

## О КОЛЕБАНИЯХ ЗАМКНУТОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В СКРЕЩЕННЫХ ПОЛЯХ

ГРИЦУНОВ А.В.

При помощи вычислительного эксперимента изучаются колебания замкнутого в азимутальном направлении электронного потока вблизи распределенной эмиттирующей поверхности в скрещенных полях. Они являются основными причинами шумов в статическом и динамическом режимах СВЧ-приборов М-типа. В статическом режиме выделяются: собственные тангенциальные колебания электронного облака; вторично-эмиссионная группировка втулки; солитоны в электронном потоке. В динамическом режиме это транзитные и устойчивые конвективные облака в электронных спицах. Исследуется влияние указанных неустойчивостей на спектр колебаний электронного потока в приборах со скрещенными полями.

### 1. Введение

Актуальной проблемой современной радиофизики и физической электроники является обеспечение электромагнитной совместимости (ЭМС) радиоэлектронных систем. Это связано с развитием радиолокационной техники, СВЧ-энергетики, средств телекоммуникаций (в том числе мобильных), увеличением скорости передачи данных в них и переходом на цифровые стандарты обмена информацией. Ввиду значительности энергетического потенциала радиолокационных и технологических СВЧ-установок важной задачей является уменьшение уровня шумовых и побочных колебаний активных элементов, среди которых значительную часть составляют приборы М-типа.

Исследование причин, вызывающих ухудшение спектра выходного сигнала магнетронных приборов, является тематикой многочисленных публикаций (обзор литературы по данной теме имеется, например, в работе [1]). Несмотря на это, некоторые «элементарные» и в то же время фундаментальные вопросы, например, особенности поведения магнетронного диода в закритическом режиме (в частности, механизм возникновения анодного тока в данных условиях) оставались необъясненными до середины 1960-х годов. Затем они были частично истолкованы в ходе численных экспериментов, однако большинство данных явлений по-прежнему не находило адекватного объяснения. Причина заключалась в несоответствии первых моделей частиц физическим процессам, происходящим в магнетронных диодах.

При анализе только рабочего вида колебаний замедляющей системы (ЗС) прибора М-типа можно предположить, что электронный поток имеет продольную или азимутальную периодичность (квазипериодичность), совпадающую с соответствующим периодом синхронной пространственной гармоника ВЧ-поля ЗС. Напротив, при исследовании

шумов и побочных колебаний азимутальный период замкнутого электронного облака должен браться равным  $2\pi$ . Поэтому модели, основанные на самосогласованном учете процессов взаимодействия в пределах одной длины волны ЗС, как стационарные, так и нестационарные, не в состоянии адекватно прогнозировать поведение потока при наличии нескольких видов колебаний.

Ситуация изменилась лишь в начале 1980-х годов, когда были разработаны первые программы для полноформатного нестационарного моделирования процессов в скрещенных полях методом частиц [2–4]. Появилась возможность корректно моделировать динамику развития разнообразных колебаний электронного облака в магнетронных приборах с распределенным катодом и выяснить механизмы их возникновения. В результате на сегодняшний день установлено и классифицировано три вида неустойчивостей втулки, а также два вида неустойчивостей спиц [5, 6].

Целью данного исследования является комплексное изучение колебательных явлений в электронном облаке в скрещенных полях методом вычислительного эксперимента с использованием спектрального подхода [7], включающее анализ формы облака, спектров колебаний и физическую интерпретацию результатов.

Основные задачи исследования:

- теоретическое изучение динамических явлений в замкнутом электронном потоке в скрещенных полях при отсутствии соленоидального электромагнитного поля ЗС (статический режим) для выявления причин, вызывающих повышенный уровень шумов и побочных колебаний в этом режиме;
- анализ колебательных процессов при взаимодействии замкнутого электронного потока в скрещенных полях с соленоидальным электромагнитным полем ЗС (динамический режим) для выяснения влияния турбулентностей объемного заряда на спектр выходного сигнала.

### 2. Статический режим электронного облака

Статический режим приборов М-типа на протяжении восьми десятилетий привлекает внимание как физиков, так и специалистов в области электроники, теоретиков и экспериментаторов. Одна из причин такого интереса заключается в том, что за внешней простотой конструкции магнетронного диода кроется исключительная сложность и многообразие явлений, которые могут в нем протекать. Другая причина состоит в важности результатов исследований для практики, поскольку большие принципиально достижимые значения первеанса заряженных пучков в скрещенных полях обуславливают широкое применение магнетронных систем не только в электронике СВЧ, но и в ускорительной технике (магнетронные инжекторы), технологических процессах (магнетронные распылительные системы) и т.п. Более того, магнетрон или амплитрон, в котором по какой-либо причине не

произошло возбуждение колебаний (имел место пропуск импульса), с точки зрения физических процессов в электронном потоке практически не отличается от магнетронного диода. Хотя образующиеся вследствие самогруппировки сгустки электронного потока обычно не синхронны с наводящей ими волной в ЗС, неоднородная в азимутальном направлении втулка может являться мощным генератором шумов.

Многочисленные экспериментальные работы 1950-1970-х годов по исследованию шумов в магнетронах выявили основные закономерности явлений, имеющих место в статической втулке объемного заряда в скрещенных полях:

– магнетронный диод в закритическом режиме обычно находится в колебательном состоянии. Спектр этих колебаний имеет более или менее четко выраженные пики (максимумы) на дискретных частотах  $\omega_h$ . Данные частоты достаточно хорошо описываются формулой Хартри-Банемана [8]:

$$\omega_h = \frac{|\eta| B_{\text{ext}} h}{2} \left( 1 - \frac{r_1^2}{r_2^2} \right) - \sqrt{\left[ \frac{|\eta| B_{\text{ext}} h}{2} \left( 1 - \frac{r_1^2}{r_2^2} \right) \right]^2 - \frac{2|\eta| \mathcal{E}_a h^2}{r_2^2}}, \quad (1)$$

где  $h$  – номер пика;  $\eta$  – отношение заряда электрона к его массе;  $r_1$  – радиус катода;  $r_2$  – радиус анода;  $B_{\text{ext}}$  – индукция внешнего магнитного поля;  $\mathcal{E}_a$  – анодное напряжение;

– во многих случаях частоты пиков кратны некоторой основной частоте  $\omega_1$ , т.е.  $h$  является целым положительным числом. Однако иногда это правило не выполняется, т.е. частоты спектральных максимумов выражаются нецелыми числами  $h$ . Наибольшая амплитуда пиков обычно имеет место при  $h=35$ ;

