

Твердотельные источники гетеродинного излучения субмиллиметрового диапазона

И. И. Еру

*Радиоастрономический институт НАН Украины,
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина
E-mail: eru@rian.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 28 июля 2009 г.

В статье рассмотрены твердотельные источники гетеродинного излучения субмиллиметрового диапазона. Твердотельные генераторы на этих частотах не могут обеспечить необходимый уровень мощности, поэтому требуются умножители частоты для переноса рабочих частот из миллиметрового диапазона в субмиллиметровый. Рассмотрены многокаскадные цепочки умножителей на диодах с барьером Шоттки (ДБШ) с низкими номерами гармоник и однокаскадные ДБШ-умножители с высокими номерами гармоник.

1. Введение

Проблема создания источников гетеродинного излучения для преобразователей частоты субмиллиметрового диапазона является сегодня актуальной не просто решаемой задачей. И обусловлено это следующими обстоятельствами.

В настоящее время на частотах $0.1 \div 1.0$ ТГц самыми маломощными и поэтому наиболее востребованными преобразователями частоты являются преобразователи на основе сверхпроводниковых туннельных СИС-элементов. Необходимая для нормальной работы таких преобразователей мощность гетеродина на частоте 1 ТГц не превышает нескольких мкВт, что является вполне реально решаемой задачей. Однако создание таких СИС-преобразователей на существенно более высоких частотах субмиллиметрового диапазона становятся невозможным по принципиальным причинам, связанным с физикой туннельного эффекта в СИС-структуре. Поэтому практически единственным типом преобразователя частоты на этих частотах оставался смеситель на основе полупроводниковой диодной структуры с барьером Шоттки (ДБШ). Однако для нормальной

работы такого ДБШ-преобразователя частоты требуется мощность гетеродина не менее 1 мВт при рабочей температуре диода 300 К, обеспечить которую совсем непросто. Криогенное охлаждение ДБШ позволяет несколько снизить требуемый уровень мощности гетеродина, однако не более чем на порядок. Создание на этих частотах источников гетеродинного излучения даже с таким уровнем выходной мощности тоже является трудной задачей.

Вообще, если говорить об источниках гетеродинного излучения, то сегодня на частотах до $100 \div 150$ ГГц в качестве гетеродинов традиционно и очень успешно используются компактные твердотельные генераторы с низковольтным питанием на основе полупроводниковых устройств. Однако на более высоких частотах они практически нереализуемы из-за неизбежно присутствующих в них паразитных реактивностей. К тому же с ростом частоты все более заметную негативную роль начинает играть конечность времени пролета носителей тока через область их взаимодействия с высокочастотным полем в полупроводниковых устройствах. Эта фундаментальная причина определяет на частотах порядка

200 ÷ 300 ГГц высокочастотный предел работы таких твердотельных полупроводниковых источников гетеродинного излучения. И, наконец, необходимо иметь в виду, что примерно на этих же частотах в рассматриваемых полупроводниковых структурах происходит быстрый рост резистивных потерь. В результате уровень этих потерь начинает существенно превышать уровень всех характерных импедансов, определяющих не только их рабочие параметры, но и саму возможность работы в качестве генераторов.

Попытки создания твердотельных устройств, работа которых была бы построена на использовании оптических принципов генерации, т. е. твердотельных лазеров, в субмиллиметровом диапазоне, и особенно в низкочастотной его части, также оказались безуспешными. Это обусловлено тем, что энергия фотонов на таких сравнительно низких для оптического диапазона частотах еще настолько мала (порядка нескольких мэВ), что оказывается сравнимой с энергией тепловых фононов кристаллической решетки, что неизбежно приводит к срыву генерации в таких структурах. Негативное влияние этого эффекта можно незначительно ослабить путем криогенного охлаждения этих структур.

В последнее время начали разворачиваться научные исследования и опытные технические разработки в области твердотельных каскадных квантовых лазеров, но на частотах выше 1 ТГц. С их помощью на частотах до 5 ТГц уже удалось получить мощности излучения до 100 мкВт. Но и с таким уровнем выходной мощности их по-прежнему невозможно использовать в качестве источников гетеродинного излучения для ДБШ-преобразователей.

С другой стороны, интервал частот 0.5 ÷ 10 ТГц “перекрывается” газоразрядными лазерными источниками гетеродинного излучения с выходной мощностью на милливатном уровне. Однако эти устройства весьма громоздки и требуют использования высоковольтных источников питания. А это во многих случаях недопустимо.

Учитывая вышесказанное, наиболее реальное решение этой непростой, но очень важной

проблемы состоит в использовании компактных, легких твердотельных задающих генераторов с низковольтным питанием, работающих на частотах 100 ÷ 150 ГГц, с последующим умножением частоты (с помощью умножителей относительно низких частот) до необходимого уровня (реально, пока, до 1 ÷ 2 ТГц).

Ниже будет рассмотрен этот вариант источников гетеродинного излучения субмиллиметрового диапазона.

