

УДК 621.385.623

ДВУХКАНАЛЬНЫЙ ГЕНЕРАТОР ИЗЛУЧЕНИЯ 8-МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН С ИМПУЛЬСАМИ СУБГИГАВАТТНОГО УРОВНЯ

В. В. Ростов^{1,2}, *А. А. Ельчанинов*¹, *И. В. Романченко*¹, *С. А. Шунайлов*³,
*М. Р. Ульмаскулов*³, *К. А. Шарыпов*³, *В. Г. Шпак*³, *С. Н. Рукин*³, *М. И. Яландин*³

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН,

² Томский госуниверситет, г. Томск;

³ Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

Обзор посвящён исследованиям фазовой стабилизации импульсной релятивистской лампы обратной волны (ЛОВ), возбуждаемой питающим напряжением с крутым фронтом. Результаты фазовой стабилизации излучения сопоставляются с результатами синфазного возбуждения двух независимых наносекундных релятивистских сверхвысокочастотных (СВЧ) генераторов обратной волны 8-миллиметрового диапазона длин волн. Демонстрируется устойчивая и управляемая (за счёт коррекции фронта напряжения) синхронизация двух каналов с идентичными сильноточными электронными пучками при мощности генерации в каждом из них до 230 МВт и длительности импульсов до 100 периодов колебаний.

ВВЕДЕНИЕ

По-видимому, первые наблюдения эффекта стабилизации фазы колебаний в СВЧ генераторе относительно питающего импульса, который имеет достаточно короткое время нарастания напряжения t_f , были выполнены авторами цикла работ [1, 2]. Исследовались твёрдотельные генераторы — маломощные (милливаттный уровень) диоды Ганна. Устойчивое повторение фазовой структуры колебаний достигалось при условии соизмеримости t_f с периодом колебаний T и нарушалось уже при $t_f \approx 3T$. К сожалению, данный метод не получил развития, вероятно, из-за ограниченных возможностей импульсной техники того времени, а также сомнений относительно перспектив создания на его основе фазируемых решёток. Действительно, наносекундный диапазон длительностей не был востребован, а контроль фазы на больших временах (порядка и более $10^4 T$) возможен лишь при выполнении жёстких условий на идентичность каналов, по-видимому недостижимых из-за технологических дефектов в полупроводниковых структурах. На новом этапе развития технологии стали доступны диоды Ганна, обеспечивающие генерацию на длине волны 3 см с мощностью около 40 Вт в наносекундном интервале длительностей импульсов [3]. Для них наблюдается эффект стабилизации фазы при $t_f \gg T$ [4]. Как представляется, фаза определяется моментом перехода напряжения в область отрицательного дифференциального сопротивления диода.

Для импульсного электронного СВЧ генератора эффект стабилизации фазы был впервые продемонстрирован в работе [5], где исследовалась сверхизлучательная релятивистская ЛОВ с рабочей частотой около 3,7 ГГц. Как известно [5–9], эффект сверхизлучения электронного пучка в протяжённой замедляющей системе релятивистской ЛОВ обеспечивает ограниченную длительность импульсов порядка $10T$. В этом случае начальная «привязка» фазы к фронту напряжения определяет стабильность фазовой структуры от импульса к импульсу, т. к. малое смещение центральной частоты, если оно и происходит в результате непостоянства ускоряющего напряжения, не имеет значения: характерная ширина спектра значительно больше смещения спектра как целого. В эксперименте [5] при сокращении длительности фронта t_f от $20T$ до значения около

$2T$ наблюдалась возрастающая стабилизация фазовой структуры СВЧ импульса и одновременно повышалось качество сильноточного пучка в условиях ограниченного внешнего магнитного поля. Последний факт был особенно важен с точки зрения повышения долговечности катода, работающего в режиме взрывной эмиссии электронов, и проявлялся в том, что его эмиссионные свойства деградировали уже на несколько порядков большем числе импульсов [10, 11] в режиме высокой частоты их повторения вплоть до 3500 Гц [12]. Применение водородного обостряющего разрядника позволяло ещё больше сокращать фронт напряжения и показать возможность стабилизировать фазу для импульсов сверхизлучения с центральной частотой 10 ГГц [13].

Вместе с расширением возможности стабильного воспроизведения амплитуды и формы импульсов излучения [14] стабилизация фазы определила новое направление исследований — построение двухканального генератора встречной волны [15, 16]. Из-за ограниченной длительности импульсов напряжения и СВЧ импульсов (единицы наносекунд) электродинамическая развязка между каналами обеспечивается пространственным разнесением между собой двух автономных систем, начиная от вакуумного электронного диода и кончая излучающим рупором. После совершенствования методик регистрации и контроля фазы на частоте 10 ГГц появились реальные шансы для решения задачи синхронизации независимых каналов ЛОВ диапазона 37 ГГц [17]. При этом произошло и относительное удлинение микроволновых импульсов: в отличие от режима сверхизлучения, два канала квазистационарной генерации излучения 8-миллиметрового диапазона длин волн синхронизовались при длительности импульса $\tau_m \approx 200T$ [17], если в каждом из двух каналов точность синхронизации высоковольтных импульсов напряжения составляла единицы пикосекунд.

В настоящем обзоре обсуждаются процессы, влияющие на результативность такого способа стабилизации фазовой структуры генерируемых импульсов. Также описывается метод управления сдвигом фаз между каналами и результаты последнего эксперимента на основе одного высоковольтного драйвера с твёрдотельной коммутацией и расщеплением стабильного импульса напряжения на несколько каналов.

Характер локализованного возмущения для старта ЛОВ может иметь различную природу. Не претендуя на общность, мы не рассматриваем спонтанное переходное излучение электронов в ускоряющем промежутке, а также магнитотормозное излучение электронов в отличном от нуля внешнем магнитном поле. Дело в том, что основной интерес представляет случай $t_f \gg T$. Когда эти величины сравнимы, стабилизировать фазу проще, но осуществить такой режим крайне сложно. Предельные возможности сокращения t_f рассматриваются в первом разделе статьи как важная часть особенностей эксперимента. Поскольку типичное время ускорения частиц в диоде значительно меньше реализуемых значений t_f , доминирующими, вероятно, являются возмущения в виде спектральных компонент скорости частиц, переходящие в модуляцию плотности пучка уже в области дрейфа. Начальная фаза возмущений определяется участком быстрого нарастания тока взрывной эмиссии электронов [16]. С точки зрения условий стабилизации начальной фазы колебаний, обсуждаемых в отдельном разделе, важно, чтобы дисперсия задержек взрывной эмиссии не превышала несколько единиц пикосекунд (т. е. была много меньше T), и это требование выполнимо [18–21].

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

После цикла экспериментов [17], где применялись два синхронизируемых миниускорителя серии «РАДАН», был подготовлен эксперимент с одним драйвером S-500 (источником высоковольтных импульсов с повышенной стабильностью) — на основе модифицированного источника S-5N [22]. Структурный вид установки показан на рис. 1.

Во всех каскадах компрессии энергии используются только твердотельные ключи — тиристоры в первом каскаде с импульсным трансформатором и насыщающиеся дроссели в последующих каскадах с ёмкостными накопителями энергии. На выходе драйвера установлено наносекундное звено сжатия энергии в виде индуктивного накопителя с полупроводниковым прерывателем тока на основе SOS-диодов. В отличие от варианта [22], установка S-500 оснащена схемой накачки SOS-диодов в виде двойной формирующей линии, при зарядке которой ток проходит через диоды в прямом направлении (сила тока 3 кА в течение примерно 40 нс). Через некоторое время ток меняет направление, достигая 10 кА за 10 нс, после чего диоды обрывают ток за время около 2 нс. Сформированный импульс высокого напряжения с фронтом 2,5 нс поступает в передающую 50-омную линию, содержащую участок с ненасыщенным ферритом. После прохождения такого обострителя перед делителем мощности импульс имеет фронт немногим более 1 нс, длительность порядка 5 нс и амплитуду около -350 кВ. В делителе мощности предусмотрена возможность расщепления импульса на 4 канала. При делении на 2 канала по 45 Ом импульсы напряжения в каждом из них имеют амплитуду -210 кВ (точность измерений около ± 10 кВ) и длительность фронтов $t_f \approx 1,5$ нс. Устройство деления мощности проектировалось и настраивалось (с помощью низковольтного генератора прямоугольных импульсов) главным образом для того, чтобы обеспечить малое относительное различие амплитуд импульсов в каналах. В результате это различие оценивается в $0,1 \div 0,3\%$ при незначительных искажениях формы сигнала.

Регулируемая задержка и дополнительное обострение фронта осуществлялись при прохождении импульсов по одинаковым нелинейным передающим линиям с насыщенным NiZn-ферритом (модуль 3 на рис. 1). Наиболее важные закономерности в процессе обострения для такой нелинейной линии были описаны ранее и апробированы [23]. В случае нулевого магнитного поля $H_b = 0$, который соответствует ненасыщенному состоянию феррита, максимальная временная производная на фронте напряжения не превышает $0,3$ МВ/нс (рис. 2, кривая 1), а задержка сигнала минимальна. Ферритовый образец в виде протяжённого (200 мм) толстостенного цилиндра с внутренним и внешним диаметрами 20 и 32 мм соответственно насыщается в аксиальном постоянном магнитном поле H_b с напряжённостью более 1 кА/м, поэтому область малых полей отвечает за смещение импульса как целого. Задержка начальной компоненты импульса на фронте нарастает приблизительно до 0,6 нс уже при $H_b \approx 6 \div 9$ кА/м. С дальнейшим увеличением H_b наблюдается нарастание производной $(\partial U_s / \partial t)_{\max}$ до 0,65 МВ/нс (при $H_b \approx 16$ кА/м). Максимум обострения немногим больше по величине и соответствует области $H_b = 20 \div 30$ кА/м, для которой характерна максимальная добавка радиочастотной компоненты на частоте около 3 ГГц [17]. Специальная проверка в предыдущих экспериментах показывала, что радиочастотная модуляция не способствует повышению стабильности фазы СВЧ колебаний в единичном канале и разности фаз между каналами [15].

