

10;11

## Генерация сильноточных релятивистских электронных пучков со стабильными в течение микросекунды параметрами с помощью взрывоэмиссионных катодов

© О.Т. Лоза

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,  
119991 Москва, Россия  
e-mail: loza@gpi.ru

(Поступило в Редакцию 19 ноября 2007 г.)

Для формирования пучков релятивистских электронов с большой плотностью тока в магнитном поле применяют холодные взрывоэмиссионные катоды, где эмитирующей поверхностью служит плазма. В течение микросекунды плазма изменяется, существенно искажая геометрию электронного потока.

Представлен обзор методов стабилизации геометрии микросекундных сильноточных релятивистских электронных пучков (РЭП). Показано, что только поперечно-лезвийный взрывоэмиссионный катод в диоде с магнитной изоляцией обеспечивает генерацию РЭП (500 кэВ, 3 кА), у которого в течение микросекунды сохраняются профиль плотности тока и пичч-фактор электронных траекторий.

PACS: 52.59.Mv, 84.70.+p

Для генерации сильноточных релятивистских электронных пучков (РЭП) ( $\sim 10$  эВ,  $\sim 10^4$  А) применяются холодные катоды, использующие эффект взрывной эмиссии [1]. При возникновении на поверхности катода электрического поля с напряженностью  $\sim 10^8$  В/м начинается интенсивная эмиссия электронов, за время  $\sim 1$  нс на поверхности катода появляется плазма, которая в дальнейшем является эмиттером электронов. Как правило, для формирования электронного пучка сам диод, а также область дальнейшей транспортировки РЭП помещаются в сильное ( $\sim 1$  Т и более) магнитное поле. Катодная плазма разлетается поперек магнитного поля на несколько миллиметров за одну микросекунду [2], поэтому за время импульса тока форма плазменного эмиттера, а вместе с ним и электронного пучка может заметно измениться.

Так как для многих практических приложений изменение размеров РЭП в течение импульса является недопустимым, проблеме стабилизации параметров пучка уделялось большое внимание. В дальнейшем рассматриваются диоды, обладающие аксиальной симметрией, хотя значительная часть изложенного применима и к диодам, предназначенным для генерации ленточных РЭП.

Коаксиальный диод с взрывоэмиссионным катодом представлен на рис. 1. Катод цилиндрической формы расположен в анодной трубе, магнитное поле с индукцией  $\sim 1$  Т или более направлено вдоль оси и предотвращает разлет электронов с катода на стенки трубы. С началом импульса напряжения на поверхности катода под действием сильного электрического поля ( $\sim 10^6$  В/см) начинается автоэмиссия электронов, которая приводит к образованию плазмы.

Электроны эмитируются с поверхности плазмы и распространяются вдоль магнитных силовых линий. Часть из них уходит в сторону катододержателя (на рис. 1 — налево), образуя обратный ток диода. Другая часть,

распространяющаяся в сторону диафрагмы, формирует особенно электронный пучок, имеющий трубчатую форму. Наиболее интенсивно физика взрывоэмиссионного катода изучалась в 1970–1980-х гг. в основном в Институте сильноточной электроники СО АН СССР (Томск), а также другими научными группами.

Плазма движется вдоль и поперек магнитных силовых линий, изменяя поверхность эмиттера. Эксперименты по изучению динамики катодной плазмы (см., например, [3–5]) показали, что вдоль магнитного поля катодная плазма распространяется со скоростью  $v_{\parallel} = 10^6 - 10^7$  см/с. Если расстояние от катода до диафрагмы невелико, то движение плазмы приводит к изменению свойств диода и даже к его закорачиванию, обычно это происходит, если импульс РЭП длится несколько сотен наносекунд. Поэтому для получения микросекундных РЭП используются магнитоизолированные диоды [3,6,7].