2. Твердотельные задающие генераторы миллиметрового диапазона

Все твердотельные генераторы миллиметрового диапазона, рабочую частоту которых можно пытаться поднять с помощью умножителей частоты до более высокого уровня, построены на следующей полупроводниковой базе. Это – генераторы на диодах Ганна (ГДГ), генераторы на лавинно-пролетных диодах (ГЛПД), генераторы на туннельно-пролетных диодах (ГТПД) и генераторы на туннельно-лавинно-пролетных диодах (ГТЛПД).

С точки зрения качества генерируемого излучения (чистоты спектра генерации и низкого уровня шумов) наилучшими среди перечисленных генераторов являются ГДГ [1, 2], однако они самые низкочастотные и наименее мощные твердотельные генераторы.

Поскольку ГДГ работают на объемных эффектах, а не на эффектах в полупроводниковых переходах, как все остальные твердотельные генераторы, и в них отсутствует лавинный пробой, они отличаются существенно меньшим уровнем шумов. А это, конечно, очень ценное качество ГДГ как источников гетеродинного излучения.

Верхняя предельная частота ГДГ на GaAs-диодах достигает значений порядка 100 ÷ 110 ГГц, что определяется уровнем подвижности носителей заряда в этом полупроводнике. Более высокочастотными и заметно более мощными являются ГДГ на InP-диодах, у которых верхний частотный предел приближается к 200 ГГц [3-7]. При этом уровень мощности ГДГ на GaAs-диодах на частотах около

100 ГГц составляет примерно 20 мВт при КПД порядка нескольких десятых процента. В то же время ГДГ на InP-диодах имеют на частоте 100 ГГц мощность, приближающуюся к 100 мВт, и даже на частотах около 200 ГГц их мощность составляет не менее 10 мВт при КПД $2 \div 3$ %.

Совершенно иные физические механизмы работают в ГЛПД. Как следует из самого названия этой структуры, для формирования в ней на СВЧ области отрицательной дифференциальной проводимости используются лавинные процессы ударной ионизации и последующего пространственного переноса носителей заряда. Для этого такая структура (как правило, на $p^+ - n - n^-$ переходах) с помощью приложенного к ней внешнего постоянного напряжения смещения вводится в режим лавинного пробоя [2, 3]. Из-за несимметричности $p - n$ перехода время дрейфа электронов, генерируемых благодаря ударной ионизации, через область объемного заряда до относительно низкоомной n -области оказывается существенно больше времени дрейфа дырок. Электроны, генерируемые при этом за счет ударной ионизации вблизи p^+ -области, дрейфуют затем через n -область, причем время их переноса определяется параметрами и геометрией прибора. Вследствие конечности этого времени ток здесь всегда несколько отстает по фазе от напряжения. Если эта задержка превышает четверть периода, в рассматриваемой структуре на соответствующей частоте может возникнуть генерация. Считается, что возникает она благодаря всегда присутствующим в полупроводнике высокочастотным составляющим теплового шума, а поддерживается за счет существования в такой полупроводниковой структуре отрицательной дифференциальной проводимости [8, 9].

Возможны два варианта реализации полупроводниковых структур ГЛПД – однопролетный и двухпролетный. В однопролетном варианте (с одной активной областью) формируется лишь один $p^+ - n$ переход, причем здесь только одна эпитаксиальная n -область определяет работу ГЛПД. Во втором варианте, двухпролетном (с двумя активными областями), имеющем

$p - n$ переход, в работе ГЛПД участвуют как эпитаксиальная p -, так и эпитаксиальная n -область. Анализ характеристик этих двух вариантов структур дает основание предполагать, что на более высоких частотах однопролетный вариант может оказаться лучше, чем двухпролетный. Это обусловлено тем, что подвижность электронов, которые являются основными носителями в области дрейфа в n -области, существенно выше подвижности дырок, являющихся носителями тока в p -области.

Уровень выходной мощности ГЛПД на частотах около 100 ГГц составляет порядка 1 Вт и падает до значений $30 \div 50$ мВт на частотах вблизи 200 ГГц. При этом КПД в однопролетном варианте, измеренный в интервале частот от 40 до 140 ГГц, составляет около 8 %. В двухпролетном варианте на частотах $40 \div 80$ ГГц он может достигать 14 %, но затем с ростом частоты начинает быстро падать. Причиной этого падения КПД является, как уже было отмечено, ограничение подвижности дырок, проявляющееся на частотах выше $80 \div 100$ ГГц.

Верхний частотный предел ГЛПД составляет примерно 300 ГГц и определяется свойством полупроводника рассеивать тепло из малых объемов. В экспериментах с ГЛПД на частотах около 230 ГГц был достигнут КПД порядка 0.5 %.

Наконец, необходимо отметить, что поскольку в основе всех ГЛПД лежит лавинный пробой, они являются, с одной стороны, широкополосными, но с другой – весьма шумящими устройствами.