Закономерны вопросы о предельных возможностях такого обострения и следует ли к ним стремиться. Как известно [24], ток в нелинейной линии с ферритом за фронтом стационарной ударной волны описывается предельным циклом на плоскости $\partial J_s / \partial t, J_s$. Максимальные значения производной тока и напряжения достигаются вблизи сепаратрисы, описывающей наибольший

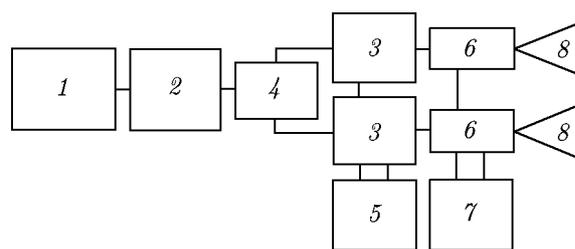


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — SOS-драйвер S-500, 2 — ферритовый обостритель напряжения, 3 — нелинейная передающая линия, 4 — делитель мощности, 5 — источник постоянного тока, 6 — ЛОВ, 7 — питание импульсного соленоида, 8 — выходные рупоры

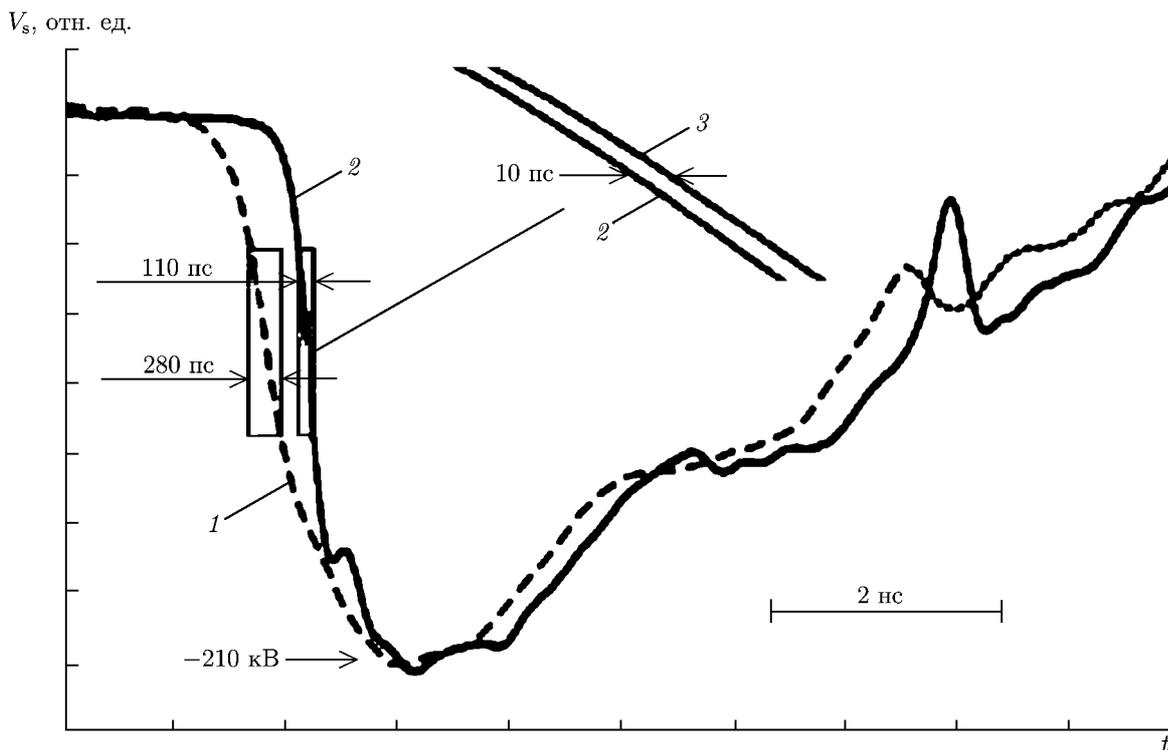


Рис. 2. Обострение фронта импульса напряжения и вариация его задержки в зависимости от поля подмагничивания нелинейной передающей линии: кривая 1 — $H_b = 0$, кривая 2 — $H_b = 16$ кА/м, кривая 3 — $H_b = 12$ кА/м

размах колебаний, и в моменты времени t_s , отвечающие состоянию осциллятора на дне потенциальной ямы, когда $J_s(t_s) = J_{s,max}/\sqrt{2}$ [25]. Однако такие колебания нежелательны, поэтому отыскиваются компромиссные условия [23], когда выход к стационарной ударной волне заведомо не реализуется, а модуляция огибающей только начинает проявляться. Следовательно, не достигается и тот предел для максимума производной, который связан с поперечными размерами линии с ферритом.

Итак, для экспериментов выбрана рабочая область $H_b = (16 \pm 4)$ кА/м, для которой

$$\tau_s = U_{s0}/(\partial U_s/\partial t)_{max}, \tag{1}$$

где U_{s0} — амплитуда импульса, составляет величину около 0,3 нс. Контролируемый сдвиг средней части фронта напряжения после модуля 3 на рис. 2 составляет примерно 2,5 пс/(1 кА/м). К сожалению, порознь регулировать τ_s и задержку не удаётся: сдвиг сопровождается почти таким же изменением τ_s , т. к. большей задержке соответствует большее время нарастания напряжения. Предполагалось, что при выполнении других условий, обсуждаемых далее, такой уровень τ_s вполне достаточен для стабилизации фазы в канале ЛОВ диапазона 37 ГГц. С другой стороны, удалось обеспечить приемлемую температурную стабильность в неохлаждаемых соленоидах подмагничивания при долговременной работе с питанием постоянным током.

Подчеркнём, что важным достоинством такого метода коррекции фронта высоковольтного импульса (кроме того, что он контролируем) является отсутствие диссипации энергии, что не справедливо в случае ненасыщенного феррита. Второе обстоятельство, достойное внимания, заключается в следующем. Из опыта настройки подсистем драйвера следует, что при изменении

величины U_{s0} примерно на 30%, производная $(\partial U_s / \partial t)_{\max}$ почти пропорциональна напряжению (для $H_b = \text{const}$). Это обстоятельство свидетельствует о слабом изменении τ_s в (1), что важно для анализа последствий неустойчивости напряжения или проектирования будущих систем.

Высоковольтный источник генерирует импульс с амплитудой $U_{s0} \approx -210$ кВ в канале с внутренним сопротивлением $\rho = 45$ Ом (волновое сопротивление передающей линии после модуля 3 на рис. 1), который нагружен на относительно высокоомный электронный диод с магнитной изоляцией (рис. 3). Амплитуда напряжения на диоде растёт приближённо как $U \approx 2R_d U_s / (\rho + R_d)$ или немного быстрее при использовании согласующего участка неоднородной линии. Для энергий частиц порядка 300 кэВ эффективность ЛОВ максимальна, когда сопротивление диода $R_d \approx 140$ Ом [26].

Корректные измерения напряжения непосредственно на ускоряющем промежутке диода представляют собой трудноосуществимую задачу. Поэтому для выяснения характера искажений формы импульсов и роли каких-либо неоднородностей в передающем тракте (что особенно актуально в субнаносекундном интервале длительности) используется численное моделирование. На стадии подготовки к эксперименту был проведён такого рода расчёт для участка передающей линии с ограниченной длиной около 50 см между модулем 3 на рис. 1 и диодом. В расчётах с эквивалентной резистивной нагрузкой 140 Ом получен коэффициент передачи напряжения 1,65 с приемлемыми потерями энергии на отражения, примерно равными 11%. На основе этих результатов была выбрана геометрия, для которой в эксперименте получены осциллограммы тока пучка с помощью специального коллектора, имеющего переходную характеристику с временной постоянной не более 70 пс. Коллектор устанавливался вместо замедляющей системы ЛОВ.

По данным измерений получена амплитуда тока $I_b \approx 2,4$ кА и максимальная скорость его нарастания 4,5 кА/нс. Прохождение сигнала заданной формы моделировалось для амплитуды напряжения на диоде $|U_0| \approx 330 \div 340$ кВ, скорости роста вплоть до $|\partial U / \partial t|_{\max} \approx 1$ МВ/нс и силе тока $I \approx 2,4$ кА. Длительность фронта напряжения на диоде определяем аналогично (1):

$$\tau_U = U_0 / (\partial U / \partial t)_{\max}. \quad (2)$$

Величины τ_U и τ_s должны быть одного порядка и примерно равны 0,35 нс. Однако в диоде возможно уширение фронта из-за сосредоточенной ёмкости «катод–анод» C_d . Её значение можно извлечь (с учётом масштабирования) из экспериментов с аналогичной геометрией диода (см. рис. 3). Данный параметр наиболее достоверно находится, если полный ток измеряется поясом Роговского в случаях относительно большой задержки взрывной эмиссии электронов, которая характерна для металлических катодов. Согласно работе [27] максимальный ток смещения, задаваемый связью $(I_C)_{\max} = C_d (dU/dt)_{\max} \approx 2,5$ кА, делим на $(dU/dt)_{\max} \approx 10^{14}$ В/с — получаем ёмкость около 25 пФ. В нашем случае все геометрические размеры меньше в среднем в 4 раза, что даёт значение около 6 пФ. Однако добавка $\tau_C = \rho C_d \approx 0,3 \pm 0,1$ нс к длительности фронта падающей волны не аддитивна и определяется ещё нелинейной зависимостью тока от напряжения.