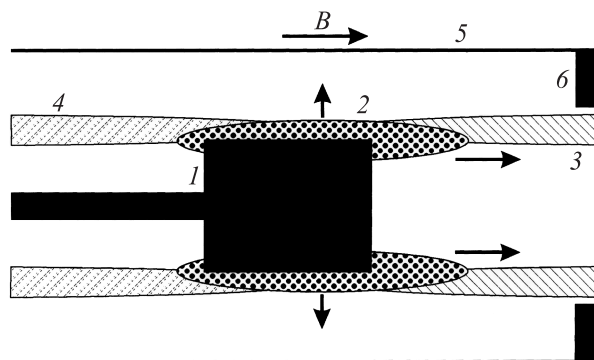


Рис. 1. Коаксиальный диод с взрывоэмиссионным катодом в магнитном поле  $\mathbf{B}$ : 1 — катод, 2 — плазма, 3 — трубчатый РЭП, 4 — обратный ток диода, 5 — цилиндрическая камера, 6 — анодная диафрагма.

Геометрия коаксиального диода с магнитной изоляцией (КДМИ) отличается от показанной на рис. 1 положением диафрагмы: она или вообще отсутствует, или расположена достаточно далеко от катода, так что плазма не успевает существенно приблизиться к ней в течение импульса. В роли анода здесь выступает только стенка камеры: радиальное электрическое поле вырывает электроны из катода, а продольное магнитное поле  $\mathbf{B}$  направляет их вдоль оси системы. В таком диоде формируется трубчатый электронный пучок с нарастающей плотностью тока от центра к периферии [8] и радиусом, изначально равным радиусу катода. Для случая бесконечно сильного магнитного поля и тонкого электронного пучка значение тока в КДМИ было рассчитано в [9,10], оно близко к значению предельного тока трубчатого пучка, распространяющегося в вакууме [11]. Применение КДМИ позволяет полностью устранить влияние движения катодной плазмы вдоль силовых линий магнитного поля как причину, ограничивающую применение взрывоэмиссионных катодов для генерации сильноточных РЭП значительной (микросекундной) длительности.

В результате многочисленных экспериментов было установлено, что плазма взрывоэмиссионного катода может распространяться поперек магнитных силовых линий со скоростью  $\sim 10^5 - 10^6$  см/с. Поперечный разлет плазмы приводит к изменению геометрии РЭП во времени, что пагубно отражается, например, на работе СВЧ-приборов. Методика измерения скорости поперечного расширения плазмы основана на измерении времени коммутации диода [2,12,13] или измерении поперечного размера РЭП [12,14–16].

В магнитном поле  $\sim 1$  Т магнитное давление существенно превышает давление плазмы, тем не менее за микросекундные интервалы времени плазма распространяется поперек магнитного поля на сантиметровые расстояния. В качестве причины движения плазмы в [12] рассматривалось движение фронта ионизации нейтралов, которые могут выходить, не испытывая торможения магнитным полем, на границу плазма–вакуум и там ионизоваться. Позже в [2] причиной распространения катодной плазмы поперек магнитного поля был назван радиальный дрейф в скрещенных магнитном поле и электрическом поле поляризации неоднородной плазмы.

Механизм распространения катодной плазмы поперек магнитного поля в КДМИ с взрывоэмиссионным катодом исследован в [2,17,18] и других работах. Было установлено, что плазма образуется на катоде из отдельных эмиссионных центров [19], количество которых зависит от материала катода [14], а расстояние между ними — и от величины магнитного поля [12]. После взрыва эмиссионного центра плазма истекает в вакуум перпендикулярно поверхности катода со скоростью  $(1-3) \cdot 10^6$  см/с [1]. При движении в магнитном поле  $B$  перпендикулярно его силовым линиям по радиусу плазма поляризуется и продолжает дрейфовать движение по радиусу благодаря азимутальному электрическому полю поляризации  $E_\theta$  со скоростью:  $v_r = cE_\theta/B \sim 10^6$  см/с.

Оценки [20] показывают, что расстояние  $l$  между „затравочными“ эмиссионными центрами на катоде в магнитном поле  $B \sim 1$  Т имеет значение  $l \sim A/B^{1/2}$  ( $A \approx 1 \text{ cm} \cdot \text{kg}^{1/2}$ ). После появления эмиссионных центров начинается их размножение со скоростью  $V_i$ , так что по прошествии времени  $\tau \approx l/V_i$  катод оказывается полностью охваченным плазменным слоем. Скорость размножения центров  $V_i$  примерно равна скорости движения плазмы ( $V_i \approx (1-3) \cdot 10^6$  см/с), и формирование плазменного слоя продолжается несколько десятков наносекунд. На расстоянии  $\geq 10^{-2}$  см от поверхности катода плазма имеет концентрацию менее  $10^{15} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  [21] (по результатам [22] — менее  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  на расстоянии 2 мм от катода в течение  $\sim 1 \mu\text{s}$ ) и температуру  $< 5 \text{ eV}$  [23,24].