В ГТПД генерация носителей тока происходит благодаря туннельному эффекту. Для изготовления туннельно-пролетных диодов используются полупроводники с очень высокой степенью легирования – до $10^{18} \div 10^{20}$ см⁻³. Следствием этого является очень малая толщина перехода – 10^{-2} мкм, что как минимум на два порядка меньше, чем во всех других полупроводниковых диодах. Именно это обстоятельство делает возможным туннелирование носителей заряда сквозь столь тонкий потенциальный барьер. При этом такие диоды работают в режиме лавинного умножения носителей заряда при обратном напряжении сме-

щения электронно-дырочного перехода. Время дрейфа электронов (время пролета их через барьер) определяет на высоких частотах фазовый сдвиг между приложенным к диоду напряжением и протекающим через него током. Этот механизм формирует в такой структуре отрицательную, за счет пролетных эффектов, дифференциальную проводимость, открывая тем самым возможность использовать ее как источник излучения субмиллиметрового диапазона [10].

Необходимо отметить, что фазовый сдвиг между напряжением и током в ГТПД определяется не только временем пролета электронов, но и инерционностью самого лавинного процесса ударной ионизации, которая может обеспечить фазовый сдвиг порядка 90° .

И наконец, в ГТЛПД для генерации носителей используются как туннельный эффект, так и ударная ионизация [10]. Анализ процессов, происходящих в этих устройствах, дает основания полагать, что ГТЛПД смогут сочетать в себе высокочастотные свойства ГЛПД и малые шумы ГДГ. По всей вероятности, и ГТПД, и ГТЛПД наиболее эффективно будут работать на частотах $100 \div 800$ ГГц, причем КПД их может составить примерно 5 % на частотах порядка 500 ГГц. Даже в субмиллиметровом диапазоне они смогут иметь хороший КПД [11]. Пока проводятся первые пробные эксперименты, тем не менее на ГТЛПД на частоте 150 ГГц уже получена выходная мощность 3 мВт [12], а КПД ГТПД на частоте 338 ГГц составил 0.12 % [13].

Все описанные выше успехи в разработке твердотельных источников гетеродинного излучения позволили создать простые, надежные в эксплуатации и обладающие очень большим сроком службы задающие генераторы для гетеродинных приемных систем субмиллиметрового диапазона.

Одновременно решались проблемы создания для этих генераторов стабилизирующих систем частотной автоподстройки (ЧАП) и фазовой автоподстройки (ФАП). Структурно, в самом общем виде, эти системы устроены следующим образом [14, 15].

В системе ФАП выходной сигнал генератора, управляемого по частоте напряжением,

смешивается с сигналом специального опорного генератора с помощью смесителя, работающего в системе фазового детектора. В результате формируется сигнал (напряжение) фазовой ошибки. Затем этот сигнал поступает через фильтр обратной связи на основной генератор и корректирует соответствующим образом его фазу.

Система ЧАП осуществляет коррекцию с помощью частотного дискриминатора, выходное напряжение которого пропорционально разности частот основного генератора и специального высокостабильного генератора опорной частоты.

В целом такая комбинация систем ФАП и ЧАП образует весьма эффективную объединенную систему ФАПЧ [16, 17]. Она способна стабилизировать частоту основного твердотельного генератора по отношению к частоте опорного генератора с относительной точностью не хуже $10^{-11} \div 10^{-12}$ и сохраняет фазовый сдвиг между этими генераторами с точностью не хуже нескольких градусов. Что касается долговременной стабильности частоты генератора с системой ФАПЧ, то она обычно составляет $(1 \div 3) \cdot 10^{-6}$ за единицу времени, в качестве которой обычно используют 1 час либо 1 сутки.

Подводя итог этому очень краткому обзору, нужно еще раз подчеркнуть, что на сегодняшний день все твердотельные генераторы работают только на частотах не выше $100 \div 200$ ГГц. И в этих условиях для создания на их основе источников гетеродинного излучения для систем когерентного приема, перекрывающих весь субмиллиметровый диапазон, требуются еще и генераторы гармоник или умножители частоты для переноса рабочих частот в нужный, существенно более высокочастотный, интервал.

3. Умножители частоты

При рабочих частотах задающих твердотельных генераторов на уровне $100 \div 200$ ГГц выход на терагерцный уровень (до $1.5 \div 2.0$ ТГц) с помощью умножителей частоты требует умножения рабочих частот на несколько октав. Анализ потенциальных возможностей умножи-

телей и результаты экспериментальных исследований показали следующее. Для того чтобы путем умножения увеличить частоту от 100 ГГц до указанного уровня и получить мощность, достаточную для работы ДБШ-смесителей, необходимо иметь на входе мощность порядка 100 мВт. А чтобы выдержать входную мощность до 100 мВт, варактор умножителя (в подавляющем большинстве случаев – элементарный ДБШ сотовой структуры) должен иметь анод достаточно большого диаметра, а следовательно и большую емкость, заметно шунтирующую его на умноженной частоте. С учетом этого обстоятельства такой умножитель может работать достаточно эффективно только в режиме удвоителя, или, в крайнем случае, утроителя частоты.