В целом достаточно сложная динамика тока и напряжения зависит от эмиссионной способно-

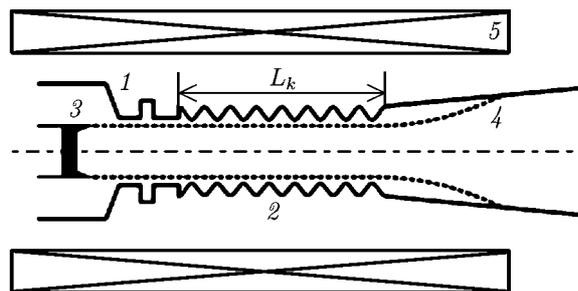


Рис. 3. Схема релятивистской ЛОВ с широкополосным рефлектором 1 и осесимметричной замедляющей системой 2, 3 — катод магнитоизолированного диода, 4 — коллектор пучка, 5 — соленоид

сти катода. Если последняя известна, обе эти функции должны быть связаны уравнением

$$U + \rho I(U) + \tau_C \partial U / \partial t = 2U_s. \quad (3)$$

Рассмотрим подробнее основные физические процессы, задающие зависимость тока I от напряжения U на ранних стадиях формирования тока, учитывая, что стационарные состояния достаточно хорошо изучены. Оценки показывают, что время пролёта электроном ускоряющего диодного промежутка значительно меньше длительности фронта напряжения. Поэтому нас будет интересно не столько до сих пор нерешённая задача о нестационарном диоде, сколько задача о более длительных процессах образования плазмы на катоде.

2. ФОРМИРОВАНИЕ СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

2.1. Специфика субнаносекундного нарастания напряжения

Упрощённый вид электронно-оптической системы представлен на рис. 3 [28, 29]. Каждый из двух каналов генератора (рис. 1) содержал замедляющую систему. Эти системы имели достаточно идентичную геометрию (относительное отличие их ключевых размеров не превышало 10^{-3}). Ранее подобная схема на основе ускорителя РАДАН-303БП была апробирована в диапазоне длин волн 8 мм и показала эффективность до $30 \div 35\%$ при индукции фокусирующего магнитного поля $B = 2,2$ Тл [17, 26]. Индукция магнитного поля, соответствующая частоте циклотронного резонанса (в области которого имеется «провал» мощности до нуля), в 1,6 раз превышает 2,2 Тл, составляя около 3,5 Тл. Если наращивать магнитное поле до 5,5 Тл и более, то схема демонстрирует аналогичный коэффициент полезного действия (КПД) [17]. Поэтому было решено ограничиться случаем $B = 2,2$ Тл. Длина замедляющей системы $L_k \approx 5$ см. Положение рефлектора перед замедляющей системой фиксированное. В соответствии с дисперсионной характеристикой, групповая скорость волны в замедляющей системе на рабочей частоте есть $V_g \approx 0,3c$, где c — скорость света в вакууме. Для скорости электронов $V_0 \approx 0,78c$ время распространения сигнала по кольцу обратной связи есть $L_k (1/V_0 + 1/V_g) \approx 0,8$ нс. Диаметр графитового катода равен 7,5 мм, толщина кромки $h_c \approx 0,15$ мм. Как показывают следы пучка на полимерной плёнке, его толщина примерно равна $(2 \div 3) h_c$. Это соответствует оценке размаха осцилляций электронов для поля $B = 2,2$ Тл.

Наиболее подходящим материалом для трубчатого катода в интересующей области длительностей является относительно плотный графит. В данном случае используется мелкодисперсный пиролитический графит МПГ-6. Его пористость порядка $10 \div 20\%$, а структура образована наноразмерными пластинками с проводимостью вдоль пластинок на несколько порядков выше, чем между отдельными пластинками (рис. 4а) [30]. В силу высокого удельного сопротивления и неоднородной структуры, интеграл удельного действия [31], отвечающий затратам необходимой удельной энергии для разогрева и испарения (сублимации) вещества, может быть примерно на два порядка меньше типичных значений для металлов [32]:

$$\text{Int} = \int_0^{\tau_d} j^2 dt \approx 4 \cdot 10^7 \text{ A}^2 \cdot \text{см}^{-4} \cdot \text{с}. \quad (4)$$

Здесь j — плотность тока на кончике микроэммиттера, τ_d — время до взрыва.

Однако следует заметить, что только на основании скудных данных об электрофизических свойствах конкретной марки графита оценка (4) была бы не вполне достоверной (в силу неоднородности и «размерных эффектов» [31]), если бы не соотносилась с экспериментом. Хотя в

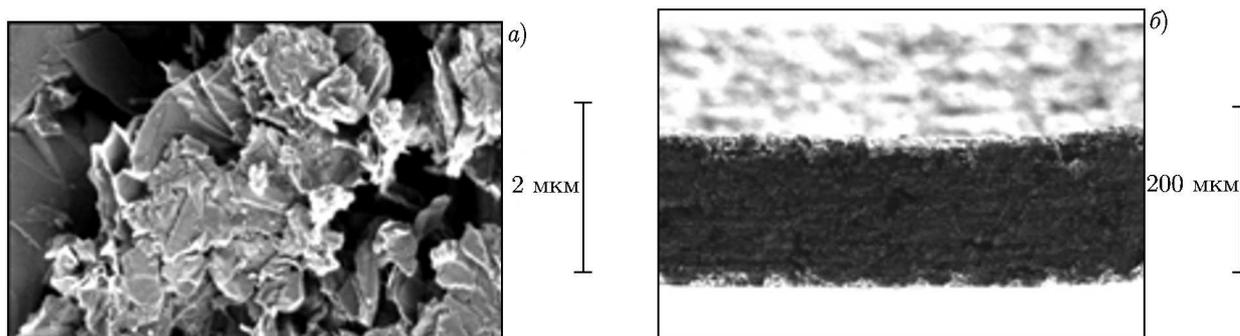


Рис. 4. Микрофотографии кромки графитового катода

публикациях не встречаются оценки Int для графита, мы воспользовались сравнением времени задержки взрывной эмиссии электронов для графитовых и металлических катодов в условиях одинаковой средней напряжённости поля. Кроме данных в [32], можно провести сравнение с результатами испытаний катодов из различных материалов (для исследуемой геометрии диода), содержащимися в [27], а также в [19, 33, 34]. В таком сравнении время задержки эмиссии отличается на один–два порядка уже после нескольких десятков или сотен импульсов, необходимых для удаления основной части газа и загрязнений с поверхности, и различие продолжает расти с увеличением числа импульсов.

С другой стороны, снижение величины Int , пусть даже на два порядка, не является единственной причиной, которая могла бы объяснить наблюдаемые задержки взрыва в интервале $\tau_d \sim 10^{-11} \div 10^{-10}$ с. Действительно, для того, чтобы обеспечить $\tau_d \sim 10^{-10}$ с, т. е. порядка $1/3$ от τ_U , в соответствии с (4) необходима локальная плотность тока $j_l \sim 6 \cdot 10^8 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$. Подстановка работы выхода $\varphi = 4,7 \text{ эВ}$ в формулу Фаулера–Нордгейма показывает, что такой ток автоэлектронной эмиссии могло бы обеспечить локальное электрическое поле $E_l > 10^8 \text{ В/см}$. Здесь мы полагаем, что при нахождении E_l учтено экранирование вершины эмиттера полем пространственного заряда [35, 36]. Качественно и количественно описать степень ослабления K_a «геометрического» поля E_g [35] на микроэмиттере позволяет аппроксимация

$$E_l = K_a E_g, \quad K_a \approx 1 - \exp\left(-\frac{3E_0}{4E_g}\right), \quad E_0 = \frac{\varphi^2}{e}, \quad (5)$$

где e — абсолютная величина заряда электрона, напряжённость $E_0 \approx 170 \text{ МВ/см}$ отвечает полю, которое снимает барьер (предельный случай эффекта Шоттки), но истинное локальное поле E_l ограничено полем объёмного заряда и практически не достигает уровня E_0 . Предполагается, что с ростом производной dU/dt эффект экранирования ослабевает [20].