С ростом электрического поля  $E$  уменьшаются время задержки взрыва  $\tau \propto E^{-3}$  [1] и расстояние между затравочными эмиссионными центрами. Чем меньше расстояние между ними, тем короче путь плазмы до образования плазменного слоя. Увеличение числа катодных факелов приводит к снижению плотности тока через каждый из них, уменьшая концентрацию плазмы, быстрее переводя ее в режим насыщения (плотность тока РЭП  $j \approx en_p v_{Te}$ , где  $n_p$  — концентрация плазмы,  $v_{Te}$  — тепловая скорость ее электронов). Кроме того, с увеличением напряженности электрического поля на катоде уменьшается нестабильность [25] работы диода.

Образовавшийся плазменный слой дрейфует вокруг катода в скрещенных полях — продольном магнитном и радиальном электрическом. Это движение оказывается неустойчивым: любое возмущение однородного по азимуту распределения плотности плазмы нарастает во времени, появление азимутальных электрических полей при наличии продольного магнитного вызывает радиальное движение частиц и т.д. В [17] показано, что многочисленные экспериментальные данные укладываются в рамки описанного механизма и согласуются с приведенными оценками. Центробежная неустойчивость названа причиной расширения катодной плазмы и в [18].

## Способы торможения радиального разлета катодной плазмы

Известно много более или менее успешных способов торможения радиального разлета катодной плазмы и стабилизации профиля плотности тока РЭП во времени. Для создания более однородной эмиссии и снижения скорости расширения электронного пучка применялось укорочение фронта импульса напряжения [4]: „...при достаточно большой напряженности времена запаздывания взрывов могут быть меньше 1 ns, и поэтому центры взрывной эмиссии возникают равномерно по всей кромке катода“. Вершина импульса напряжения должна быть плоской и слабо нарастающей, в противном случае временную эволюцию формы РЭП ускоряет поляризационный дрейф плазмы [26].

Электронная взрывная эмиссия с поверхности жидкометаллических капиллярных катодов [27] существенно

более стабильна по сравнению с твердотельными катодами, так как условия самовоспроизведения микровыступов на поверхности таких катодов более благоприятны. Идея отказа от металлических поверхностей воплотилась и в катоде с вельветовым покрытием [28]. Однако так же, как и металлокерамические катоды [29], ферроэлектрические [30], катоды из углеволокна [31] и другие [32], вельветовые катоды имеют серьезные ограничения по плотности тока и напряженности электрического поля, поэтому применяются для формирования сплошных (не трубчатых) электронных пучков при умеренном релятивизме электронов.

Использование катода со сплошной торцевой поверхностью для формирования трубчатых РЭП обосновано в работе [2] дрейфом в скрещенном магнитном поле и электрическом поле поляризации плазмы  $E_\theta$ . Поперечная скорость движения плазмы уменьшается при наличии торцов или металлических проводников, закрывающих  $E_\theta$  [3,33]. Форма анода может замедлить развитие центробежной неустойчивости, для этого в [34] было предложено периодически изменять направление кривизны эквипотенциалей, вдоль которых дрейфует плазма, меняя направление центробежной силы.

Для принудительного распределения эмиссионных центров по поверхности катода использовался многоострый взрывоэмиссионный катод [35–37], в микросекундном диапазоне длительностей он применялся в геометрии КДМИ [38,39]. На катоде были расположены 500 острий из углеродных волокон, в цепь каждого острия были введены сопротивления  $2\text{ k}\Omega$ . При напряжениях до 250 кВ (при которых отсутствует эмиссия со вспомогательных элементов катодного узла) и полном токе до 0.5 кА скорость расширения электронного пучка была равна  $3 \cdot 10^4\text{ cm/s}$ .

Усиление магнитного поля на катоде призвано уменьшить расстояние между эмиссионными центрами [12,40], для поля с индукцией  $\sim 1\text{ T}$  это расстояние порядка нескольких миллиметров. Однако универсальной зависимости расстояния между катодными факелами от магнитного поля нет [41], оно зависит как от магнитного поля на катоде, так и от материала катода и скорости нарастания напряженности электрического поля. Кроме того, усиление магнитного поля приводит к росту инкремента центробежной неустойчивости [42] и, как следствие, росту поперечной скорости плазмы.