Правда, если речь идет об использовании гетеродинных источников для СИС-смесителей с очень низкой (порядка 1 мкВт) требуемой мощностью гетеродина, то на частотах до $700 \div 800$ ГГц можно попытаться обойтись одним каскадом с более высоким коэффициентом умножения (до $5 \div 6$). В случае ДБШ-приемников, работающих на частотах до $25 \div 30$ ТГц, неизбежно использование каскада из нескольких последовательно включенных умножителей, т. е. “умножительной цепочки” с небольшим коэффициентом умножения в каждом ее звене.

Рассмотрим в связи с этим структурную схему таких умножителей и их основные конструктивные особенности. Основу всех их составляет нелинейный элемент, параметры которого практически полностью определяют все рабочие параметры умножителей. Наиболее широко распространенным типом такого нелинейного элемента (варактора) является ДБШ.

В подавляющем большинстве случаев ДБШ на этих частотах имеет сотовую структуру и выглядит следующим образом. Основу его составляет квадратная (со стороной в несколько сот микрон) полупроводниковая (n^+ – GaAs) пластинка (чип) толщиной порядка 100 мкм. На одну поверхность этого чипа нанесена пленка из золота, образующая общий для всей сотовой структуры омический контакт. На другую поверхность – эпитаксиальный слой полупроводника (n – GaAs) толщи-

ной порядка нескольких десятых долей микрона (до 1 мкм). Степень легирования чипа составляет обычно $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а эпитаксиального слоя – $2 \cdot 10^{16} \div 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Поверх эпитаксиального слоя наносится тонкий (≈ 0.5 мкм) защитный слой диэлектрика (SiO_2), в котором методами фотолитографии проделываются круглые отверстия диаметром $5 \div 15$ мкм с шагом $15 \div 20$ мкм в виде квадратной решетки (сотовой структуры). У рассматриваемых здесь умножителей, на вход которых от задающего генератора Ганна на InP подается сигнал мощностью до 100 мВт, диаметр этих отверстий должен быть не менее 10 мкм, чтобы выдержать такую большую удельную нагрузку. Это, к сожалению, существенно повышает на выходной частоте шунтирующее действие емкости каждого элементарного диода (варактора) сотовой структуры.

Через отверстия в защитном слое на поверхность эпитаксиального слоя наносится тонкий слой платины, который собственно и формирует на границе раздела потенциальный барьер Шоттки. Для улучшения контакта элементарного диода с контактной иглой (из позолоченной фосфористой бронзы), обязательно присутствующей в таких сотовых структурах, платина покрывается тонким слоем золота.

Следует отметить, что в последнее время все больший интерес проявляется к исследованиям возможностей использования (по крайней мере в низкочастотной половине рассматриваемого интервала частот) не только сотовых, но и планарных структур варакторных ДБШ [18, 19].

Основными параметрами, характеризующими сформированную описанным выше способом сотовую структуру элементарного ДБШ, являются его последовательное сопротивление R_s ($5 \div 10$ Ом), емкость в отсутствие напряжения смещения C_0 ($3 \div 20$ фФ) и напряжение пробоя $V_{пр}$ ($5 \div 15$ В). Что касается эффективности работы такого ДБШ-варактора в режиме умножения, то она определяется параметрами варактора (R_s и вольт-фарадной характеристикой $C(V)$), импедансами нагрузок, “видимых” умножителем на основной, “холостой” и выходной частотах и на всех

высших гармониках $Z(nf)$, входной мощностью $P_{вх}$, напряжением смещения $V_{см}$ и потерями в электродинамической системе умножителя.

Главными параметрами такого варакторного ДБШ, определяющими его возможности как умножителя частоты, являются его нелинейная проводимость, т. е. вольт-амперная характеристика,

$$g(V) = di_d/dV,$$

где $i_d = I_{нас} [\exp(eV/\eta kT) - 1]$, $I_{нас}$ – ток насыщения диода, e – заряд электрона, η – коэффициент идеальности диода (≥ 1), а также его нелинейная емкость $C(V)$, т. е. вольт-фарадная характеристика варактора,

$$C(V) = C_0 (1 - V/V_n)^{-\gamma},$$

где C_0 – емкость варактора при $V = 0$, потенциал $V_n \approx 1$ В, а показатель степени γ здесь теоретически равен 0.5. Однако при больших обратных смещениях он начинает уменьшаться и обычно хорошим приближением является $\gamma \approx 0.45$.