Для объяснения расхождений характерных времён с найденными экспериментально значениями (не только при использовании графитовых катодов) многие авторы склоняются к необходимости модернизировать одномерную плоскую модель автоэлектронной эмиссии для сверхсильных полей. В частности, в [36] обращается внимание на сильное уменьшение ширины барьера, если пренебречь полем пространственного заряда. В таком случае, особенно характерном для нанокластеров углерода, графенов и нанотрубок, низкий порог автоэлектронной эмиссии не может быть объяснён чисто геометрическим усилением напряжённости электрического поля [37], поэтому рассматривается модель резонансного туннелирования [38]. Такая модель в общих чертах приводит к результату, эквивалентному резкому снижению работы выхода. Но для графита МПГ-6 это, по-видимому, не совсем так. В работе [39] отмечается, что сверхсильные поля должны увеличивать концентрацию электронов с энергиями выше уровня Ферми. Различные модели «обгона»

электронной температурой фононной температуры возникали и ранее [31, 32]. При этом речь идёт об энергии, набираемой электроном непосредственно на длине свободного пробега, которая должна снижаться от величины порядка 10^{-6} см при комнатной температуре приблизительно как $1/T_e$ до уровня порядка длины дебаевского экранирования 10^{-8} см. Поле для реализации такого эффекта, вероятно, должно превышать 100 МВ/см. Известно (см., например, [30]), что время передачи энергии от электронной подсистемы к решётке металла порядка 1 пс. Однако, как представляется, уже в интервале времён $10^{-11} \div 10^{-10}$ с возможно появление «хвоста» у функции распределения электронов по энергиям, как и в случае субнаносекундного пробоя в газе [29]. Это должно приводить к ускоренному переходу от автоэлектронной эмиссии к стадии термоавтоэмиссии и далее к взрывной эмиссии электронов. Такой вывод напрашивался уже во многих работах. Так, для объяснения малой задержки взрыва в модели термоавтоэмиссии авторы [30] оперируют с температурой электронов в несколько десятков тысяч градусов. Кроме того, они показали, что резкий рост числа центров взрывной эмиссии электронов и тока пучка с длительностью 1 нс происходит в условиях предварительного нагрева эмиттеров предыдущими импульсами, следующими с частотой, большей 1000 Гц. Следовательно, основной вклад в задержку взрывной эмиссии электронов может вносить автоэлектронная эмиссия, происходящая на начальной стадии разогрева вещества до нескольких тысяч градусов, хотя требуемая удельная энергия по сравнению с полным значением Int оказывается относительно малой.

Протекание последних стадий перед взрывом тоже качественно меняется при быстром вводе энергии за время, в течение которого вещество микроэмиттера не успевает преодолеть силы инерции [40]. При этом реализуется режим высокотемпературного электрического взрыва проводника и давление в графите может превышать критическую точку перехода через жидкую фазу, а температура вещества в момент взрыва может достигать порядка 5 эВ при условии достаточной подводимой энергии (при увеличении Int в 3–4 раза). Как показывают оценки, подобные проведённым в [40], но сделанные для критических параметров графита [30], все наноразмерные графитовые эмиттеры с радиусом $r_0 < 50$ нм должны подвергаться перегреву, если задержка взрыва составляет величину порядка 10^{-10} с. Для длительности ввода энергии 10^{-9} с линейный размер вовлекаемых в такой процесс эмиттеров растёт до $r_0 < 500$ нм. Наблюдение следов жидкой фазы графита с диаметром капель порядка 100 нм представлено в [41], что подтверждает модель быстрого электрического взрыва [40].

На наш взгляд, высокая скорость нарастания напряжения стабилизирует время задержки взрывной эмиссии электронов [20]. В этом случае два параллельных вакуумных диода могут обеспечивать взаимную стабильность фронта порядка 1 пс при характерной задержке τ_d взрывной эмиссии электронов до нескольких сотен пикосекунд. Несмотря на это, проблему медленной деградации эмиссионной способности катодов, проявляющуюся в нарастании τ_d после $10^2 \div 10^3$ импульсов [19–21], нельзя считать окончательно решённой. Графит как материал катода, обеспечивающий наименьшую задержку взрывной эмиссии электронов по сравнению с различными металлами [27], не является идеальным катодным материалом, т. к. для него, например, также характерен эффект «полировки» [41]. Для долговременной стабилизации τ_d требуются неординарные подходы. К ним относятся, например, применение высокой (более 1000 Гц) частоты повторения импульсов или инициирование взрывной эмиссии электронов с помощью предимпульса напряжения. Рассмотрим роль размерных факторов и ключевых закономерностей в нарастании тока.

2.2. Модель нарастания тока

Рассмотрим квазистационарное приближение, справедливое, когда время пребывания частицы в диоде достаточно мало. Характеристики коаксиального диода в бесконечно сильном магнитном поле для геометрии, изображённой на рис. 5, были впервые получены в [42] с использованием приближения неограниченной эмиссии, когда на кромке катода $E_n = 0$. Наличие сужения в анодной трубе (см. рис. 3) позволяет уменьшить потенциал пучка в области дрейфа и увеличить ток [43]. В эксперименте расстояние между катодом и сужением не варьировалось и составляло примерно $2R_c = 0,75$ см, $2R_a = 1,5$ см. Благодаря этому амплитуда тока к концу импульса могла превышать ток Федосова I_F [42] приблизительно на 20%. Это обстоятельство, как и конечную толщину пучка [44], можно учесть с помощью фактора $k_d \approx 1,2$ ($I = k_d I_F$). Ограничимся геометрией рис. 5, в которой толщина $h_c \approx 0,15$ мм мала по сравнению с остальными размерами.

Как представляется, динамика тока на временах $t \ll h_c/V_p$, где $V_p \sim 2 \cdot 10^6$ см/с — скорость расширения плазмы с каждого микроэмиттера [45], должна исследоваться с учётом ограниченной эмиссионной способности кромки катода. В таком случае на кромке $\langle E_n \rangle \neq 0$ и вкладом в общий баланс z -компоненты обобщённого импульса поля на поверхности C (рис. 5) уже нельзя пренебречь, как в [42–44]. В случае $I = 0$ в балансе сил, связанных с продольной компонентой обобщённого импульса в замкнутом объёме (на рис. 5 ограничен штриховыми линиями), ненулевыми являются две составляющие силы для площадок A и C [46]:

$$\frac{U^2}{4\Lambda} - \frac{E_c^2}{4} R_c h_c = 0, \quad E_c \approx \frac{U}{(d_e h_c)^{1/2}}. \quad (6)$$

Здесь $\Lambda = \ln(R_a/R_c)$, $d_e = \Lambda R_c$, E_c — усреднённая напряжённость поля на кромке в электростатическом приближении ($E_{c,\max} \approx 5$ МВ/см).

С появлением тока к балансу сил добавляются две составляющие в плоскости D от суммарного импульса всех частиц и радиальной компоненты поля над заряженной «электронной трубкой» с потенциалом φ_b :

$$\frac{U^2}{4\Lambda} - \frac{\langle E_n^2 \rangle}{4} R_c h_c - \frac{I}{e} mc(\gamma^2 - 1)^{1/2} - \frac{\varphi_b^2}{4\Lambda} = 0, \quad \gamma = 1 + \frac{e(U - \varphi_b)}{mc^2}. \quad (7)$$

Как и в [46], введём параметр, характеризующий степень экранирования кромки катода полем пространственного заряда:

$$\chi^2 = \langle E_n^2 \rangle / E_c^2. \quad (8)$$

Учтём связь тока и потенциала пучка:

$$I = \frac{I_A}{2\Lambda} \frac{(\Gamma - \gamma)(\gamma^2 - 1)^{1/2}}{\gamma}, \quad I_A = \frac{mc^3}{e}, \quad \Gamma = 1 + \frac{eU}{mc^2}. \quad (9)$$

Группируя (6) и (7) и подставляя (9), несложно прийти к кубическому уравнению для γ :

$$(\gamma - 1)(\gamma^2 + \gamma - 2\Gamma) - \chi^2 \gamma (\Gamma - 1)^2 = 0. \quad (10)$$

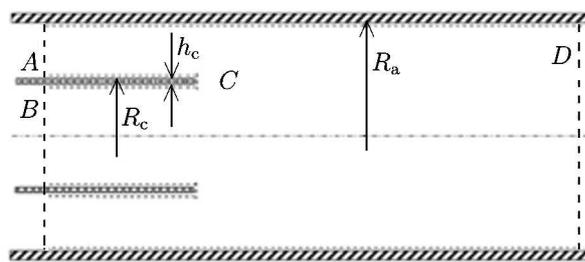


Рис. 5. Коаксиальный диод с магнитной изоляцией. Штриховые линии ограничивают замкнутый объём для вычисления импульса поля и частиц

Когда $\chi \rightarrow 0$, получаем известное решение [42]:

$$\gamma(\chi \rightarrow 0) = \gamma_F = \sqrt{\frac{1}{4} + 2\Gamma} - \frac{1}{2}, \quad (11)$$

которое при подстановке в выражение для тока (9) даёт I_F . В нерелятивистском случае $eU \ll mc^2$ решение (10) имеет вид

$$\gamma - 1 \approx \frac{1}{3} \frac{eU}{mc^2} \left(1 + \sqrt{1 + 3\chi^2}\right), \quad \varphi_b \approx \frac{U}{3} \left(2 - \sqrt{1 + 3\chi^2}\right). \quad (12)$$

Как и должно быть, в пределе $\chi \rightarrow 1$ потенциал пучка и ток стремятся к нулю. Простой численный анализ уравнения (10) показал, что в широком диапазоне $\Gamma \in 1 \div 4$ ток можно аппроксимировать с точностью не хуже 3% следующим образом:

$$I \approx I_F \cos(\pi\chi/2). \quad (13)$$

Очевидно, что на стадии автоэлектронной эмиссии полный ток может обеспечиваться сразу достаточно большим количеством микроэмиттеров, число которых ограничивается их взаимным экранированием [47]. В этом случае параметр χ близок по смыслу к коэффициенту K_a в (5). Однако представляет интерес практически важный случай, когда несколько десятков импульсов уже прошли и структура поверхности графита после начальной «полировки» подвергается очень медленным изменениям. При этом неизбежно должен возникать дефицит наноразмерных микроэмиттеров с размерами r_0 меньше или порядка 50 нм, на которых поле

$$E_g \propto E_c \beta_f (h_c/r_0)^s \quad (14)$$

($s < 1$, β_f — коэффициент формы эмиттера) может значительно превысить 100 МВ/см в начальной части фронта напряжения. Как представляется, «полировка» не столько увеличивает средний радиус эмиттеров, сколько устраняет сильно выступающие эмиттеры, так что $\beta_f \rightarrow 1$. В такой ситуации, пока ток невелик, взаимным влиянием эмиттеров можно пренебречь [47], т. к. среднее расстояние между ними $p \gg r_0$.