– вольтамперная характеристика (ВАХ) магнетронного диода в закритическом режиме также часто (но не всегда) имеет немонотонный характер, т.е. наблюдается ряд пиков анодного тока при увеличении анодного напряжения. Пикам анодного тока обычно соответствуют максимумы высокочастотных шумов;

– в ряде случаев изменение температуры катода существенно влияет на процессы в облаке объемного заряда. Иногда наблюдаются два резко отличающихся колебательных состояния. При малой температуре типично состояние почти монохроматических колебаний с узкими спектральными пиками. С увеличением температуры мощность высокочастотного сигнала на выходе зонда скачкообразно уменьшается примерно на порядок, и происходит переход к шумовому режиму диода с широким спектром колебаний;

– в электронном облаке имеется значительное число электронов с энергией, существенно превышающей их начальную энергию в момент эмиссии из катода;

– в режиме больших внешних магнитных полей и анодных напряжений в магнетронном диоде наблюдается резкое увеличение эмиссии из катода, вероятно, вследствие возрастания вторичной эмиссии;

– при переходе от статического к динамическому режиму мощность обратной бомбардировки катода падает в несколько раз;

– в магнетронном диоде значительная часть объемного заряда вращается на радиусах, превышающих радиус границы бриллюэновской втулки. Эта часть образует неоднородный в азимутальном направлении электронный поток, наподобие спиц, имеющих место в динамическом режиме приборов М-типа.

В более поздних экспериментальных работах (см., например, [9]) изучены спектральные характеристики шумов в магнетронном диоде. На спектрограмме прослеживается множество (не менее десяти) четко выраженных гармоник некоторой основной частоты, равной примерно 90 МГц. Наибольшую амплитуду имеет вторая гармоника, однако остальные гармоники меньше ее лишь на 1520 дБ. Отмечено, что при уменьшении температуры катода уровень шумов снижается, т.е. шумы возникают главным образом при ограничении тока катода объемным зарядом.

Описанные результаты предоставляют широкую экспериментальную базу для теоретических обобщений и численного моделирования. В частности, из них становится понятным, что объяснить все многообразие наблюдающихся шумовых и колебательных явлений в рамках какого-либо одного вида неустойчивости электронного потока вряд ли возможно. Основываясь на результатах вычислительных экспериментов, можно выделить три основных механизма самогруппировки замкнутого электронного облака вблизи распределенного катода в скрещенных полях [5]:

– собственные тангенциальные (азимутальные) колебания электронного облака;

– вторично-эмиссионная группировка втулки;

– солитоны в электронном потоке.

Рассмотрим перечисленные явления более подробно.

*Тангенциальные колебания.* Согласно ранним теоретическим работам [10], в которых делались попытки аналитически объяснить описанные выше «аномальные» явления в закритическом режиме магнетронного диода, в нем могут существовать два вида колебаний: азимутально-однородные (радиальные) и азимутально-неоднородные (тангенциальные). Первые связаны с двухпоточным состоянием втулки, т.е. радиальной составляющей скорости электронов. Внешняя граница потока при этом

остаётся цилиндрической, но радиус её периодически изменяется в радиальном направлении с циклотронной частотой  $\omega_c = |\eta| V_{ext}$ . Эти колебания наблюдаются в экспериментах, в том числе вычислительных, но они не могут быть ответственны за протекание анодного тока в закритическом режиме.

Тангенциальные колебания, напротив, связаны с вращением электронного облака вокруг катода. Радиус его внешней границы при этом является периодической функцией азимутальной координаты. Номер вида колебаний  $m=1, 2$  определяет количество вариаций данного радиуса в обоих направлениях, укладываемых вдоль периметра прибора. Нетрудно отождествить его с числом  $h$  в формуле (1), если таковое является целым. Из закона сохранения энергии следует, что именно данные колебания могут вызывать нарушение магнитной изоляции диода и другие аномальные явления в скрещенных полях.

Итог ранним аналитическим исследованиям по проблеме негенерирующего магнетрона подвел Банеман [8], показав, что однопоточное (бриллюэновское) состояние электронной втулки не минимизирует полную энергию системы со скрещенными полями. Как следствие, ему присуща внутренняя неустойчивость, приводящая к неизбежному разрушению этого азимутально-симметричного состояния в течение примерно 30 циклотронных периодов. Результатом данного процесса, согласно выводам Банемана, становится азимутально-неоднородное электронное облако.

Таким образом, собственные тангенциальные колебания втулки в магнетронных диодах являются единственным механизмом ее самогруппировки, предсказанным и теоретически исследованным исходя из аналитических соображений задолго до компьютерного моделирования. Однако, как ни парадоксально, в численных экспериментах эти колебания обнаружены лишь в последние годы [11, 12]. Причина, по всей видимости, заключается в «хрупкости» собственных тангенциальных мод, т.е. медленном их возникновении, но быстром разрушении при воздействии других механизмов группировки потока. В частности, эти колебания могут наблюдаться, только если вторичная эмиссия из катода пренебрежимо мала. Время их формирования составляет десятки или сотни циклотронных периодов, т.е. весьма велико по сравнению с характерным временем релаксации других неоднородностей втулки. Тангенциальные колебания часто самопроизвольно разрушаются или перерождаются в другие сгустки, обычно солитоны.

Большинство собственных тангенциальных колебаний электронного облака наблюдается лишь в специально спланированных

вычислительных экспериментах с магнетронными диодами, когда воздействие на электронный поток соленоидальных полей ЗС и прочих возмущающих факторов устранено. Примеры тангенциальных мод с  $m=5$  и  $m=4$  показаны на рис. 1. Случай (а) соответствует диоду из работы [13] с параметрами:  $r_1=1,625$  мм;  $r_2=3,175$  мм; плотность тока термоэмиссии катода  $j_{ther}=1,0$  А/м<sup>2</sup>;  $V_{ext}=0,211$  Тл;  $\mathcal{E}_a=1,75$  кВ. На рис. 1 (б) приведен диод из работ Осипчука [8] с  $r_1=4,0$  мм;  $r_2=9,5$  мм;  $j_{ther}=1,0$  А/м<sup>2</sup>;  $V_{ext}=0,0675$  Тл;  $\mathcal{E}_a=2,02$  кВ. Вторичная эмиссия в обоих случаях не учитывается. Вращение электронного потока на этом и последующих рисунках происходит по часовой стрелке.