Если говорить о вольт-амперной характеристике варактора, то определяющими ее параметрами являются ток насыщения $I_{нас}$, коэффициент идеальности η и температура T . Ток насыщения при указанных размерах элементарных диодов составляет обычно $(1 \div 3) \cdot 10^{-17}$ А, коэффициент идеальности у хороших диодов равен $1.1 \div 1.2$, а температура обычно соответствует температуре внешнего окружения. И наконец, следует иметь в виду, что величина R_s в миллиметровом диапазоне длин волн всегда существенно выше, чем на постоянном токе, из-за заметного влияния скин-эффекта.

Еще одним существенным параметром варакторного диода является его критическая частота $f_{кр}$, ограничивающая сверху его рабочие частоты,

$$f_{кр} = (2\pi R_s C_0)^{-1}.$$

Однако более реалистичные оценки получаются при использовании динамической критической частоты

$$f_{дн} = (1/C_{min} - 1/C_{max}) / (2\pi R_s),$$

где C_{min} и C_{max} – минимальное и максимальное значения емкости диода в течение одного периода. В миллиметровом диапазоне эти значения обычно составляют $C_{max} \approx 3C(V_n)$ и $C_{min} \approx 3C(V_{пр})$.

В принципе, как уже отмечалось, варактор может осуществлять умножение частоты как благодаря нелинейности своей вольт-амперной характеристики, так и благодаря нелинейности своей вольт-фарадной характеристики.

Однако анализ показывает, что использование последней более эффективно для умножителя, поскольку в этом случае, по крайней мере теоретически, коэффициент преобразования на любой гармонике равен единице [20]. А у идеального резистивного умножителя (с резистивными нагрузками на всех гармониках входной частоты), теоретически, максимально достижимая эффективность умножения уменьшается, как n^{-2} , где n – номер соответствующей гармоники [21].

И еще одно существенное замечание, касающееся структуры многокаскадной умножительной цепочки. Как уже отмечалось выше, на вход первого каскада такой цепочки желательно подавать от задающего генератора сигнал с максимально возможной мощностью (для генераторов Ганна на InP – это $50 \div 100$ мВт). При столь высоком уровне мощности сигнала на входе умножителя возникает настоятельная необходимость увеличения диаметра элементарного диода до $5 \div 10$ мкм. Однако это неминуемо ведет к росту емкости варактора, что очень негативно сказывается на его импедансных характеристиках на выходе, если выходная частота в значительной мере превышает частоту сигнала на входе умножителя. А это означает неминуемое снижение эффективности преобразования (умножения) частоты умножителем и соответствующее падение его выходной мощности. И этот эффект тем заметнее, чем выше номер умноженной гармоники.

Поэтому в первом, входном, каскаде (а нередко и во втором) многокаскадной цепочки умножителей в подавляющем большинстве случаев используют только удвоители частоты.

Анализ приведенных в литературе данных о конструкциях умножителей свидетельствует о том, что наивысшая эффективность умножения частоты достигается при волноводном исполнении их электродинамических систем. Это обусловлено тем, что именно волноводная элементная база, которую с трудом, но все же удается реализовать для высокочастотной области рассматриваемого диапазона, обеспечивает наиболее эффективное взаимодействие варактора с полем волновода.

В наиболее общем виде структурная компоновка таких волноводных умножителей обычно имеет вид двух скрещенных под прямым углом прямоугольных волноводов соответствующего (основного) сечения. В этой структуре сигнал от задающего генератора вводится во входной волновод, содержащий короткозамыкающий поршень, с помощью которого осуществляется согласование умножителя по входу с задающим генератором. Из входного волновода сигнал через фильтр нижних частот (коаксиальный или полосковый) поступает к одному из варакторных ДБШ сотовой диодной структуры на чипе, расположенном во втором, выходном, волноводе умножителя. При этом тонкая игла, осуществляющая контакт с данным элементарным диодом структуры, используется одновременно в качестве линейной антенны для связи энергии умноженной гармоники с полем выходного волновода. В выходном волноводе имеется также короткозамыкающий поршень для регулирования согласования этого волновода с нагрузкой. Что касается фильтра, связывающего входной и выходной волноводы, то он рассчитывается так, чтобы исключить возможность утечки энергии умноженной гармоники назад, из выходного во входной волновод.

Но такая относительно несложная структура умножителя реализуется на практике только для удвоителей частоты. Конструкция электродинамической системы умножителей с более высоким номером гармоники (3 и более) становится существенно сложнее, так как здесь требуется

обеспечивать еще и оптимальные импедансы нагрузок на всех “холостых” частотах других гармоник. Упростить конструкцию можно путем использования на “холостых” частотах специальных неперестраиваемых реактивных нагрузок (отрезков волноводов фиксированной длины и неперестраиваемых коаксиальных резонаторов), хотя это существенно сужает диапазон рабочих частот. Расчеты таких конструкций требуют знания эквивалентных схем всех элементов электродинамической системы, поэтому очень полезными оказались результаты анализа масштабных моделей умножителей [22]. Такой подход дает возможность найти оптимальные значения параметров систем и затем реализовать их на практике.