КДМИ с пробочной геометрией магнитных силовых линий после появления в 1970-х [36,37,43] стали широко применяться для генерации микросекундных РЭП [41,44,45]. Скорость расширения катодной плазмы поперек магнитного поля в таком диоде меньше, чем в однородном поле [4]: „во-первых, в неоднородном магнитном поле в результате действия силы  $\mathbf{j}_\theta \times \mathbf{V}_r$  ( $\mathbf{j}_\theta$  — азимутальная компонента плотности тока в катодной плазме,  $\mathbf{V}_r$  — радиальная компонента магнитного поля) происходит быстрое расширение плазмы в сторону катододержателя. Это приводит к уменьшению концентрации плазмы и вследствие этого к уменьшению скорости

ее поперечного расширения. Во-вторых, в магнитном поле пробочной конфигурации затруднено развитие гидродинамических неустойчивостей желобкового типа, к которым относится и центробежная неустойчивость“. Магнитная пробка в диоде [6] применялась вместе с конусным катодом. В [46] такая композиция была осуществлена с целью получения стабильного пучка с параметрами 500 кВ, 5 кА,  $1\text{ }\mu\text{s}$ .

Для динамической компенсации роста диаметра электронного пучка использовался метод синхронной импульсной магнитной компрессии [15,47]. За счет изменения конфигурации ведущего магнитного поля в течение импульса изменялось соотношение между радиусами пучка в области формирования и области дрейфа. Для этого в диоде создавалось магнитное поле, уменьшающееся во времени.

### Поперечно-лезвийный взрывоэмиссионный катод

Полная стабилизация формы РЭП микросекундной длительности за счет усиления электрического поля на острие и минимизации поверхности, параллельной магнитному полю, осуществлена в [48]. „Катод выполнен в виде диска клинообразного сечения с радиально направленным наружу острым краем. Торцевая поверхность катода выполнена в виде сплошного плоского круга“ [49–51].

Трубчатые катоды с острым краем, направленным вдоль линии магнитного поля, обычно называют „кромочными“, „острокромочными“ или „лезвийными“. В конструкции катода [49], представленной на рис. 2, острый край (лезвие) катода направлен поперек линий магнитного поля, поэтому такой катод был назван *поперечно-лезвийным*.

Принцип стабилизации радиального размера РЭП, использующийся в работе поперечно-лезвийных катодов, основан на модели [2,17] распространения катодной плазмы поперек магнитного поля. Эта модель „включает в себя: а) разлет катодной плазмы в виде струй, исходящих из отдельных эмиссионных центров на катоде



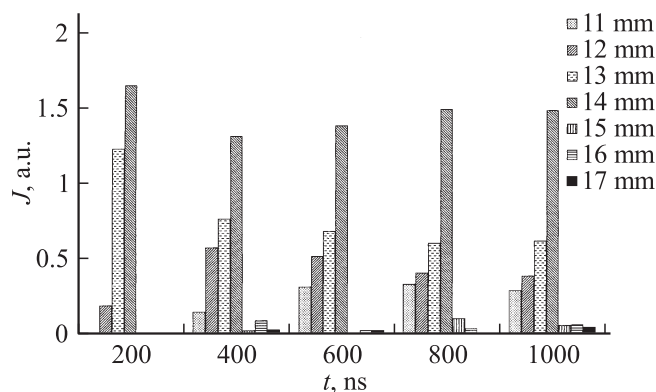
Рис. 2. Осесимметричный дисковый поперечно-лезвийный катод [49] на катододержателе.