Параметр χ начинает отличаться от единицы после некоторого момента времени t_{st} , при котором $U_{st} = U(t_{st})$ и автоэлектронная эмиссия переходит в термоавтоэмиссию и взрывную эмиссию электронов. Считаем, что вблизи максимальной временной производной напряжения происходит основной рост числа центров взрывной эмиссии электронов, а далее их число $N_c = 2\pi R_c/p$ изменяется несущественно. С появлением плотной плазмы радиус эмитирующей поверхности растёт со временем линейно:

$$r_e = r_0 + V_p t. \quad (15)$$

В соответствии с [47], ток с полусферического эмиттера пропорционален $r_e^{3/2}$. При этом первым членом в (15) можно пренебречь в силу малости начальных радиусов эмиттеров r_0 и того, что за время 1 пс плазма расширяется примерно на 20 нм. Тогда, с учётом конечного среднего расстояния $p \approx h_c$ между эмиттерами, можно приближённо записать

$$\chi \approx \frac{1}{1 + (t/\tau_{sp})^{3/2}}, \quad \tau_{sp} \approx \frac{p^{4/3}}{(8\beta_f)^{2/3} d_e^{1/3} V_p}. \quad (16)$$

Интервал времени τ_{sp} характеризует инерционные свойства взрывоэмиссионного катода при переходе в режим неограниченной эмиссии. Подставляя (16) в (13), для нахождения формы фронта тока и напряжения на диоде можно численно решить уравнение (3). Для установления соответствия с измеряемой формой и амплитудой тока (рис. 6а) требуется выбор двух масштабов

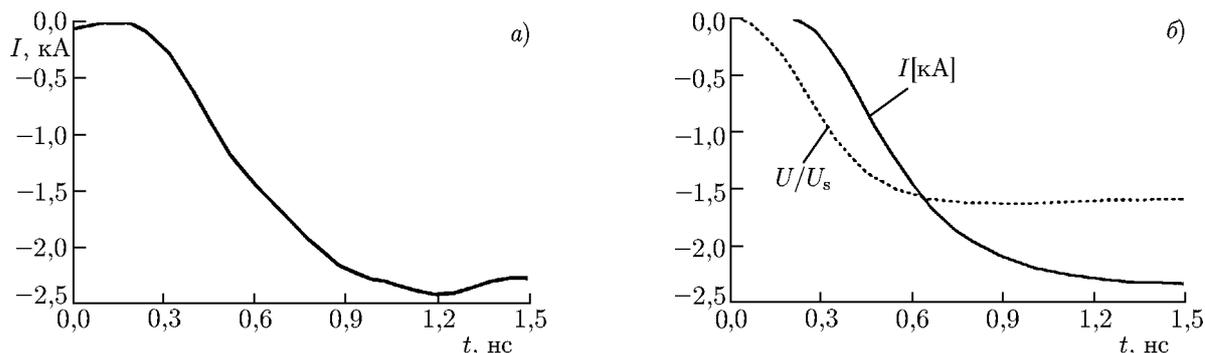


Рис. 6. Начальная динамика тока: *a* — экспериментально зарегистрированная, *б* — полученная в модели

времени (τ_C в (3) и τ_{sp} в (16)), а также начала его отсчёта t_{st} по отношению к известной функции — импульсу напряжения $U_s(t)$. На рис. 6б приведено модельное решение для простого случая линейно нарастающего фронта с $\tau_s = 0,35$ нс приходящего по передающей линии импульса с амплитудой $U_{s,max} = 220$ кВ и следующих параметров модели: $\tau_C = 0,25$ нс, $\tau_{sp} = 0,5$ нс, $t_{st} = 0,2$ нс. Выбранное значение τ_{sp} , в силу (16), вполне может соответствовать эксперименту, т. к. отвечает параметрам $\beta_f = 3$, $p = 0,24$ мм. Как видно из рис. 6б, в то время, как напряжение уже практически достигает амплитудного значения, ток не успевает нарасти примерно до половины от своего максимального значения. Объясняется этот эффект тем, что к этим моментам времени электрическое поле на кромке катода экранировано лишь примерно на 50%, а плазма закрывает около 0,5% площади кромки. Дополнительным фактором повышения напряжения является приближение к режиму «холостого» хода. Формально за такой режим, когда $U/I \gg \rho$, отвечает коэффициент 2 в правой части выражения (3).

Модель показывает, что выбор $\tau_{sp} \ll \tau_s$ позволяет максимально сократить время нарастания тока. Примечательно, что в таком случае максимальная производная по времени от тока характерна для начальной части фронта, а длительность фронта τ_I , определяемая, как и в (2), для напряжения, как минимум на треть меньше τ_U в силу близости функции $I(U)$ к «закону 3/2». Подобная картина наблюдалась ранее в условиях сильного магнитного поля с индукцией $B = 5$ Тл [17]. С точки зрения модели, такому случаю отвечает существенное уменьшение параметра p , когда число центров эмиссии оказывается выше и рост их количества ограничивается взаимным влиянием экранирующих полей [33].

Для условий эксперимента сравнение ограниченного числа токовых импульсов указывает на высокую стабильность положения фронта с характерным стандартным отклонением порядка 1 пс [20, 21]. В этом случае, по-видимому, можно считать $\tau_{sp} \approx \text{const}$ и основной причиной «дрожания» нарастающего участка тока относительно фронта напряжения является девиация моментов задержки взрывной эмиссии электронов δt_{st} .

3. УСЛОВИЯ СТАБИЛИЗАЦИИ ФАЗЫ В ЛАМПЕ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ, МОДЕЛИРОВАНИЕ

Под стабилизацией фазы $\varphi(t) = \omega t + \varphi_{in}$ по отношению к фронту питания в импульсном СВЧ генераторе, строго говоря, необходимо понимать повторяемость фазовой структуры импульса от одной реализации к другой или её аналогичность в двух каналах в одной реализации:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = (\omega_2 - \omega_1)t + \delta\varphi_{in} \ll \pi. \quad (17)$$

В общем случае данное условие распадается на два:

$$\delta F \tau_m \ll 1, \quad (18)$$

$$\delta \varphi_{in} \ll \pi. \quad (19)$$

Здесь δF — различие центральных частот в спектре СВЧ импульсов, τ_m — длительность микро-волнового импульса, $\delta \varphi_{in}$ — различие между начальными фазами высокочастотного возмущения в потоке частиц. В силу релятивизма и малых изменений в амплитуде ускоряющего напряжения, $\delta U_0/U_0 < 1\%$, считаем условие (18) выполненным, по крайней мере, для $\tau_m \approx 100T$. Для выполнения условия (19) потребуем: 1) относительно быстрый старт ЛОВ, при котором возмущение, переносимое потоком частиц, возбуждает достаточную для генерации амплитуду встречной волны за время одного прохода электронами замедляющей системы; 2) малую дисперсию времени выхода эмиссионной способности катода из режима ограниченной эмиссии, т. е. $\delta t_{st} \ll T$.

При рассмотрении переходного процесса в ЛОВ пренебрежём эффектом модуляции скорости частиц в области рефлектора. Используем одномерную модель в приближении медленно меняющейся амплитуды синхронной волны $A(z, t)$ [48], которую дополним учётом нескольких (до 3-х) гармоник поля пространственного заряда:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \gamma = -\text{Re} \left\{ A(z, t) \left[\frac{eE_z^{(-1)}(r_b)}{mc^2} \right] \exp(i\theta) - i\alpha \sum_{n=1}^{\infty} J_n \exp(in\theta) \right\}, \quad (20)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \theta = k \left(\frac{1}{\beta} - \frac{1}{\beta_0} \right). \quad (21)$$

Здесь $\theta = \Omega(t - z/V_0)$, Ω — частота точного синхронизма скорости электронов V_0 и фазовой скорости минус первой пространственной гармоники встречной волны, $k = \omega/c$, радиус пучка $r_b \approx R_c$ (в однородном магнитном поле). В (20) пренебрегается различием коэффициентов депрессии в гармониках, что правомерно в умеренно релятивистском случае:

$$\alpha \approx \frac{I_0}{I_A} \frac{1}{r_b \gamma_0 \beta_0}, \quad J_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp[-in\theta(\theta_0)] d\theta_0.$$

Как и в [11], вводим обобщённый параметр Пирса C , который определяет полосу синхронизма $\Delta\omega \approx \Omega C$, и другие независимые переменные:

$$C = \left(\frac{eI_0 Z}{2mc^2 \gamma_0^3} \right)^{1/3} \ll 1, \quad \tau = \frac{\Omega C (t - z/V_0)}{1 + V_0/|V_g|}, \quad \zeta = \frac{\Omega C z}{V_0}, \quad 0 \leq \zeta \leq \zeta_k = \frac{\Omega C L_k}{V_0}. \quad (22)$$

Здесь $Z \approx 0,8$ Ом (сопротивление связи), и для $I_0 = 2,4$ кА и $\gamma_0 = 1,6$ имеем $C \approx 0,077$. Для новых безразмерных переменных уравнения (20) и (21) приобретают следующий вид:

$$\frac{\partial \gamma}{\partial \zeta} = -C \beta_0^3 \gamma_0^3 \text{Re} \left[a \exp(i\theta) - i\sigma \sum_{n=1}^{\infty} J_n \exp(in\theta) \right], \quad \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} = \frac{1}{C} \left(\frac{\beta_0}{\beta} - 1 \right), \quad (23)$$