И еще об одном существенном вопросе, касающемся условий работы варакторных умножителей. Речь идет о влиянии криогенного охлаждения на их рабочие параметры [23]. Как было сказано выше, эффективность работы варакторного умножителя частоты определяется главным образом емкостью варактора и крутизной его вольт-фарадной характеристики. Эти параметры варактора слабо зависят от его температуры. Однако последовательные импедансы подложки и эпитаксиального слоя варактора очень сильно зависят от температуры из-за температурной зависимости подвижности электронов в GaAs. При этом, как оказалось, охлаждение варактора до температуры жидкого азота (≈ 80 К) значительно увеличивает подвижность электронов в низколегированном эпитаксиальном слое варактора и лишь слегка понижает ее в высоколегированной подложке [24]. В целом, как показывают экспериментальные исследования и анализ их результатов, последовательное сопротивление варактора, определяющее потери в варакторном умножителе, может при таком охлаждении уменьшиться примерно в два раза, что существенно (до 2 дБ) снижает потери в умножителе и соответственно повышает его выходную мощность. Более глубокое охлаждение варактора уже ничего не может изменить, так как максимальная подвижность электронов наблюдается в интервале температур $50 \div 150$ К.

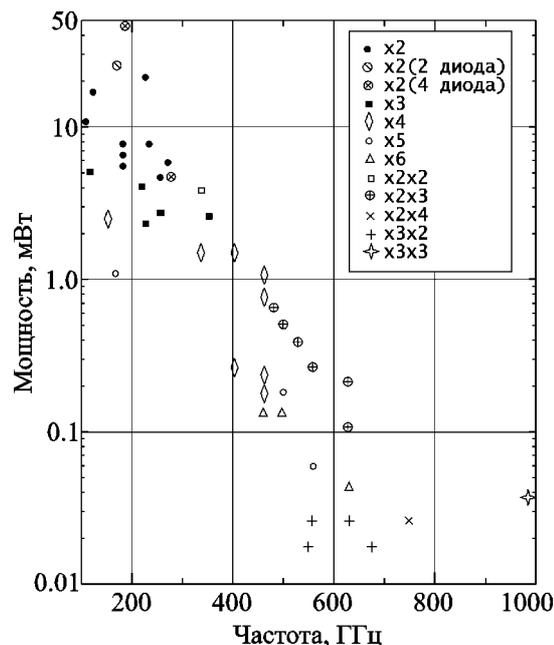
Прямые эксперименты с криогенным охлаждением варакторного умножителя [25]

полностью подтвердили эффективность его применения.

А теперь о современном уровне в этой области твердотельной электроники. Но прежде одно существенное замечание. Сравнительный теоретический анализ характеристик многокаскадной цепочки умножителей с низким номером выходной гармоники каждого из них (удвоителей и в крайнем случае утроителей частоты) и однокаскадного умножителя с высоким номером выходной гармоники (до 5–6) однозначно свидетельствует в пользу многокаскадной цепочки [26]. Согласно результатам анализа получить на выходе твердотельного гетеродина на основе однокаскадного умножителя мощность не менее 100 мкВт на частотах выше 500 ГГц уже совершенно невозможно. И только с помощью многокаскадной цепочки удвоителей и утроителей частоты можно рассчитывать получить на частотах выше 1 ТГц уровень гетеродинной мощности, достаточный для нормальной работы ДБШ-преобразователя частоты.

И в заключение кратко о параметрах рассматриваемых здесь твердотельных гетеродинов субмиллиметрового диапазона (см. рис. 1). В самой низкочастотной части рассматриваемого диапазона (от 100 до 300 ÷ 500 ГГц) с помощью удвоителя или утроителя частоты, а также многокаскадной цепочки удвоителей и утроителей частоты на более высоких частотах (1 ТГц и выше) можно рассчитывать получить уровни гетеродинной мощности, достаточные для нормальной работы ДБШ-преобразователя частоты [27-35].

Все вышеперечисленные конструкции были реализованы в волноводном варианте. В квазиоптическом исполнении в удвоителе частоты на частоте 600 ГГц была достигнута эффективность умножения 0.1 % при мощности на входе 50 мВт [36, 37]. В другой квазиоптической конструкции умножителя [38] на частоте 265 ГГц была получена эффективность умножения 7.5 %, а на частоте 340 ГГц она составила 5 %. И наконец, в квазиоптическом удвоителе частоты, использующем для эффективной связи с варактором кубический уголко-вый отражатель [39], при мощности на входе 22 мВт на выходе на частоте 962 ГГц была получена мощность 2 мкВт.



время твердотельные низковольтные компактные источники на основе генератора Ганна и варакторного умножителя частоты (или многокаскадной цепочки таких умножителей) позволяют получать приемлемую для работы преобразователей частоты мощность на частотах до $2 \div 2.5$ ТГц.