Типичное свойство тангенциальных колебаний – зависимость номера моды  $m$ , помимо геометрии прибора, от индукции внешнего магнитного поля и анодного напряжения. Как правило, с уменьшением  $V_{ext}$  и увеличением  $\mathcal{E}_a$  число волн объемного заряда, укладываемых вдоль периметра втулки, уменьшается, однако данная закономерность не всегда четко прослеживается. В одном и том же диоде после формирования колебания с определенным  $m$  иногда наблюдается постепенный «самопроизвольный» переход к моде с числом длин волн на периметр, на единицу большим или меньшим первоначального. Более того, в зависимости от начальных условий, при одинаковых режимах работы ( $V_{ext}$ ,  $\mathcal{E}_a$  и т.д.) может сформироваться тангенциальное колебание с различным  $m$ . Это свидетельствует о том, что макроскопическая структура втулки при отсутствии достаточного соленоидального поля ЗС определяется в значительной мере стохастическими процессами в электронном облаке. В большинстве случаев число длин волн пространственного заряда, укладываемых вдоль периметра втулки, равно 37.

Из анализа спектра тока зонда при собственных тангенциальных колебаниях втулки видно, что для него характерно наличие одной преобладающей спектральной компоненты с частотой, близкой к описываемой формулой (1), если положить в ней  $h=m$ . Это нетрудно объяснить, учитывая, что зависимость радиуса границы втулки от азимутальной координаты на рис. 1 близка к синусоидальной.

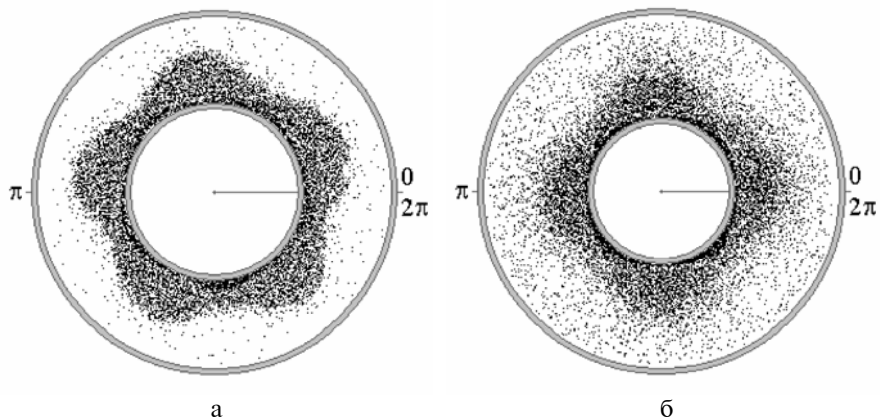


Рис. 1. Собственные тангенциальные колебания

Очевидно, что такая конфигурация электронного облака при ее равномерном вращении наводит на зонде ток, временная функция которого почти гармоническая.

Скачкообразное изменение номера моды при незначительном изменении анодного напряжения, а тем более при постоянном  $\mathcal{E}_a$ , в соответствии с формулой (1) приводит к существенному изменению частоты сигнала на выходе зонда. При этом угловая частота вращения облака  $\omega_1$  меняется мало, а сдвиг частоты происходит за счет перераспределения относительных амплитуд спектральных пиков, т.е. доминирующей становится другая гармоника частоты  $\omega_1$ . Возникает вопрос о сопоставлении данного явления с приведенными выше экспериментальными результатами. Теоретически возможны два варианта:

- изменение номера моды имеет одноразовый характер (после того, как  $m$  изменилось, возврата к его предыдущему значению не происходит). В этом случае оно ответственно за немонотонность ВАХ диода и зависимость амплитуды шумов от  $\mathcal{E}_a$ ;
- изменение  $m$  происходит многократно (периодически или стохастически номер моды увеличивается или уменьшается). Такое явление должно выражаться в существенном расширении спектра сигнала на выходе зонда за счет его частотной модуляции.

Поскольку в экспериментах наблюдаются оба указанных следствия, остается неясным, какая из их причин имеет место на самом деле и действительно ли собственные тангенциальные колебания приводят к этим следствиям. Возможно, в различных режимах работы магнетронного диода наблюдается либо первое, либо второе явление. С теоретической точки зрения важна также проблема устойчивости тангенциальных мод. Выше говорилось о том, что при сколь-нибудь существенном воздействии на данные колебания возмущающих факторов (например, других видов самогруппировки потока) происходит их немедленное разрушение. Однако остается открытым вопрос, в течение какого времени тангенциальные моды могут существовать при отсутствии таких факторов. В ряде конструкций магнетронных диодов и режимов их работы эти моды сохраняются в вычислительном эксперимен-

те неограниченное время. Тем не менее, в других случаях через несколько сотен циклотронных периодов после формирования собственных тангенциальных колебаний электронного облака имеет место тенденция к частичному или полному их разрушению или перерождению в солитоноподобные сгустки.

С практической точки зрения существенен вопрос, насколько собственные моды втулки способны ухудшать параметры приборов со скрещенными полями. Описанные выше исследования позволяют сделать вывод, что, вопреки результатам предыдущих теоретических работ, роль тангенциальных мод в генерации шумов и побочных колебаний, а также других негативных явлений в приборах М-типа, по-видимому, незначительна. Для развития данных мод необходимо длительное время и особые условия, как правило, отсутствующие в реальных магнетронных системах. Кроме того, они не выдерживают конкуренции со стороны других видов группировки потока. В магнетронных пушках, где, в отличие от магнетронного диода, электронное облако непрерывно дрейфует в аксиальном направлении, тангенциальные колебания еще менее вероятны. Однако они могут существовать в заднем пространстве пушки, где аксиальная дрейфовая скорость потока мала.

*Вторично-эмиссионная группировка.* В отличие от тангенциальных колебаний электронного облака, характерная нерегулярная группировка потока в скрещенных полях вблизи распределенного вторично-эмиссионного катода, местами «оголяющая» его, открыта в начале 1980-х годов при моделировании усилителей М-типа с помощью первых полноформатных программ [2–4]. Например, такая группировка видна на рис. 4 работы [2]. К сожалению, вследствие низкого разрешения диагностики тех времен, не позволившей рассмотреть тонкую структуру объемного заряда, эти сгустки первоначально были ошибочно приняты за солитоны [14]. После обнаружения истинных солитонов установлено различие между обоими механизмами группировки [11, 12]. Образование вторично-эмиссионных сгустков подтверждено и в других вычислительных экспериментах [15, 16].