при их одновременном размножении и образовании в некоторый момент более или менее однородного плазменного слоя вокруг катода; б) развитие центробежной неустойчивости в образовавшемся плазменном слое.“

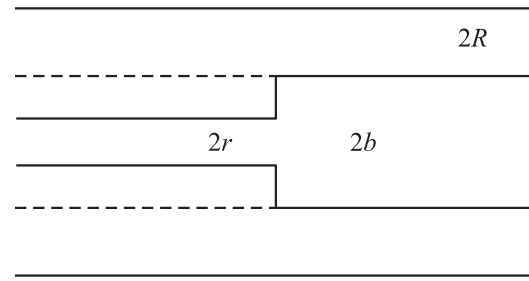
В первой фазе сильное электрическое поле  $E$  на острой кромке поперечно-лезвийного катода существенно сокращает задержку  $\tau \propto E^{-3}$  появления катодных факелов, снижает эффект экранировки [20] и время формирования единого плазменного слоя. На второй фазе сильно неоднородное по радиусу электрическое поле стабилизирует [52] центробежную неустойчивость катодной плазмы. Вкратце механизм [52] можно описать следующим образом. В неоднородном по радиусу электрическом поле скорость азимутального дрейфа возникающих плазменных желобков неоднородна по радиусу, и эта неоднородность скорости приводит к искажению формы желобка. При достаточно большой неоднородности радиального электрического поля время искажения формы желобка сравнимо или меньше времени развития желобковой неустойчивости, что приводит к ее стабилизации. Таким образом, на острие поперечно-лезвийного катода появляется значительное количество плазменных факелов, которые быстро сливаются в сравнительно тонкий плазменный слой, но дальнейшего расширения плазмы поперек магнитного поля не происходит.

Появление плазменных факелов возможно и на торцевых поверхностях катода, однако напряженность электрического поля здесь значительно меньше, чем на кромке лезвия, во-первых, из-за плоской формы эмитирующей поверхности и, во-вторых, из-за экранировки ее электронами, эмитированными с кромки лезвия. Поэтому и поверхностная плотность факелов здесь существенно меньше. На торцевых поверхностях электрическое и магнитное поля направлены параллельно, и образующаяся плазма распространяется вдоль линий магнитного поля.

На рис. 3 показаны радиальные профили плотности тока РЭП, сформированного на дисковом поперечно-лезвийном катоде, для пяти моментов времени с интервалом 200 ns. Измерения проведены с помощью многоколлекторного приемника [53]. Видно, что в течение  $1 \mu\text{s}$



**Рис. 3.** Радиальные профили плотности тока РЭП с дискового поперечно-лезвийного катода с радиусом 14 mm для пяти моментов времени.



**Рис. 4.** Модель для расчета обратного тока КДМИ с диаметрами: анода —  $2R$ , катода и электронного пучка (пунктир) —  $2b$ , катододержателя —  $2r$ .

заметного смещения внешней границы электронного потока не происходит, т.е. скорость расширения плазмы много меньше  $10^5 \text{ cm/s}$ .

### Пределы применимости поперечно-лезвийного катода

Поперечно-лезвийный катод позволяет стабилизировать профиль плотности тока РЭП при двух ограничениях. Во-первых, в канал транспортировки РЭП не должны попадать электроны с поверхности элементов, имеющих потенциал катода: катододержателя, отражателя и др. Как известно [54,55], в таком диоде магнитные силовые линии расходятся с кромки катода в сторону катододержателя непосредственно на стенки камеры, при этом неизбежно наличие обратного тока электронов в диоде. Во-вторых, максимальная длительность пучка со стабильным профилем плотности тока зависит от диаметра трубчатого РЭП, так как периферия пучка определяется плазмой, появляющейся на катододержателе и расширяющейся по радиусу. Это требует небольшого пояснения.

При наличии обратного тока диода, когда силовые линии магнитного поля проходят далеко от отражателя, а катод и катододержатель находятся в однородном магнитном поле, обратный ток с катода можно рассчитать так же, как ток двойного катода [56] (рис. 4):

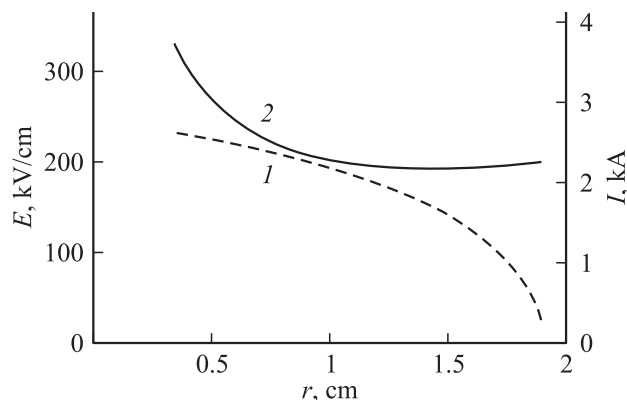
$$I = \frac{mc^3}{e} \frac{1}{2 \ln R/r} \sqrt{1 - 1/\gamma_b^2} \left( \frac{\gamma_0 - \gamma_b}{1 - \kappa} - \frac{\gamma_b - 1}{\kappa} \right), \quad (1)$$