Развернувшиеся сейчас исследования возможностей преобразования частоты на основе эффекта горячих электронов в полупроводниках и особенно в сверхпроводниках свидетельствуют о том, что необходимый для этого уровень мощности гетеродина не превышает нескольких десятых долей микроватта. А это означает, что в гетеродинных приемниках с такими преобразователями частоты, по-видимому, можно будет успешно использовать рассмотренные здесь твердотельные гетеродины на еще более высоких рабочих частотах, до 10 ТГц, а возможно и выше.

Литература

1. R. J. Chaffing. *Microwave Semiconductor Devices: Fundamentals and Radiation Effects*. – New York: Wiley-Interscience, 1973.
2. С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов*. – М.: Мир, 1984.
3. J. J. Gallagher. InP: A promising material for EHF semiconductors // *Microwaves*. – 1982. – Vol. 21, No. 2. – P. 77-84.
4. F. B. Fank, J. Crowley. Gunn effect devices move up in frequency and become more versatile // *Microwave J.* – 1982. – Vol. 25, No. 9. – P. 143-147.
5. J. D. Crowley, J. J. Sowers et al. High efficiency 90 GHz InP Gunn oscillator // *Electron. Lett.* – 1980. – Vol. 16. – P. 705-706.
6. I. G. Eddison, I. Devies et al. Indium phosphid proves itself for millimeter applications // *Microwave Syst. News*. – 1982. – Vol. 12, No. 2. – P. 91-96.
7. F. B. Fank. InP emerges as near-ideal material for prototype millimeter-wave devices // *Microwave Syst. News*. – 1982. – Vol. 12, No. 2. – P. 59-72.
8. H. J. Kuno. IMPATT devices for generation of millimeter waves / *In Infrared and Millimeter Waves*. Vol. 1 / Ed. by K. J. Button. – New York: Academic Press, 1979.
9. H. J. Kuno. Solid-state millimeter-wave power sources and combiners // *Microwave J.* – 1981. – Vol. 24, No. 6. – P. 21-34.
10. D. S. Pan, N. Lee. GaAs abrupt junction MITATT and TUNNETT // *Proc. 6-th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves*. – Miami Beach, Fl(USA). – 1981. – M-5-3.
11. M. E. Elta, G. I. Haddad. High - frequency limitations of IMPATT-, MITATT- and TUNNETT-s // *IEEE Trans.* – 1979. – Vol. MTT-27, No. 5. – P. 442-449.
12. M. E. Elta, H. R. Fetterman et al. 150 GHz GaAs MITATT source // *IEEE Electron. Device Lett.* – 1980. – Vol. EDL -1, No. 6. – P. 115-116.
13. J. Nishizava, K. Motoja et al. Submillimeter wave oscillation from GaAs TUNNETT diode // *Proc. 9-th European Microwave Conf.* – Brighton, (England). – 1979.
14. S. F. Wetenkamp, K. J. Kong. *Transportation lag in phase-locked loop*. – Palo Alto (CA): Watkins-Jonson Company, 1978.
15. F. M. Gardner. *Phaselock Techniques*. 2nd ed. – New York: Wiley, 1979.
16. M. Crandell, F. J. Bernues. Oscillators lock and tune at W-band // *Microwave Syst. News*. – 1980. – Vol. 10, No. 12. – P. 54-60.
17. J. M. Cadwallader, M. M. Morishita et al. 217 GHz phase-locked INPATT oscillator // *Microwave J.* – 1982. – No. 8. – P. 106-109.
18. J. W. Archer, R. A. Batchelor et al. Low-parasitic, planar Schottky diode for millimeter-wave integrated circuits // *IEEE Trans.* – 1990. – Vol. MTT-38, No. 1. – P. 15-22.
19. W. L. Bishop, T. W. Crowe et al. Planar Schottky barrier mixer diodes for space applications at submillimeter wavelengths // *Microwave Opt. Technol. Lett.* – 1991. – Vol. 4, No. 1. – P. 44-49.
20. J. M. Manley, H. E. Rowe. Some general properties of nonlinear elements. Part I. General energy relations // *Proc. IRE*. – 1956. – Vol. 44, No. 7. – P. 904-913.
21. C. H. Page. Harmonic generators with ideal rectifiers // *Proc. IRE*. – 1958. – Vol. 46, No. 10. – P. 1738-1741.
22. T. J. Tolmunen, A. V. Raisanen. An efficient Schottky-varactor frequency multiplier at millimeter waves. Part I: Doubler // *Int. J. Infrared Millimeter Waves*. – 1987. – Vol. 8, No. 10. – P. 1313-1336.
- Part II: Tripler // *Int. J. Infrared Millimeter Waves*. – 1987. – Vol. 8, No. 10. – P. 1337-1353.
- Part III: Quadrupler // *Int. J. Infrared Millimeter Waves*. – 1989. – Vol. 10, No. 4. – P. 475-504.
- Part IV: Quintupler // *Int. J. Infrared Millimeter Waves*. – 1989. – Vol. 10, No. 4. – P. 505-518.
23. J. T. Louhi, A. V. Raisanen et al. Cooled Schottky varactor frequency multipliers at submillimeter wavelengths // *IEEE Trans.* – 1993. – Vol. MTT-41, No. 4. – P. 565-571.
24. J. G. Ruch, W. Fawcett. Temperature dependence of the transport properties of gallium arsenide determined by a Monte-Carlo method // *J. Appl. Phys.* – 1970. – Vol. 41, No. 8. – P. 3843-3849.
25. N. R. Erickson. High efficiency submillimeter frequency multipliers // *Dig. IEEE MTT-S Int. Microwave Symp.* – 1990. – Vol. III, No. 5. – P. 1301-1304.
26. A. Raisanen, M. Sironen. Capability of Schottky-diode multipliers as local oscillators at 1 THz // *Microwaves Opt. Technol. Lett.* – 1991. – Vol. 4, No. 1. – P. 29-33.