Существуют две типовые формы вторично-эмиссионных сгустков: округлые, как на рис. 2,а, и сгустки, имеющие тонкий слой объемного заряда вблизи катода, движущийся впереди самого сгустка, как показано на рис. 2,б. Параметры магнетронного диода (а):  $r_1=9,0$  мм;  $r_2=16,2$  мм;  $V_{ext}=0,19$  Тл;  $\mathcal{E}_a=48,0$  кВ. Используется холодный платинобариевый катод с коэффициентом вторичной эмиссии в максимуме вторично-эмиссионной кривой  $\sigma_m=2,4$ ; энергией первичного электрона  $W_{em}$ , соответствующей  $\sigma_m$ , 1000 эВ; коэффициент

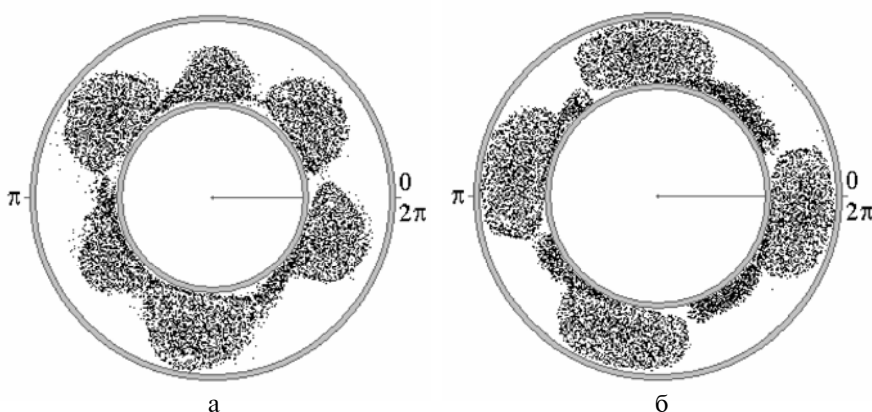


Рис. 2. Вторично-эмиссионные сгустки

том увеличения  $\sigma_m$  при угле падения первичного электрона  $60^\circ$  к нормали  $K_{60}=2,0$ . Параметры диода (б):  $r_1=9,0$  мм;  $r_2=14,0$  мм;  $V_{ext}=0,14$  Тл;  $\mathcal{E}_a=15,0$  кВ. Используется холодный палладий-бариевый катод с  $\sigma_m=2,4$ ;  $W_{em}=450$  эВ;  $K_{60}=2,0$ .

Зависимость коэффициента вторичной эмиссии  $\sigma$  от энергии первичного электрона  $W_e$  моделируется по формуле работы [17]:

$$\sigma(0) = 1,57\sigma_m \left( \frac{W_e}{W_{em}} \right)^{0,55} \exp \left[ -0,45 \left( \frac{W_e}{W_{em}} \right) \right],$$

модифицированной с учетом зависимости  $\sigma_m$  от угла падения первичного электрона к нормали  $\theta$  по формуле С.Ю. Лукьянова [18]:

$$\sigma(\theta) = \sigma(0) (K_{60})^{2(1-\cos\theta)}.$$

В современной концепции вторично-эмиссионные сгустки вызваны селективной вторично-эмиссионной подпиткой неоднородного в азимутальном направлении электронного потока. Ускоренные кулоновским отталкиванием электроны на передней границе сгустка, после искривления их траекторий магнитным полем в направлении нижнего электрода, бомбардируют поверхность катода. Эмиттированные здесь вторичные электроны подпитывают сгусток и вызывают его вращение наподобие катящегося по катоду «водяного мешка». Дополнительные составляющие дрейфовой скорости электронов в сгустке, перпендикулярные к силам кулоновского отталкивания и к вектору магнитной индукции, вызывают понижение переднего края сгустка и подъем его заднего края. Как видно из рис. 2, наибольшая плотность электронов вблизи поверхности катода имеет место, как правило, в передней половине сгустка. Эта область является наиболее интенсивным источником вторичных электронов для его формирования.

Природа слоя объемного заряда впереди сгустка на сегодняшний день остается невыясненной. Установлено лишь, что его возникновение более вероятно в квазиплоских системах, в которых  $r_2 - r_1 \ll r_1$ .

В отличие от собственных тангенциальных колебаний, при которых втулка имеет более или менее азимутально-симметричную форму, вторично-эмиссионные сгустки, как правило, нерегулярны в азимутальном направлении. Поэтому при их движении вокруг катода временная зависимость наведенного на зонд тока также отличается существенной хаотичностью. Спектр данного тока имеет квазишумовой характер с большим количеством гармонических составляющих примерно одинаковой амплитуды.

Вторично-эмиссионные сгустки весьма «агрессивны». Они нарастают довольно быстро (в течение

нескольких циклотронных периодов) и появляются каждый раз, когда вторичная эмиссия из катода сколь-нибудь значительна, разрушая при этом другие виды самогруппировки потока. Наиболее эффективным методом для нивелирования данных сгустков является термоэлектронная эмиссия из катода [15].

Хотя образование вторично-эмиссионных сгустков отмечено во многих вычислительных экспериментах, их реальное существование в магнетронных диодах все еще окончательно не доказано. Основным аргумент «против» — это то, что непрерывная бомбардировка катода (для обеспечения вторичной эмиссии) требует значительных затрат энергии. В частности, эти сгустки наблюдаются в численных экспериментах при далеко сверхкритических магнитных полях. Они вызывают заметные токи через диод, что не всегда регистрируется в реальных экспериментах. Поэтому требуется экспериментальное подтверждение результатов численного моделирования.

*Солитоны.* Возможность существования солитонной неустойчивости электронного потока в скрещенных полях была теоретически предсказана и обнаружена путем вычислительных экспериментов в первой половине 1980-х годов. [19]. Однако примеров визуального подтверждения (путем численного моделирования) существования солитонов в электронном облаке приборов М-типа на сегодняшний день явно недостаточно. Ниже описаны результаты вычислительных экспериментов, свидетельствующие о действительно частом образовании электронных вихрей и уединенных облаков в приборах М-типа и об их существенном влиянии на качество сигнала этих приборов (в частности, генерацию колебаний в статическом режиме и повышенный уровень шумов выходного сигнала в динамическом режиме магнетронных генераторов и усилителей).