где  $\frac{mc^3}{e} \approx 17 \text{ kA}$ ,  $\frac{mc^2}{e} \approx 511 \text{ kV}$ ,  $\kappa = \frac{\ln b/r}{\ln R/r}$  — геометрический фактор,  $U_0$  — напряжение на катоде, полной энергии электронов соответствует релятивистский фактор  $\gamma_0 = 1 + \frac{U_0}{mc^2/e}$ , а кинетической энергии электронов соответствует

$$\gamma_b = \frac{3}{2} \sqrt{1 + \frac{8}{9} \kappa (\gamma_0 - 1)} - \frac{1}{2}.$$

Потенциал электронов, формирующих обратный ток с катода, отличается от потенциала катода на

$$\Delta U = \frac{mc^2}{e} (\gamma_0 - \gamma_b),$$



**Рис. 5.** Зависимости: 1 — обратного тока диода  $I$  и 2 — напряженности электрического поля  $E$  на катододержателе от его радиуса  $r$ .

а напряженность электростатического поля на поверхности катододержателя равна:

$$E(r) = \frac{\Delta U}{r \ln b/r} = \frac{mc^2}{e} \frac{\gamma_0 - \gamma_b}{r \ln b/r}. \quad (2)$$

На рис. 5 показаны зависимости напряженности электрического поля на катододержателе и обратного тока с катода от радиуса катододержателя. Напряжение 500 кВ, радиусы: катода  $b = 1.9$  см, анода  $R = 4.6$  см. В отсутствие электронов напряженность электрического поля на поверхности цилиндрического катододержателя с радиусом  $r = b$  равна  $\frac{U_0}{b \ln R/b} \approx 300$  кВ/см. Экранировка поверхности катододержателя электронами обратного тока диода ослабляет электрическое поле на ней, однако в широком диапазоне изменения радиуса напряженность поля на катододержателе не опускается ниже 200 кВ/см. Столь сильное поле вызывает развитие взрывной эмиссии электронов и расширение образующейся плазмы по радиусу. При расширении плазмы катододержателя до радиуса катода электроны с нее начинают увеличивать поперечный размер РЭП. Таким образом, дисковые поперечно-лезвийные катоды способны формировать РЭП микросекундной длительности, однако область их применения имеет ограничение, которое определяется разлетом плазмы с катододержателя и связано с размером пучка.

Траектории электронов РЭП, сформированного на взрывоэмиссионном дисковом поперечно-лезвийном катоде, исследовались в [57,58]. Изучался трубчатый пучок электронов с энергией 500 кВ, током 2 кА и длительностью импульса  $1 \mu\text{s}$  в магнитном поле 1.1Т. Зависимость [58] плотности тока РЭП по радиусу демонстрирует, что электронный пучок — трубчатый, его внешний радиус  $\approx 15$  мм, а толщина  $\sim 3$  мм. Радиальное распределение питч-углов  $\theta$  электронных траекторий показывает, что по всему сечению электронного потока, плотность тока в котором меняется на порядок, питч-углы примерно равны, не превышают  $5^\circ$  и, как было показано в [57,58], мало изменяются в течение микросекундного импульса тока.

Таким образом, поперечно-лезвийные взрывоэмиссионные катоды позволяют формировать сильноточные РЭП, параметры которых — при указанных выше небольших ограничениях — не меняются в течение микросекундных интервалов времени. Простота, надежность и дешевизна выгодно отличают эти катоды от других взрывоэмиссионных катодов, предназначенных для тех же целей и, конечно, от термоэмиссионных катодов.

Автор благодарит И.Е. Иванова за помощь в проведении эксперимента.