где $a = A [eE_z^{(-1)}(r_b)/(mc^2)] / (kC^2 \gamma_0^3 \beta_0^2)$, $\sigma = (I_0/I_A) / (kr_b C^2 \gamma_0^4 \beta_0^3)$. В эксперименте $\sigma \approx 2,5$. Уравнение возбуждения волны записывается в следующем виде [11]:

$$\frac{\partial a}{\partial \tau} - \frac{\partial a}{\partial \zeta} = J_1. \quad (24)$$

На линейной стадии $\theta - \theta_0 \ll 1$ из (23) получаем одно уравнение второго порядка для линеаризованного высокочастотного тока:

$$\frac{\partial^2 J}{\partial \zeta^2} = -ia - \sigma J, \quad J = -\frac{i}{\pi} \int_0^{2\pi} (\theta - \theta_0) \exp(-i\theta_0) d\theta_0. \quad (25)$$

Вклад всех гармоник поля пространственного заряда, кроме первой, на линейной стадии исчезает. Решение уравнений (24) и (25) рассматривается как начальное условие для уравнений (23), формально соответствующее интервалу времени от $-L_k/V_0$ до 0. Но линейная задача имеет и самостоятельный интерес с точки зрения выбора нормированной длины замедляющей системы ζ_k и начальных условий. Путём разделения переменных $a(\zeta, \tau) = a(\zeta) \exp(-iu\tau)$, $J(\zeta, \tau) = J(\zeta) \exp(-iu\tau)$ уравнения (24) и (25) сводятся к краевой задаче с начальными условиями [49]:

$$J(\zeta)|_{\zeta=0} = 0, \quad \partial J(\zeta)/\partial \zeta|_{\zeta=0} = 0, \quad a(\zeta)|_{\zeta=\zeta_k} = 0, \quad a|_{\tau=0} = a_0(\zeta), \quad (26)$$

для которой численно находим собственные значения $\text{Re } u$ и $\text{Im } u$, характеризующие начальную отстройку частоты от точного синхронизма и безразмерный инкремент нарастания колебаний соответственно как функции заданных параметров σ и ζ_k . На первом шаге для случая $\text{Im } u \rightarrow 0$ находим стартовое значение $\zeta_{k,\text{st}}$: для $\sigma = 2,5$ имеем $\zeta_{k,\text{st}} = 2,77$. В условиях эксперимента $\zeta_k \approx 4$. Используя $\zeta_k = 4$, получаем $\text{Re } u \approx 1,69$ и $\text{Im } u \approx 0,39$.

Примечательным свойством краевой задачи (23)–(25) является независимость результата её решения, т. е. собственных значений, от начальных условий [49]. Тогда можно отказаться от выбора некоторой «нефизической» функции $a_0(\zeta)$, осуществляя подстановку одного из двух возможных физических условий:

$$\partial J/\partial \zeta|_{\zeta=0} = \varepsilon_1, \quad J|_{\zeta=0} = 0, \quad a|_{\zeta=0} = a_1 \quad (27)$$

или

$$J|_{\zeta=0} = \varepsilon_2, \quad \partial J/\partial \zeta|_{\zeta=0} = 0, \quad a|_{\zeta=0} = a_2. \quad (28)$$

Здесь $|\varepsilon_{1,2}| \ll 1$. В каждом из этих двух вариантов для заданной величины ε отыскиваются комплексные числа a_1 или a_2 , такие, чтобы удовлетворить условию $a(\zeta_k) = 0$. Тогда краевая задача переносится не на поиск пары величин $\text{Re } u$ и $\text{Im } u$ (они сохраняются), а на поиск пары $\text{Re } a_{1,2}$ и $\text{Im } a_{1,2}$. Для условий, близких к эксперименту, в любом случае $|a_{1,2}| \gg |\varepsilon_{1,2}|$, что эквивалентно возбуждению волны с достаточной амплитудой за время одного прохода частиц вдоль замедляющей системы перед выходом напряжения (или тока) на вершину импульса.

Важно также, что решения линейной задачи для обоих условий (27) и (28) близки между собой, если $|\varepsilon_1| \approx |\varepsilon_2|$. Очевидно, что в общем случае начальная модуляция скорости на каждом элементарном отрезке переходит в модуляцию плотности частиц (в силу (19) и (21) это происходит и до входа в замедляющую систему, если положить $A = 0$), а реальные начальные условия всегда есть комбинация (27) и (28). Рис. 7 показывает результат численного решения нелинейных уравнений (23) и (24) с учётом трёх гармоник поля пространственного заряда для $\sigma = 2,5$, $\zeta_k = 4$, $\varepsilon = 0,02$. Из него видно, что в этом случае модуль амплитуды волны стартует примерно с уровня 0,1. Поскольку $\zeta_{k,\text{st}} = 2,77$, ток пучка на вершине импульса примерно в 3 раза превышает стартовый ток $I_0(\zeta_{k,\text{st}}/\zeta_k)^3$. Поэтому, в целом, линейная стадия переходного процесса развивается относительно быстро ($\tau \approx 4$ соответствует примерно 0,8 нс). В первом пике расчётная эффективность $\gamma_0(\gamma_0 + 1)C|a_{\text{max}}(0)|^2/4$ составляет 32%, а после затухания автомодуляционных колебаний — около 17%.

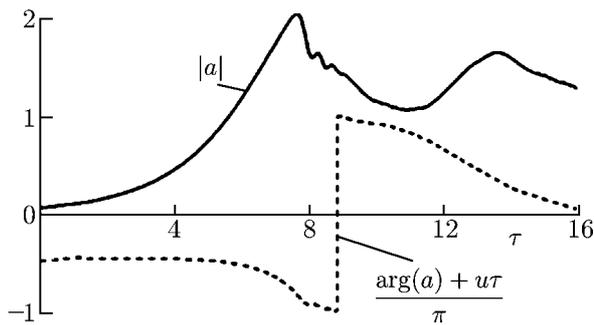


Рис. 7. Модуль безразмерной амплитуды волны в плоскости $\zeta = 0$ и её фаза с учётом начальной расстройки синхронизма при $u = 1,69$

Оценим уровень начального сигнала. Модуляция плотности пучка, вероятно, могла бы появляться для нестационарного вакуумного диода, если характерное время ускорения частицы $\tau_e \approx 3d_e/V_0$ было бы сравнимо с характерным временем нарастания напряжения τ_U . Но в эксперименте реализуется случай малых времён ускорения частиц в диоде, примерно равных 30 пс, и $\tau_e \ll \tau_U$. Ещё одна возможная причина модуляции тока — конечное число центров взрывной эмиссии электронов на кромке катода, возникающих не одновременно. Но соответствующие спектральные компоненты должны были бы быть заметно выше по частоте и с большей вероятностью

характеризовались бы как шум без привязки к какому-то моменту времени.

Для вычисления величины ε_1 , характеризующей спектральную компоненту функции $\partial\theta/\partial\zeta$, возможны два подхода в зависимости от динамики формирования тока пучка. Если задержка в процессе перехода к неограниченной эмиссионной способности катода (t_{sp} в (16)) мала по сравнению с τ_U , то изменение скорости частиц и момента времени t^* пересечения напряжением нижней границы полосы синхронизма можно найти из формул

$$\beta \approx \beta_0 \left\{ 1 - \frac{e[U_0 - U(t)]}{mc^2\gamma_0(\gamma_0^2 - 1)} \right\}, \quad [U_0 - U(t^*)]/U_0 \approx \gamma_0(1 + \gamma_0)C/2. \quad (29)$$

Применим следующую аппроксимацию:

$$U_0 - U(t) \approx U_0 \exp(-t/\tau_{ef}), \quad \exp(-t^*/\tau_{ef}) \approx \gamma_0(1 + \gamma_0)C/2. \quad (30)$$

Учитывая определение ε_1 и неравенство $\Omega\tau_{ef} \gg 1$, получаем, что

$$\varepsilon_1^{(U)} = -\frac{i\Omega}{\pi C} \int_{t_1}^{t_1+T} \left[\frac{\beta_0}{\beta(t_0)} - 1 \right] \exp(-i\Omega t_0) dt_0 \approx \frac{T}{2\pi\tau_{ef}} \exp(-i\Omega t^*), \quad (31)$$

а для оценок можно использовать приближённые равенства $\tau_{ef} \approx t^* \approx \tau_U$. Для другой частоты $\omega \approx \Omega$ аргумент комплексной величины ε_1 будет равен ωt^* . Таким образом, в полосе синхронизма $\Delta\omega \approx C\Omega$ различие между начальными фазами не существенно (см. условие (19)), а возмущение приобретает черты когерентного сигнала, если выполняется неравенство $\tau_U \ll T/C$ [16]. Но, как показывает практика, такое жёсткое условие не всегда удаётся выполнить, и в этих случаях повышаются требования к стабильности амплитуды и формы импульсов напряжения. Тогда вполне логично ограничить максимальную длительность фронта приближённым равенством

$$\tau_{U,max} \approx T/C \approx L_k/V_0. \quad (32)$$

Поскольку, в силу (31), начальная фаза в микроволновом импульсе есть $\varphi_{in} = \Omega t^*$, то варьирование δt^* во втором выражении (29) даёт дисперсию начальных фаз:

$$\frac{\delta\varphi_{in}}{2\pi} \approx \left[T \left(\frac{\partial U}{\partial t} \right) \Big|_{t^*} \right]^{-1} \delta U_0 \approx \frac{\tau_U}{T} \frac{\delta U_0}{U_0}. \quad (33)$$

Таким образом, если в дисперсию δt^* не вносят вклад другие процессы, устойчивость начальной фазы в единичном канале должна определяться девиацией амплитуд питающего импульса. Для двух параллельных каналов важна точность разделения импульса и в меньшей степени его стабильность. Действительно, смещение фазы в силу (33) может происходить одновременно в каждом канале приблизительно на одну и ту же величину, а относительное различие фаз остаётся более стабильным [15].