Солитоны, как правило, являются более устойчивым видом колебаний электронной втулки, чем ее собственные тангенциальные моды. Они могут зарождаться самопроизвольно или образовываться вследствие перерождения собственных тангенциальных колебаний или вторично-эмиссионных сгустков. Типичное время их формирования — десятки циклотронных периодов. Обычно наблю-

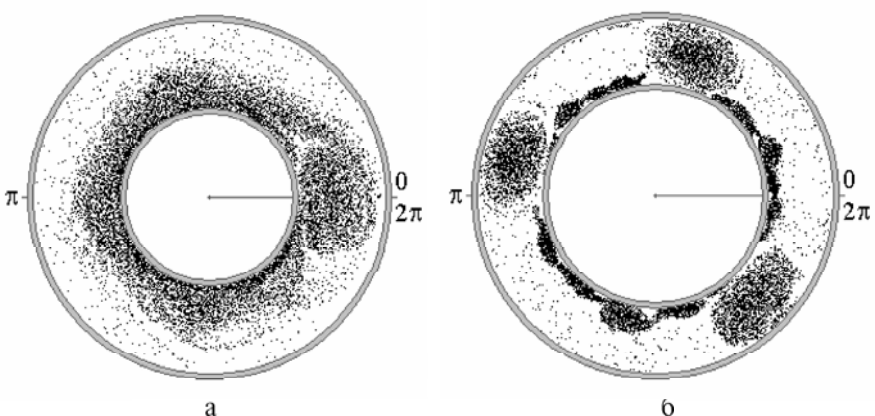


Рис. 3. Солитоны

дается один или несколько солитонов, более или менее равномерно распределенных по периметру прибора. На рис. 3 показаны уединенные вихри в скрещенных полях. Солитон на рис. 3, а возник в результате перерождения собственных тангенциальных колебаний втулки в магнетронном диоде, изображенном на рис. 1,а, при  $\mathcal{E}_a = 1,5$  кВ. На рис. 3, б показана работа магнетронного диода, изображенного на рис. 2,б, в существенно закритическом режиме (при  $V_{ext} = 0,2$  Тл). Видно, что в приборе по-прежнему интенсивно образуются вторично-эмиссионные группировки, постепенно перерождающиеся в солитоны. Последние поднимаются к аноду, создавая на нем значительный ток и являясь, таким образом, «переносчиками» заряда от втулки малой толщины к аноду. Данный механизм объясняет многие экспериментально наблюдаемые явления, описанные выше, в частности, увеличение эмиссии из катода при больших внешних магнитных полях и анодных напряжениях.

Из рисунков видно, что питание приподнятого над втулкой солитона осуществляется, как правило, через узкую «пуповину», обвивающую его. Подтверждением солитонной природы данных завихрений является визуальное сходство их структуры с изображениями солитонов, полученными на механических нелинейных колебательных системах, а также совпадение условий их возникновения с предсказываемыми аналитической теорией (ограничение эмиссии из катода объемным зарядом, большие магнитные поля, усиливающие нелинейность электронного потока и т.п.).

Поскольку форма электронного облака при наличии в нем солитона несимметрична в азимутальном направлении, наведенный ток зонда является периодическим с периодом обращения втулки вокруг катода, но временная зависимость его далека от синусоидальной. Это приводит к появлению ряда равноотстоящих гармонических компонент сопоставимой амплитуды, характерных для периодической негармонической функции. Частота первой гармоники равна частоте вращения электронного потока вокруг катода.

Заметим, что при солитонной неустойчивости, как и при собственном тангенциальном колебании, частоты нескольких первых гармоник в спектре тока зонда, как правило, удовлетворительно описываются формулой (1). Однако иногда частоты второй и более высоких гармоник в спектре наведенного тока оказываются не кратными частоте первой гармоники, т.е. спектр неэквидистантный, или отдельные спектральные пики раздваиваются. Данное явление наблюдается и экспериментально, ему соответствуют нецелые числа  $h$  в формуле (1). Причина этого окончательно не выяснена. Возможно, она заключается в «проскальзывании» различных слоев втулки, содержащей солитонную группировку, относительно друг друга.

Сравнение теоретических спектров тока зонда с экспериментально полученными спектрами колебаний в магнетронных диодах (см., например, [9])

позволяет сделать вывод, что солитоны, по-видимому, более обычны для приборов М-типа, чем тангенциальные моды. Действительно, все низшие гармоники частоты вращения втулки присутствуют в экспериментальных спектрах с примерно равными амплитудами. Это может означать существование одной важной нерегулярности электронного облака, наподобие изображенной на рис. 3,а. Данный вывод подтверждается статистикой компьютерных экспериментов, согласно которой во многих случаях сгустки, образовавшиеся вследствие самогруппировки втулки, имеют тенденцию к перерождению в солитоны.

По этой же причине борьба с солитонными группировками весьма затруднена. Эффективным способом может быть ограничение тока с катода его эмиссионной способностью, поскольку в таком режиме образование солитонов затруднено, однако данная мера не всегда реализуема по техническим причинам.

Иногда наблюдается комбинация нескольких классифицированных выше видов самогруппировки (например, длительное сосуществование тангенциальной моды и солитона, как на рис. 3,б работы [12]). Это является еще одним подтверждением отмеченного в начале раздела многообразия явлений в статическом режиме приборов М-типа, которые не поддаются достоверному аналитическому описанию и могут быть изучены только путем численного моделирования.

### 3. Динамический режим электронного облака

На сегодняшний день считается общепризнанным, что механизму взаимодействия электронов с солитоидальными полями ЗС в приборах М-типа присущ большой уровень шумов по сравнению с продольным взаимодействием. Основной причиной предполагается принципиально двумерный многоскоростной характер движения электронного потока с пересекающимися эпитрохоидальными траекториями электронов. На первых этапах развития СВЧ-электроники, когда проблема ЭМС не была столь актуальной, как сейчас, повышенная зашумленность выходного сигнала не являлась фактором, существенно ограничивающим область использования магнетронных приборов (главным образом, в радиолокации). Однако в настоящее время с этим приходится считаться. Все чаще возникают случаи, когда при разработке новых радиотехнических систем, как гражданского, так и военного назначения, предпочтение отдается приборам О-типа по причине их меньшего коэффициента шума, хотя по остальным параметрам приборы М-типа не уступают или даже превосходят первые.