## Список литературы

- [1] Бугаев С.П., Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. // УФН. 1975. Т. 115. Вып. 101–120.
- [2] Бугаев С.П., Ким А.А., Климов А.И., Кошелев В.И. // ФП. 1981. Т. 7. Вып. 3. С. 529–539.
- [3] Бугаев С.П., Ильин В.П., Кошелев В.И. и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 1. Горький: ИПФ АН ССР, 1979. С. 5–75.
- [4] Александров А.Ф., Галузо С.Ю., Зайцев Н.И. и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 5. Горький: ИПФ АН СССР, 1988. С. 163–182.
- [5] Демидова Н.С., Рухадзе А.А. // ФП. 1987. Т. 13. Вып. 6. С. 742–746.
- [6] Friedman M., Ury M. // Rev. Sci. Instrum. 1970. Vol. 41. N 9. P. 1334.
- [7] Александров А.Ф., Галузо С.Ю., Михеев В.В. и др. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 1. С. 110–111.
- [8] Нечаев В.Е. // ФП. 1979. Т. 5. Вып. 3. С. 706–710.
- [9] Федосов А.И., Литвинов Е.А., Беломытцев С.Я., Бугаев С.П. // Изв. вузов. Физика. 1977. № 10. С. 134.
- [10] Беломытцев С.Я., Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Федосов А.И. // ФП. 1981. Т. 7. Вып. 1. С. 86–90.
- [11] Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. // УФН. 1971. Т. 103. Вып. 4. С. 609–640.
- [12] Бакирт Р.Б., Бугаев С.П., Кошелев В.И. и др. // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. Вып. 13. С. 593–597.
- [13] Кошелев В.И. // ФП. 1979. Т. 5. № 3. С. 698–701.
- [14] Бастриков А.Н., Бугаев С.П., Киселев И.Н. и др. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 3. С. 483–488.
- [15] Александров А.Ф., Воронков С.Н., Галузо С.Ю. и др. // Мат. 5-го Всесоюз. симп. по сильноточной электронике. Новосибирск, 1984. Томск: Изд-во ИСЭ СО АН СССР, 1984. Т. 2. С. 22–24.
- [16] Коровин С.Д., Пегель И.В. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 4. С. 139–145.
- [17] Бугаев С.П., Ким А.А., Кошелев В.И., Храпов П.А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. Вып. 7. С. 1300–1305.
- [18] Глейзер И.З., Диденко А.Н., Усов Ю.П. и др. // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 6. С. 1323–1326.
- [19] Проскуровский Д.И., Пучкарев В.Ф. // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 10. С. 2120–2126.
- [20] Беломытцев С.Я., Коровин С.Д., Месяц Г.А. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. Вып. 18. С. 1089–1092.
- [21] Bekefi G., Orzechowski T.I., Bergeron K.D. // Int. Top. Conf. Electron Beam Res. and Technol. Albuquerque, 1975. Vol. 1. P. 33.

