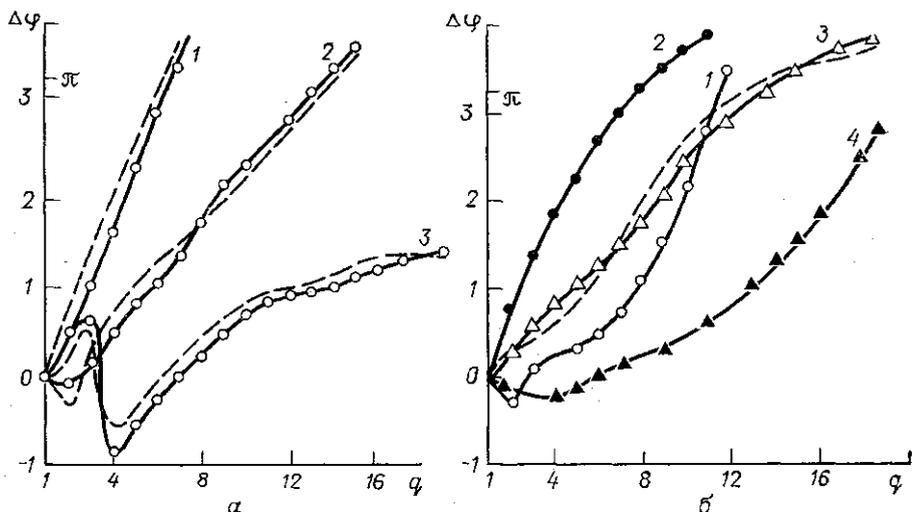


Рис. 3. Зависимость фазового набега от номера диафрагмы в однородных (а) и неоднородных (б) линиях: а: 1— $b=15$ и $2a=5\lambda$, $N=0,42$; 2— $b=15$ и $2a=10\lambda$, $N=1,67$; и 3— $b=5$ и $2a=10\lambda$, $N=5$; б: 1— b увеличивается от 3,75 до 16, 25λ и 2— b уменьшается от 16,25 до 3,75 ($2a=5\lambda$); 3— $2a$ увеличивается от 5 до 10λ и 4— $2a$ уменьшается от 10 до 5λ , $b=7,5\lambda$

вая (пунктирная линия) рассчитана для системы с увеличивающимся диаметром отверстий, ход ее близок к ходу экспериментальной зависимости.

Экспериментально исследованные линии характеризуются относительно небольшими величинами дифракционного параметра. Такие линии обладают заметными дифракционными потерями (порядка 1 дБ на диафрагму). Потери обусловлены излучением в окружающее пространство. Поскольку диафрагменная линия состоит из отверстий в металлических экранах, то волна, падающая на металлические стенки, излучается наружу после многократных отражений. Излучение с боковой поверхности в принципе можно собрать и направить в нагрузку. Для выяснения такой возможности исследовались угловые характеристики излучения.

Измерения показывают, что боковое излучение направлено под углом к оси. Для линии с параметрами $2a=5\lambda$, $b=8\lambda$ ($N=0,78$), угол θ с осью системы составляет $22-25^\circ$. На рис. 4 показано полученное для этой линии распределение относительной мощности бокового внешнего излучения по радиусу в плоскостях первой и десятой диафрагм. Мощность, излучаемая снаружи линии «назад» $P'_-(r)$, нормирована на

величину максимальной мощности прямой волны в центре 10-й диафрагмы. Она измерялась в плоскости 1-й диафрагмы. Мощность бокового излучения «вперед» P'_+ (r), нормированная на ту же величину, измерялась в плоскости 10-й диафрагмы. На этом же рисунке дано относительное распределение мощности $P_+(r)$ волны, прошедшей через 10-ю диафрагму внутри линии.

Графическое вычисление интегральной мощности (при условии, что распределение поля симметрично и не зависит от азимутальной координаты) дает следующие приближенные результаты: суммарная мощность в плоскости апертуры 10-й диафрагмы достигает примерно 20% от общей мощности, поступающей в линию; суммарная мощность излучения через боковую поверхность вперед составляет 35%; общая мощность излучения через боковую поверхность назад достигает примерно 25%. Оставшаяся часть (20%) излучается наружу под углами к оси системы, превышающими 25° .