В то же время известны экспериментальные работы, показывающие, что как магнетроны, так и усилители со скрещенными полями способны в некоторых случаях обеспечить уровень шумов, сравнимый или даже превосходящий аналогичный параметр приборов О-типа. Так, из работы [20] следует, что в динамическом режиме усилителей и генераторов М-типа с распределенным катодом

существуют два состояния, различающиеся величиной шумовых флуктуаций ВЧ-поля. При малых анодных токах наблюдается состояние с большим уровнем шумов, а при увеличении тока происходит резкий или постепенный переход к состоянию с низкой зашумленностью выходного сигнала, при котором отношение сигнал/шум возрастает на 2060 дБ. Часто этому переходу соответствуют незначительные разрывы ВАХ. Численное моделирование, описанное в [20], подтвердило существование указанных состояний, однако механизмы, лежащие в их основе, как и причины перехода из одного состояния в другое, остались невыясненными.

Ниже описываются результаты численного исследования процессов в скрещенных полях, которые указывают на то, что основными причинами флуктуаций выходного сигнала в динамическом режиме СВЧ-приборов М-типа с катодом в пространстве взаимодействия могут быть вращающиеся конвективные облака объемного заряда. Они весьма напоминают по форме и структуре солитоны в магнетронном диоде. Есть основание полагать, что физические факторы, обуславливающие возникновение тех и других завихрений электронного потока, одни и те же.

Различают два типа конвективных облаков [6]:

- транзитные облака, периодически отрывающиеся от втулки и поднимающиеся к аноду. Они впервые описаны в работе [19] и подтверждены в последующем теоретическими исследованиями Г.Г. Моносова [21];
- стабильные облака на вершинах электронных спиц. Эти облака, судя по всему, ранее не описывались.

Рассмотрим каждый из этих видов нерегулярностей электронного потока в отдельности, с учетом их влияния на спектр выходного сигнала СВЧ-приборов.

*Транзитные конвективные облака.* Стохастический отрыв от втулки транзитных конвективных облаков (рис. 4,а) наблюдается, главным образом, в магнетронах на низковольтных участках ВАХ. На рис. 4 изображен десятисантиметровый магнетрон мегаваттного уровня мощности 4J33 [22] при  $V_{ext}=0,25$  Тл и  $\varepsilon_a=23,0$  кВ.

При малых токах, соответствующих нижней границе анодных напряжений на ВАХ, в магнетроне отсутствуют стабильные каналы протекания тока (спицы). Вместо них в областях тормозящего поля ЗС на границе втулки формируются вращающиеся конвективные облака, которые периодически, достигнув определенного размера, под действием ВЧ-поля отрываются от втулки и поднимаются к аноду. Подойдя к ЗС, такое облако оседает на ней и исчезает. Данный

процесс повторяется с некоторой периодичностью в разных местах вдоль периметра втулки.

Нерегулярность каналов прохождения заряда с катода на анод приводит к квазирегулярной или стохастической амплитудной модуляции конвекционного тока и амплитуды выходного сигнала, следовательно, к увеличению шумов и появлению боковых полос в выходном спектре.

Анализируя временную зависимость амплитуды выходного сигнала, во многих случаях можно заметить периодичность модулирующей функции с некоторой частотой. Например, для указанного выше режима магнетрона 4J33 она равна примерно  $0,15 f_{tube} = 0,42$  ГГц, где  $f_{tube} = 2,8$  ГГц. Это подтверждается спектрограммой данного сигнала (рис. 5,а), на которой обе боковые полосы вокруг «основной» гармоники имеют сравнительно небольшую ширину и отстоят от частоты  $\pi$ -вида ЗС как раз на указанную величину. Такая особенность свидетельствует о наличии некой корреляции в моментах отрыва облаков от втулки, т.е. о том, что этот процесс не вполне стохастичен. Составляющая на частоте  $1,336 f_{tube} = 3,74$  ГГц соответствует слегка возбужденной  $N/2-1$  нормальной моде ЗС. На рис. 5,а с ней совпала вторая гармоника верхней боковой полосы модуляции выходного сигнала.

При увеличении анодного тока периодическое прерывание каналов тока на анод сменяется их стабильным формированием. В спектре выходного сигнала исчезают боковые полосы, вызванные квазирегулярной амплитудной модуляцией возбуждающего тока, и он становится «чистым» (рис. 5,б, на котором видны лишь составляющие, соответствующие  $N/2$  и  $N/2-1$  нормальным модам ЗС). В режиме ограничения тока катода с его эмиссионной способностью транзитные конвективные облака, как правило, не возникают.

*Устойчивые конвективные облака.* Стабильные конвективные облака на вершинах сформировавшихся спиц типичны для большинства усилителей обратной волны с замкнутым электронным потоком в широком диапазоне выходных мощностей и анодных токов. На рис. 4,б в качестве примера показаны вращающиеся сгустки в амплитроне МИУ-90 [23] при  $V_{ext}=0,12$  Тл и  $\varepsilon_a=9,0$  кВ,  $f_{tube}=1,25$  ГГц. В магнетронах при больших анодных токах

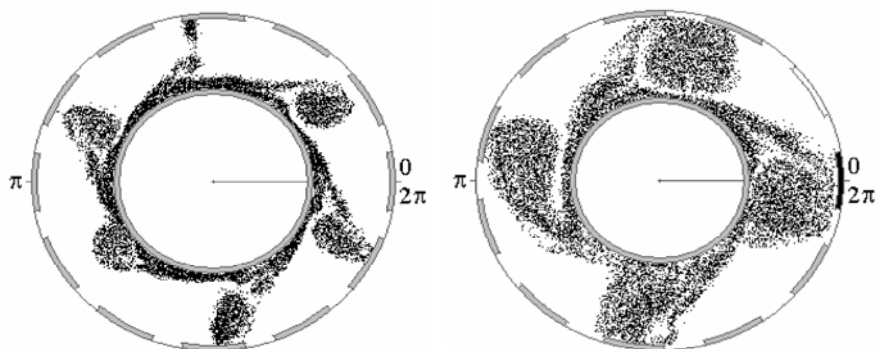


Рис.4. Конвективные облака

данные облака наблюдаются не всегда. Возможное объяснение состоит в том, что напряженность ВЧ-поля ЗС в магнетронах существенно больше, чем в амплитронах при условии, что мощности приборов сопоставимы. Это приводит к формированию узких вершин спиц в магнетронах и подавлению устойчивых конвективных облаков. Характерно, что такие облака наблюдаются главным образом в мощных магнетронах конструкции 1940–1950-х годов, отличающихся высоким уровнем шума.