27. J. W. Archer, M. T. Faber. High-output, single- and dual-diode millimeter-wave frequency doublers // IEEE Trans. – 1985. – Vol. MTT-33, No. 6. – P. 533-538.
28. J. W. Archer. An efficient 200-290 GHz frequency tripler incorporating a novel stripline structure // IEEE Trans. – 1984 – Vol. MTT-32, No. 4. – P. 416-420.
29. N. R. Ericson. A high efficiency frequency tripler for 230 GHz // Proc. 12th European Microwave Conf. – Helsinki (Finland). – 1982. – P. 288-292.
30. N. R. Ericson. Very high efficiency triplers for 100-300 GHz // Proc. 10th Int. Conf. Infrared and Millimeter Waves. – 1985. – P. 54-55.
31. N. R. Ericson. Private communication // A. V. Raisanen. Frequency Multipliers for Millimeter and Submillimeter Wavelengths // Proc. IEEE. – 1992. – Vol. 80, No. 11. – P. 1842-1852.
32. R. Zimmermann, R. Zimmermann et al. 490 GHz solid state source with varactor quadrupler // Proc. 13th Int. Conf. Infrared and Millimeter Waves, SPIE. – 1988. – Vol. 1093. – P. 77-78.
33. R. Zimmermann, R. Zimmermann et al. // All solid-state radiometer at 557 GHz // Proc. 21st European Microwave Conf. – Stuttgart (Germany). – 1991. – P. 253-256.
34. H. Rothemel, T. G. Phillips et al. A solid-state frequency source for radio astronomy in the 100 to 1000 GHz range // Int. J. Infrared Millimeter Waves. – 1989. – Vol. 10, No. 1. – P. 83-100.
35. G. Chattopadhyay, E. Schlecht et al. An all-solid-state broad-band frequency multiplier chain at 1500 GHz // IEEE Trans. – 2004. – Vol. MTT-52, No. 5. – P. 1538-1547.
36. M. A. Frerking, H. M. Pickett et al. A submillimeter wave quasioptical frequency doubler // Dig. IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. – 1983. – P. 108-109.
37. J. W. Archer. A novel quasioptical frequency multiplier design for millimeter and submillimeter wavelengths // IEEE Trans. – 1984. – Vol. MTT-32, No. 4. – P. 421-427.
38. B. N. Lyons, I. Sheridan et al. Experimental and theoretical evaluation of a quasioptical submillimeter-wave multiplier // Proc. MIOP 90. – Stuttgart (Germany). – 1990. – P. 369-374.
39. T. W. Crowe, T. C. Grein et al. Progress toward solid-state local oscillators at 1 THz // IEEE Microwave Guide Wave Lett. – 1996. – Vol. 6, No. 6. – P. 202-208.
40. J. Bruston, E. Schlecht et al. Development of 200 GHz to 2.7 THz multiplier chains for submillimeter-wave heterodyne receivers // Proc. SPIE UV, Opt., IR Space Telescopes Instrum. Conf. – 2000. – Vol. 4013. – P. 285-295.

Твердотільні джерела гетеродинного випромінювання субміліметрового діапазону

I. I. Єру

У статті розглядаються твердотільні гетеродини субміліметрового діапазону. Твердотільні генератори на цих частотах не можуть забезпечити бажаний рівень потужності, а тому виникає потреба у помножувачах для переносу робочих частот з міліметрового діапазону у субміліметровий. Розглянуто багатокаскадні ланцюжки помножувачів на діодах з бар'єром Шоттки (ДБШ) з низькими номерами гармонік та однокаскадні ДБШ-помножувачі з великими номерами гармонік.

Solid-State Sources of Geterodyne Radiation at Submillimeter Wavelengths

I. I. Eru

Solid-state sources of heterodyne radiation at submillimeter waves are considered. Solid-state generators cannot provide the desired power level at these frequencies, therefore frequency multipliers are required to transfer operating frequencies from the millimeter to submillimeter wavelengths. Multistage chain of multipliers on Schottky-barrier diodes with the small harmonic numbers and one-stage multipliers with the large harmonic numbers are also considered.