В случае, когда задержка эмиссии существенна, как на рис. 6б, изменение скорости уже связано в основном с изменением потенциала пучка в замедляющей системе с радиусом R_0 :

$$\beta \approx \beta_0 \left\{ 1 + \frac{2 \ln(R_0/r_b) [I_0 - I(t)]}{I_A (\gamma_0^2 - 1)^{3/2}} \right\}. \quad (34)$$

Применяя аппроксимацию, аналогичную (30), нетрудно получить, что

$$\varepsilon_1^{(I)} \approx -|\varepsilon_1^{(U)}| \left[\frac{2I_0 \ln(R_0/r_b)}{I_A C (\gamma_0^2 - 1)^{3/2}} \frac{\tau_U}{\tau_I} \right] \exp(-i\Omega t^*). \quad (35)$$

Для параметров эксперимента выражение в квадратных скобках даёт фактор порядка 0,3. Однако на этапе пониженного тока и, соответственно малого параметра α в (20), увеличивается глубина модуляции плотности пучка на участке до замедляющей системы. Кроме того, возрастает инкремент волны внутри замедляющей системы за счёт меньшего приведённого параметра пространственного заряда σ в (23). Более важное отличие (35) от (31) заключается в изменении смысла момента t^* начала взаимодействия в ЛОВ, который смещается к положению вблизи максимальной производной тока. Тем не менее, в каждом из двух рассмотренных случаев начальная фаза содержит информацию, характеризующую «привязку» к фронту напряжения или тока. Важно, что оценка мощности начального сигнала в полосе синхронизма [16] при выполнении условия (33) даёт достаточно высокий уровень, заведомо превышающей как оценку некогерентного шума (крупномасштабного дробового шума [50]), так и минимальные значения мощности внешнего сигнала (порядка 50 Вт на частоте 38 ГГц) в случае усилителя с аналогичными параметрами пучка [51].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты с двухканальной релятивистской ЛОВ в диапазоне длин волн 8 мм выполнялись в два этапа. Вначале требовалось определить характеристики импульсов генерации индивидуальных каналов и обеспечить их идентичность. После этого изучался режим синфазной генерации волны ТМ₀₁ в двух каналах и анализировалась возможность управления интегральной диаграммой направленности при изменении разности фаз двух волновых пучков, суммируемых в свободном пространстве. Во всех случаях регистрация импульсов излучения проводилась германиевым детектором на горячих носителях, который располагался в фиксированной точке на расстоянии 7 м по главному направлению излучателя — двух рупорных антенн. Излучение выводилось в свободное пространство в виде линейно поляризованных гауссовых волновых пучков. Диаметр апертуры вакуумных окон антенн составлял 50 мм, межосевое расстояние могло меняться и быть равным 8 или 12,5 см.

Чтобы получить в обоих каналах идентичные СВЧ импульсы, наряду с высокой точностью изготовления электродинамических систем генераторов и вакуумных диодов требовалась качественная юстировка пучков в пролётном канале замедляющей системы. Эта трудоёмкая процедура выполнялась для совпадения огибающих сигналов детектора (как на рис. 8а) по форме

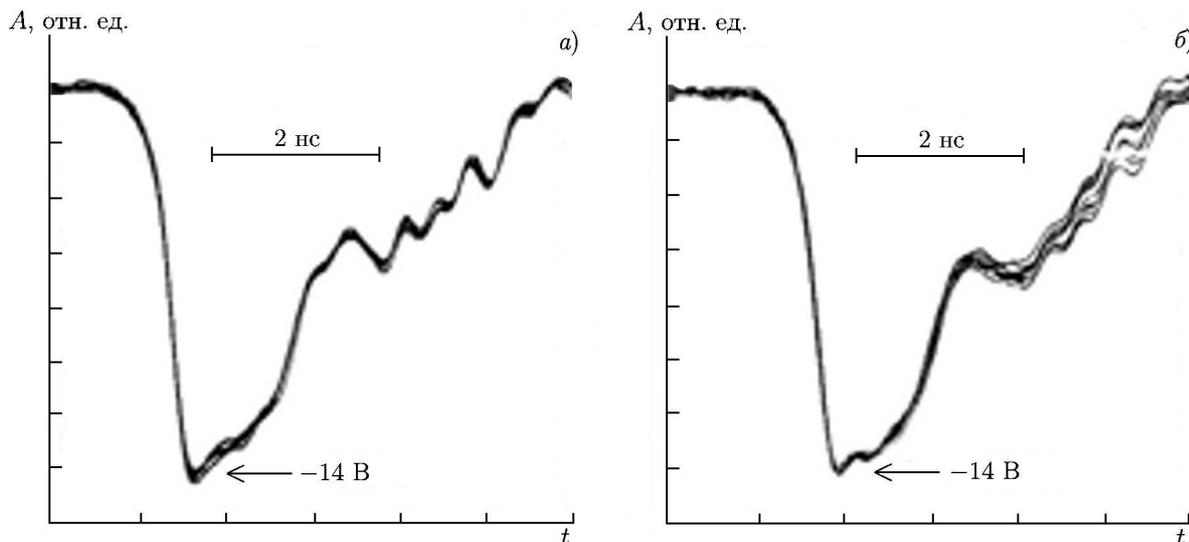


Рис. 8. Сигналы СВЧ детектора, регистрирующего импульс одного канала генератора (а) и суммированный импульс от двух каналов (б), ослабленный по мощности в 4 раза волноводным аттенюатором. Режим регистрации — накопление десяти последовательных импульсов

и амплитуде, вплоть до совмещения фронтов. Таким образом, коррекция параметров соответствовала достаточно близким мгновенным значениям рабочего тока пучков и энергии электронов. Интегрирование по времени огибающей на рис. 8а с учётом вольт-ваттной калибровки СВЧ детектора даёт энергию импульса, а его пиковая величина пересчитывается в мощность излучения. На рис. 8 амплитуде -14 В соответствует мощность 50 кВт. Точность калибровки детектора была $\pm 15\%$. Вакуумный калориметр с жидкостным поглотителем регистрировал энергию микроволнового импульса с точностью около $\pm 3\%$. Калориметр обеспечивал отражение не более нескольких процентов мощности, а его электропрочность проверялась ранее. В результате измерений пиковая мощность каналов генератора составила 230 МВт. Это значение близко к расчёту в одномерной модели и практически совпадает с данными численного моделирования методом крупных частиц, реализуемого кодом КАРАТ.

К сожалению, для диапазона генерируемых частот в районе 39 ГГц сопоставить фазы генерации по наблюдению в реальном времени высокочастотного заполнения импульсов (как это было сделано для случаев частоты 10 ГГц [15]) не представляется возможным. Поэтому с помощью детектора регистрировался результат когерентного суммирования излучения. В итоге можно было наблюдать квадратичное увеличение плотности потока энергии от двух синфазных генераторов. С помощью настройки задержки в одном из модулей 3 на рис. 1 обеспечивался максимум сигнала детектора по главному направлению. На рис. 8б представлена огибающая суммированного импульса излучения, который ослаблен по мощности в 4 раза (-6 дБ) волноводным аттенюатором в тракте детектора. Поэтому его амплитуда такая же, как у импульса одноканального генератора на рис. 8а.

Последовательно накопленные осциллограммы на рис. 8б показывают, что их амплитудный разброс сравним с аналогичной величиной для единичного канала (рис. 8а). В обоих случаях на рис. 8 разброс не превышал шумовую толщину линии осциллографа. Из этого следовало, что оценить нестабильность $\delta\varphi$ между каналами при начальном сдвиге $\langle\Delta\varphi\rangle \approx 0$ по таким данным невозможно. Поэтому был применён режим суммирования при $\langle\Delta\varphi\rangle \approx \pi/2$, когда по главному направлению плотность потока энергии снижается с $P_{\Sigma} = 4P_{1,2}$ (при $\langle\Delta\varphi\rangle \approx 0$) до $P_{\Sigma} = 2P_{1,2}$. Здесь $P_{1,2}$ — близкие плотности потока энергии от отдельных каналов. Поскольку, в отличие от

случая $\langle \Delta\varphi \rangle \approx 0$, в режиме суммирования с $\langle \Delta\varphi \rangle \approx \pi/2$ отсутствует неопределённость со знаком $\delta\varphi$, определив отклонение мощности от среднего значения $P_\Sigma = 2P_{1,2}$, однозначно определяем полный разброс разности фаз на временной шкале: $|\delta\varphi| \leq 1$ пс. Стандартное отклонение от среднего $\sigma_{\delta\varphi} \approx 0,5$ пс и не превышает 2% от периода излучения $T \approx 27$ пс.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В настоящей работе объяснена существенная (составляющая сотни пикосекунд) задержка эмиссии сильноточного электронного пучка и причина выхода тока на максимум за время, превышающее длительность субнаносекундного фронта напряжения на катоде. Вопрос о применимости приближения неограниченной эмиссионной способности катодов с взрывной эмиссией электронов, широко используемого в численных моделях, представляется принципиально важным и имеющим самостоятельное значение. Отмечены факторы, ограничивающие скорость нарастания напряжения в вакуумных диодах с реальной конфигурацией даже при подаче на них идеальных перепадов напряжения. Предложенная методика учёта инерции взрывной эмиссии электронов может быть полезна для многих нестационарных задач релятивистской СВЧ электроники.