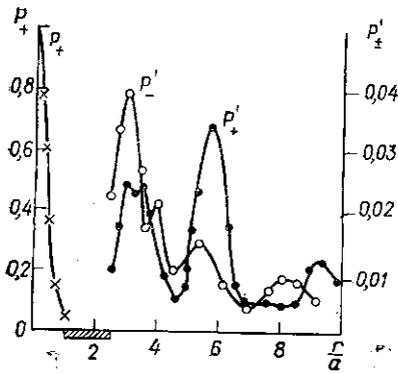


Рис. 4. Зависимость прошедшей и рассеянной относительных мощностей от нормированного радиуса r/a (заштрихована область, занятая экраном); P_+ — мощность, прошедшая через 10-ю диафрагму внутри линии; P_+ — мощность бокового излучения вперед, P'_- — мощность бокового излучения назад

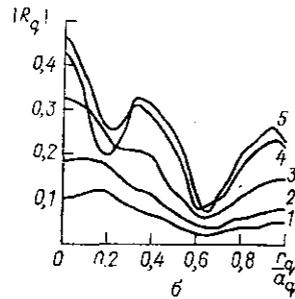
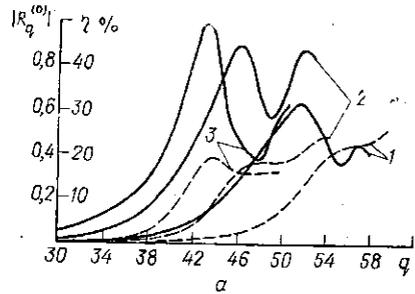


Рис. 5. Зависимость амплитуды поля $|R_q|$ и к.п.д. η от номера диафрагмы q при различных значениях κ (а) и поперечное распределение амплитуды поля при $\kappa=0,1$ для различных апертур q (б). Начальная энергия электронов $V_0=4$ МэВ, $\beta_{\perp 0}/\beta_{\parallel 0} = 0,34$, $\omega_0/\omega = 0,3$; а: 1 — $\kappa=0,07$; 2 — $\kappa=0,1$; 3 — $\kappa=0,13$, $r_q=0$ и б: $\kappa = 0,1$; 1 — $q=40$, 2 — $q=42$, 3 — $q=44$, 4 — $q=66$ и 5 — $q=77$

При включении электронного потока можно ожидать преимущественного увеличения бокового излучения под малыми углами. Расположением специальных отражателей такое излучение можно собрать и направить в нагрузку или в линию с электронным потоком для осуществления обратной связи при использовании системы в качестве генератора высокочастотных колебаний.

Сравнение экспериментально снятых амплитудно-фазовых характеристик с теоретическими кривыми (рис. 2, 3), полученными при численном решении нелинейного интегрального уравнения для холодных систем с различными параметрами, показало хорошее соответствие. Такое совпадение подтверждает правильность выбранного способа решения электродинамических задач для релятивистской дифракционной электроники. Для дальнейшего изучения открытых линий с электронными потоками целесообразно выбирать такие структуры, в которых при определенном соотношении параметров наблюдается наилучшее совпадение зависимостей в холодном режиме.

Дифракционное излучение релятивистского поливинтового потока в диафрагменной линии. В качестве примера использования исследованных систем рассмотрим излучение поливинтового потока в неоднородной линии. Начальное значение $|R_1| = 10^{-4}$ и распределение поля на диафрагме равномерно.

На рис. 5, а представлены полученные численно зависимости амплитуды поля на оси системы $|R_q(0)|$ от номера диафрагмы q при различных значениях параметра κ , которые пропорциональны току пучка. Неоднородная система имела вид расширяющегося конуса (рис. 1, в). Диаметр апертур увеличивался на величину, равную $0,125\lambda$, между второй и последующими диафрагмами. В таком волноводе возможно значительное усиление падающей волны (60—70 дБ). Пунктирной линией показаны соответствующие зависимости электронного к.п.д. $\eta\%$, который в данном случае имеет смысл относительных потерь энергии электронов.

На рис. 5, б показано изменение распределения поля по радиусу апертуры (для варианта, соответствующего кривым 2, рис. 5, а) от номера диафрагмы q . Видно, что распределение поля на диафрагмах для данных вариантов существенно многомодовое и определяется в основном электронным потоком.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Болотовский Б. М., Воскресенский Г. В. «Успехи физических наук», 1966, 88, 2, 209.
2. Шестопапов В. П. Дифракционная электроника. Харьков, 1976.
3. Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон, М., 1974.
4. Канавец В. И., Сандапов А. Н., Черепенин В. А. «Письма в ЖТФ», 1977, 3, 13, 607.
5. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы, М., 1966.
6. Вычислительные методы в электродинамике. Под ред. Р. Митры, М., 1976.
7. Канавец В. И., Черепенин В. А. ЖТФ, 1975, 45, 2281.
8. Fox A. G., Li T. „Bell Syst. Techn. J.“, 1961, 40, N 2, 453—488.
9. Вершинина Л. И., Лагунов А. А., Шевченко В. В. «Радиотехника и электроника», 1968, 13, 2, 346.