- [22] Бурмасов В.С., Воропаев С.Г., Добрицкий А.Л. и др. // ФП. 1986. Т. 12. № 4. С. 435–440.
- [23] Бакирт Р.Б., Кудинов А.П., Литвинов Е.А. // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 1. С. 146.
- [24] Бакирт Р.Б., Кабламбаев Б.А., Раздобарин Г.Т., Ратахин Г.Т. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 6. С. 1245–1257.
- [25] Ельчанинов А.С., Загулов Ф.Я., Коровин С.Д., Месяц Г.А. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 5. С. 1005–1007.
- [26] Гапонович В.Г., Казанский Л.Н. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 6. С. 329.
- [27] Аксенов М.С., Жуков В.М., Ройфе И.М. и др. // РиЭ. 1978. Т. 23. № 12. С. 2600–2504.
- [28] Bekefi G., Shefer R.E., Tasker S.C. // Nucl. Instr. Meth. A. 1986. Vol. 250. P. 91–94.
- [29] Dunaevsky A., Krasik Ya.E., Krokhmal A. et al. // 13<sup>th</sup> Int. Conf. on High-Power Particle Beams (BEAMS 2000). Nagaoka, Japan, 2000. P. 516–519.
- [30] Dunaevsky A., Krasik Ya.E., Krokhmal A., Felsteiner J. // Ibid. P. 528–531.
- [31] Fisher A., Garate E. // Proc. 12<sup>th</sup> Int. Conf. on High-Power Particle Beams (BEAMS'98). Haifa, Israel, 1998. P. 133–136.
- [32] Абдуллин Э.Н., Заславский В.М., Логинов С. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 6. С. 207–209.
- [33] Didenko A.N., Gleizer I.Z., Smetanin V.I. // VII Int. Symp. on discharges and electrical insulation in vacuum. Novosibirsk, 1976. P. 358.
- [34] Бугаев С.П., Ким А.А., Кошелев В.И., Хряпов П.А. // ФП. 1983. Т. 9. Вып. 6. С. 1287–1291.
- [35] Бугаев С.П., Кассиров Г.М., Ковальчук Б.М., Месяц Г.А. // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18. Вып. 2. С. 82–85.
- [36] Дубовой Л.В., Ройфе И.М., Середенко Е.В. и др. // Атом. энергия. 1975. Т. 38. № 2. С. 87–90.
- [37] Ройфе И.М., Стекольников Б.А., Энгелько В.И. // ЖТФ. 1976. Т. 46. № 12. С. 2563–2576.
- [38] Василевский М.А., Никонов А.Г., Ройфе И.М. и др. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 1. С. 26–30.
- [39] Никонов А.Г., Ройфе И.М., Савельев Ю.М., Энгелько В.И. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 1. С. 86–92.
- [40] Глейзер И.З., Диденко А.Н., Сметанин В.И. // Мат. Всесоюз. симп. по сильноточной электронике. Томск: Изд-во ИСЭ СО АН СССР, 1977. С. 43–44.
- [41] Бугаев С.П., Дейчули М.П., Канавец В.И. и др. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 12. С. 73–80.
- [42] Михайловский А.В. Теория плазменных неустойчивостей. Т. 2 Неустойчивости неоднородной плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 360 с.
- [43] Ройфе И.М., Стекольников Б.А., Энгелько И.И. Препринт К-О238. Л.: НИИЭФА, 1975. 30 с.
- [44] Василевский М.А., Ройфе И.М., Энгелько В.И. // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 3. Горький: ИПФ АН СССР. 1983. С. 184–203.
- [45] Бугаев С.П., Ким А.А., Кошелев В.И. // ЖТФ. 1983. Т. 53. С. 1718.
- [46] Stringfield R.M., Faehl R.J., Fazio M.V. et al. // 9<sup>th</sup> Int. Conf. on High-Power Particles beams (BEAMS'92). Washington, DC, 1992. Vol. 1. P. 227–236.
- [47] Александров А.Ф., Воронков С.Н., Галузо С.Ю. и др. // ФП. 1988. Т. 14. Вып. 11. С. 1388–1392.
- [48] Стрелков П.С., Лоза О.Т., Воронков С.Н. Коаксиальный диод с магнитной изоляцией импульсного сильноточного ускорителя релятивистского электронного пучка микросекундной длительности. Пат. РФ № 2030135 от 27 февраля 1995. Заявл. 08.05. 1992, № 5041576.
- [49] Стрелков П.С., Лоза О.Т. Коаксиальный диод с магнитной изоляцией. Пат. РФ № 2061307 от 27 мая 1996. Заявл. 02.06.1993. № 93028127.
- [50] Loza O.T., Strelkov P.S. // 12<sup>th</sup> Int. Conf. on High Power Particle Beams (Beams'98). Haifa, Israel, 1998. Vol. 1. P. 357–360.
- [51] Carmel Y., Rodhers J., Antonsen T. et al. // IEEE Int. Conf. on Plasma Sci. (ICOPS). Monterey, CA, USA, 1999. 5B12.
- [52] Рухадзе А.А., Штугель И.С. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. Вып. 1. С. 151–157.
- [53] Воронков С.Н., Лоза О.Т., Раваев А.А. и др. // ФП. 1988. Т. 14. Вып. 10. С. 1259–1262.
- [54] Бугаев С.П., Ким А.А., Кошелев В.И. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 8. С. 1659–1661.
- [55] Ковалев Н.Ф., Нечаев В.Е., Петелин М.И., Фукс М.И. // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. Вып. 9. С. 413–416.
- [56] Нечаев В.Е., Солуянов Е.И., Фукс М.И. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 2. С. 113–117.
- [57] Loza O.T., Ivanov I.E. // 13<sup>th</sup> Int. Conf. on High Power Particle Beams (Beams'2000). Nagaoka, Japan, 2000. P. 603–606.
- [58] Доза О.Т., Иванов И.Е. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 9. С. 101–106.