Исследование линеаризованной модели ЛОВ позволило уточнить роль начальных условий в контексте общей задачи стабилизации начальной фазы. Возмущения от фронта пучка опосредованы главным образом спектральными компонентами скорости частиц, которые с учётом кинематических эффектов могут возрастать и трансформироваться в модуляцию тока. Предпочтительным для стабилизации фазы является случай неограниченной эмиссионной способности катода. Так, в относительно сильных магнитных полях должна исчезать задержка тока. Начальная фаза при этом определяется моментом пересечения линии скорости частицы (29) и нижней границы полосы синхронизма на заданной частоте. Для пониженных магнитных полей задержка тока может быть сравнима с фронтом напряжения, а начальная фаза, смещаясь в область максимальной скорости нарастания тока, становится зависимой от стабильности взрывной эмиссии электронов.

Выявленные закономерности стабилизации фазы возбуждения СВЧ-генератора отчётливо проявляются в эксперименте. Выбранный диапазон длительностей фронта напряжения обеспечил стандартное отклонение разности фаз, примерно равное 2% от периода высокочастотного заполнения, а также когерентное суммирование полей двух волновых пучков от независимых каналов на длине волны 8 мм. Реализовано управляемое сканирование диаграммы направленности. Полученная в свободном пространстве плотность потока энергии микроволнового пучка аналогична той, которая достижима для эквивалентного единичного генератора с мощностью около 1 ГВт. Очевидны перспективы дальнейшего увеличения плотности потока энергии как за счёт наращивания мощности в единичном канале, так и за счёт увеличения числа каналов.

В заключение отметим, что сам по себе экспериментальный макет, позволяющий получать пикосекундную стабилизацию фазы излучения релятивистской ЛОВ миллиметрового диапазона длин волн, можно использовать как инструмент изучения стабильности взрывоэмиссионных процессов на катоде. Подобные данные невозможно было бы получить другим способом регистрации фронта тока пучка из-за приборных ограничений.

Проведённые исследования поддержаны интеграционным проектом ИЭФ УрО РАН и ИСЭ СО РАН, программой Президиума РАН «Фундаментальные проблемы импульсной сильноточной электроники», а также РФФИ (гранты 11–02–00097-а и 12–08–00476-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Введенский В. Ю., Андриянов А. В., Ермилов Э. А. // Приборы и техника эксперимента. 1975. № 1. С. 114.
2. Введенский В. Ю., Сюваткин В. С., Хрусталёв А. А. // Радиотехника и электроника. 1985. № 10. С. 2063.
3. Губанов В. П., Климов А. И., Ковальчук О. Б. и др. // Приборы и техника эксперимента. 2010. № 5. С. 95.
4. Конев Ю. В., Губанов В. П., Климов А. И. и др. // Приборы и техника эксперимента. 2011. № 6. С. 37.
5. Афанасьев К. В., Быков Н. М., Губанов В. П. и др. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32, № 21. С. 23.
6. Яландин М. И., Шпак В. Г., Шунайлов С. А. и др. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25, № 23. С. 1.
7. Коровин С. Д., Месяц Г. А., Ростов В. В. и др. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30, № 3. С. 68.
8. Klimov A. I., Korovin S. D., Rostov V. V., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2002. V. 30, No. 3. P. 1120.
9. El'chaninov A. A., Korovin S. D., Mesyats G. A., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. V. 32, No. 3. P. 1093.
10. Korovin S. D., Rostov V. V., Polevin S. D., et al. // Proc. IEEE. 2004. V. 92, No. 7. P. 1082.
11. Ginzburg N. S., Korovin S. D., Pegel I. V., et al. // Laser Phys. 2006. V. 16, No. 1. P. 79.
12. Коровин С. Д., Любутин С. К., Месяц Г. А. и др. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30, № 17. С. 23.
13. Гришин Д. М., Любутин С. К., Месяц Г. А. и др. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34, № 19. С. 14.
14. Rostov V. V., Yalandin M. I., Mesyats G. A. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2008. V. 36, No. 3. P. 655.
15. Ельчанинов А. А., Климов А. И., Ковальчук О. Б. и др. // ЖТФ. 2011. Т. 80, № 1. С. 125.
16. Rostov V. V., El'chaninov A. A., Romanchenko I. V., Yalandin M. I. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. Art. no. 224102.
17. Яландин М. И., Шунайлов С. А., Ульмаскулов М. Р. и др. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38, № 20. С. 8.
18. Месяц Г. А., Яландин М. И. // УФН. 2005. Т. 175, № 3. С. 225.
19. Коровин С. Д., Литвинов Е. А., Месяц Г. А. и др. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30, № 19. С. 30.
20. Яландин М. И., Реутова А. Г., Ульмаскулов М. Р. и др. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35, № 17. С. 41.
21. Yalandin M. I., Reutova A. G., Sharupov K. A., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2010. V. 38, No. 10. P. 2559.
22. Rukin S. N. // Instrum. Exp. Tech. 1999. V. 42, No. 4. P. 439.
23. Rostov V. V., El'chaninov A. A., Romanchenko I. V., et al. // Proc. 18 Int. IEEE Conf. Pulsed Power Plasma Sci., Chicago., 2011. P. 647.
24. Гапонов А. В., Островский Л. А., Фрейдман Г. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10, № 9–10. С. 1376.
25. Романченко И. В., Ростов В. В. // ЖТФ. 2010. Т. 80, № 7. С. 111.
26. Ростов В. В., Тотьменинов Е. М., Яландин М. И. // ЖТФ. 2008. Т. 78, № 11. С. 86.
27. Гунин А. В., Коровин С. Д., Ландль В. Ф. и др. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25, № 22. С. 84.
28. Куркан И. К., Ростов В. В., Тотьменинов Е. М. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24, № 10. С. 43.
29. Коровин С. Д., Куркан И. К., Ростов В. В. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 12. С. 1189.
30. Савватимский А. И. // УФН. 2003. Т. 173, № 13. С. 1371.
31. Бугаев С. П., Литвинов Е. А., Месяц Г. А. и др. // УФН. 1975. Т. 115, № 1. С. 101.
32. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. // УФН. 1983. Т. 139, № 2. С. 265.

33. Беломытцев С. Я., Месяц Г. А., Коровин С. Д. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, № 18. С. 1089.
34. Коровин С. Д., Любутин С. К., Литвинов Е. А. и др // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31, № 11. С. 88.
35. Батраков А. В., Пегель И. В., Проскуровский Д. И. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25, № 11. С. 78.
36. Павлов В. Г. // ЖТФ. 2004. Т. 74, № 12. С. 72.
37. Фурсей Г. Н., Петрик В. И., Новиков Д. В. // ЖТФ. 2009. Т. 79, № 7. С. 122.
38. Фурсей Г. Н., Поляков М. А., Кантонистов А. А. и др. // ЖТФ. 2013. Т. 83, № 6. С. 71.
39. Mesyats G. A., Uimanov I. V. // IEEE Trans. Dielectrics Electr. Insul. 2006. V. 13, No. 1. P. 105.
40. Орешкин В. И., Баренгольд С. А., Чайковский С. А. // ЖТФ. 2007. Т. 77, № 5. С. 108.
41. Korovin S. D., Litvinov E. A., Mesyats G. A., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2006. V. 34, No. 5. P. 1771.
42. Федосов А. И., Литвинов Е. А., Беломытцев С. Я., Бугаев С. П. // Изв. вузов. Физика. 1977. № 10. С. 134.
43. Беломытцев С. Я., Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Федосов А. И. // Физика плазмы. 1981. Т. 7, № 1. С. 86.
44. Нечаев В. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 1991. Т. 34, № 9. С. 1027.
45. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984. 256 с.
46. Беломытцев С. Я., Романченко И. В., Ростов В. В. // Изв. вузов. Физика. 2008. Т. 51, № 3. С. 71.
47. Беломытцев С. Я., Коровин С. Д., Пегель И. В. // ЖТФ. 1999. Т. 69, № 6. С. 97.
48. Гинзбург Н. С., Кузнецов С. П., Федосеева Т. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21, № 7. С. 1037.
49. Gubanov V. P., Korovin S. D., Pegel I. V., et al. // Proc. Int. Conf. Intense Microwave Pulses IV, Denver, USA. 1996. V. 2843. P. 228.
50. Абубакиров Э. Б., Конюшков А. Р., Сергеев А. С. // Радиотехника и электроника. 2009. Т. 54, № 8. С. 1009.
51. Коровин С. Д., Месяц Г. А., Ростов В. В. и др. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11, № 17. С. 1072.

Поступила в редакцию 13 июня 2013 г.; принята в печать 27 сентября 2013 г.

TWO-CHANNEL GENERATOR OF THE 8-MM WAVELENGTH RANGE FOR RADIATION WITH SUBGIGAWATT POWER LEVEL PULSES

V. V. Rostov, A. A. Elchaninov, I. V. Romanchenko, S. A. Shunailov, M. R. Ul'maskulov, K. A. Sharypov, V. G. Shpak, S. N. Rukin, and M. I. Yalandin

We review the studies of phase stabilization of a pulsed relativistic backward-wave oscillator (BWO) excited by the feed voltage with a steep wave front. Results of radiation phase stabilization are compared with the results of in-phase excitation of two independent nanosecond relativistic microwave backward-wave oscillators of the 8-mm wavelength band. Stable and controlled (by means of correcting of the voltage front) synchronization of two channels with identical high-current electron beams is demonstrated for the case of generation power of up to 230 MW and a pulse duration of up to 100 oscillation periods in each beam is demonstrated.