При значительных анодных токах устойчивые конвективные облака в амплитронах расширяются и частично разрушаются, но полностью, как правило, не исчезают. Хаотические флуктуации формы и размеров вращающихся конвективных облаков увеличивают коэффициент шума приборов М-типа. На спектре выходного сигнала амплитрона появляется более или менее равномерный в значительной полосе частот шумовой «пьедестал», над которым возвышается пик выходного сигнала. В отличие от транзитных сгустков, стабильные облака создают широкополосный шумовой фон, вызванный амплитудной модуляцией возбуждающего тока и ВЧ-поля случайной временной зависимостью. Стохастичность модулирующей функции обусловлена многоскоростным характером вихревого вращения электронов в сгустках с «проскальзыванием» различных слоев относительно друг друга.

Помимо увеличения коэффициента шума выходного сигнала, стабильные конвективные облака могут снижать КПД прибора. Нетрудно видеть, что внешняя граница такого облака имеет большую дрейфовую скорость относительно анода, чем скорость дрейфа его центра (т.е. скорость движения вершины спицы при условии, что данное облако не образовалось). Следовательно, энергия удара элект-

тронов об анод при наличии конвективных облаков увеличивается. Это повышает мощность бомбардировки анода и, следовательно, понижает электронный КПД прибора.

В амплитронах с холодным вторично-эмиссионным катодом возникновение стабильных конвективных облаков в спицах может сочетаться со вторично-эмиссионной группировкой электронного потока. Это делает структуру облака более сложной, с неоднородной в азимутальном направлении втулкой [6] и приводит к увеличению флуктуаций конвекционного тока и уровня шумов выходного сигнала.

Более того, иногда даже в мощных приборах с холодным катодом вторично-эмиссионные сгустки могут периодически нарушать нормальный процесс формирования спиц. Внешне это проявляется как спорадическое временное уменьшение амплитуды выходного сигнала [6] и приводит к появлению в спектре прибора шумового «пьедестала», наподобие упомянутого выше, но более узкополосного и интенсивного. Как и сама вторично-эмиссионная группировка, данное явление нуждается в экспериментальной проверке.

#### 4. Выводы

В данной работе обнаружены и изучены возможные источники шумов в статическом и динамическом режимах приборов М-типа с распределенной эмиссией и замкнутым электронным потоком. Это различные виды самогруппировки втулки и конвективные явления в облаке объемного заряда. Оценена степень влияния каждого из них на спектр электромагнитного поля в пространстве прибора. В частности, наиболее вероятной причиной автоколебаний в магнетронном диоде являются не танген-

циальные моды замкнутого электронного потока, как считалось ранее, а солитоны. Главным источником шумов в генераторах и усилителях М-типа могут быть транзитные и стабильные конвективные облака в электронных спицах.

*Научная новизна* полученных результатов состоит в том, что впервые установлены ранее не известные физические механизмы колебаний и группировок электронного потока в скрещенных полях и подробно исследованы известные аналогичные явления. Изучена временная эволюция этих процессов, с помощью спектральных моделей проанализированы спектры колебаний и их влияние на качество выходного сигнала генераторов и усилителей М-типа с замкнутым электронным потоком.

*Практическое значение* работы состоит в возможности применения полученных результатов для выработки технических предложений по изменению конструкции и режимов рабо-

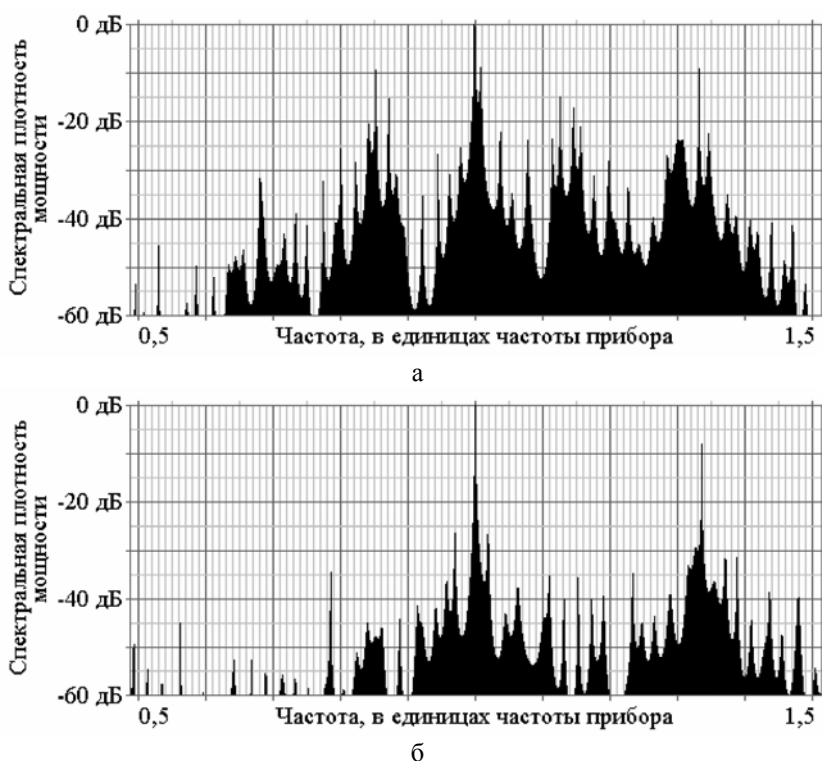


Рис. 5. Спектр выходного сигнала магнетрона

ты приборов М-типа, которые дадут возможность уменьшить уровень шумов и побочных колебаний и тем самым обеспечить выполнение современных требований к ЭМС радиоэлектронных средств.

Аналогичные теоретические результаты до настоящего времени отсутствовали. Экспериментальные спектры колебаний электронного потока в магнетронных диодах, наподобие приведенных в работе [9] и ей подобных, не позволяют выяснить физическую природу лежащих в их основе механизмов.

Дальнейшие исследования должны быть направлены на поиск способов устранения данных эффектов или снижения их влияния на качество спектра выходного сигнала приборов М-типа.

**Литература:** 1. *Побочные колебания в электронных приборах СВЧ* / Под ред. М.Б. Цейтлина. М.: Радио и связь, 1984. 152 с. 2. *MacGregor D.M.* Computer modeling of crossed-field tubes // *Appl. of Surface Sci.* 1981. V. 8. P. 213-224. 3. *Грицунов А.В., Шейн А.Г.* Моделирование на ЭВМ переходных процессов при взаимодействии электронного потока с обратной волной в усилителях М-типа с распределенной эмиссией // *Радиотехника.* 1983. Вып. 65. С. 93-99. 4. *Грицунов А.В.* Моделирование нестационарных режимов СВЧ-усилителей типа М с распределенной эмиссией // *Радиотехника.* 1984. Вып. 70. С. 90-100. 5. *Gritsunov A.V., Nikitenko O.M.* Probable sources of a noise in crossed-field devices. I. Non-generating tubes // *Proc. Fourth IEEE Int. Vacuum Electronics Conf. (IVEC 2003).* Seoul. 2003. P. 246-247. 6. *Gritsunov A.V., Nikitenko O.M.* Probable sources of a noise in crossed-field devices. II. Generating tubes // *Ibid.* P. 248-249. 7. *Грицунов А.В.* О спектральном подходе к моделированию СВЧ-приборов // *Радиотехника и электроника.* 2004. Т. 49, № 7. С. 882-885. 8. *Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями.* Т. 1. Основные элементы приборов / Под ред. М.М. Федорова. М.: Мир, 1961. 556 с. 9. *Yamamoto K., Kuronuma H., Koinuma T., Tashiro N.* A study of magnetron noise // *IEEE Trans. Electron Dev.* 1987. V. ED-34. P. 1223-1226. 10. *Калинин В.И.* Генерирование дециметровых и сантиметровых волн. М.: Связьиздат, 1948. 278 с. 11. *Грицунов А.В.* Адаптивный метод комплексных амплитуд в спектральных моделях СВЧ-приборов // *Материалы 11-й междунар. конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо 2001).* Севастополь: «Вебер». 2001. С. 224-227. 12. *Gritsunov A.V.* The

spectral approach to solving of EMC problems at microwave tubes simulation // *Proc. 16th Int. Wroclaw Symp. and Exhibition on Electromagnetic Compatibility.* V. 1. Wroclaw. 2002. P. 139-144. 13. *Glass R.C., Sims G.D., Stainsby A.G.* Noise in cut-off magnetrons // *Proc. IEE.* 1955. V. 102, part B. P. 81-86. 14. *Грицунов А.В., Галаган А.В.* О группировке электронного потока в скрещенных полях // *Тез. докл. науч.-техн. конф. «Электронное приборостроение».* Новосибирск: НЭТИ. 1988. С. 62. 15. *Байбурун В.Б., Терентьев А.А., Сысуев А.В. и др.* «Нулевой» ток в приборах М-типа и самоподдерживающиеся электронные сгустки // *Письма в ЖТФ.* 1998. Т. 24. Вып. 12. С. 57-62. 16. *Агафонов А.В., Тараканов В.П., Федоров В.М.* Динамика нарушения магнитной изоляции и самоорганизация электронного потока в магнетронном диоде // *Журнал техн. физики.* 2004. Т. 74. Вып. 1. С. 93-103. 17. *Паньшин В.В.* О фазовом механизме нарастания вторично-электронного потока в приборах магнетронного типа с катодом в пространстве взаимодействия // *Электрон. техника. Сер. 1. Электроника СВЧ.* 1968. Вып. 11. С. 26-40. 18. *Бронштейн И.М., Фрайман Б.С.* Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969. 408 с. 19. *Thomas G.E., Bollen W.M., Kaup D.J., et al.* A new interpretation of the time evolution of the RF electric field in a crossed-field device // *Int. Electron Dev. Meet. Washington, DC.* 1985. P. 180-183. 20. *Chernin D.P.* Computer simulations of low noise states in a high-power crossed-field amplifier // *IEEE Trans. Electron Dev.* 1996. V. 43. P. 2004-2010. 21. *Моисов Г.Г.* Исследование электромагнитных шумов в магнетроне с помощью двумерного компьютерного моделирования // *Материалы междунар. конф. «Современные проблемы электроники и радиофизики СВЧ».* Саратов: ГосУНЦ «Колледж». 2001. С. 114-115. 22. *Магнетроны сантиметрового диапазона.* Т. 2 / Под ред. С.А. Зусмановского. М.: Сов. радио, 1951. 472 с. 23. *Козорезов Г.Г.* Режимы работы амплитронного СВЧ-усилителя при аномально высоких значениях магнитного поля // *Изв. Академии наук РФ. Сер. Физическая.* 2001. Т. 65. С. 1708-1711.

Поступила в редколлегию 06.04.2005

**Рецензент:** д-р физ.-мат. наук, проф. Чумаков В.И.

**Грицунов Александр Валентинович**, канд. техн. наук, доцент кафедры микроэлектроники, электронных приборов и устройств ХНУРЭ. Научные интересы: радиофизика и физическая электроника. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, e-mail: gritsunov@kture.kharkov.ua, тел.: (057) 702-13-62.

УДК 621.317.08

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО ДЛЯ АНАЛИЗА ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА НЕСИНУСОИДАЛЬНОСТИ НАПРЯЖЕНИЯ

*ЗАХАРОВ И.П., САФАРЯН Г.Г.,  
СЕРГИЕНКО М.П.*

Методом Монте-Карло исследуется корректность применения аналитических выражений для определения математического ожидания и среднего квадратичес-

кого отклонения погрешности вычисления коэффициента несинусоидальности напряжения электрической сети в широком диапазоне изменения аддитивных шумов и нестабильности частоты измеряемого переменного напряжения.

**Введение.** Низкое качество электрической энергии приводит к значительным потерям мощности и энергии в электрических сетях и другим негативным последствиям для потребителей электрической энергии [1]. Основные показатели качества электроэнергии (ПКЭ) нормированы ГОСТ 13109-97 [2]. Одной из актуальных задач, возникающих при контроле качества электроэнергии, является метрологическое обеспечение измерения ПКЭ.

Анализ приведенных в [2-4] способов вычисления основных и дополнительных ПКЭ показывает, что в их основе лежат нелинейные операции возведе-