

## Экспериментальные исследования таунсендовского разряда с многоострийным катодом на динамической платформе из магнитоуправляемых частиц Fe и Fe-Al

© И.А. Шорсткий,<sup>1</sup> N. Yakovlev<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Лаборатория передовых электрофизических технологий и новых материалов, Кубанский государственный технологический университет, 350072 Краснодар, Россия

<sup>2</sup> Advanced Characterisation and Instrumentation (ACI) Department, Institute of Materials Research and Engineering (A\*STAR), 138634 Singapore  
e-mail: i-shorstky@mail.ru

Поступило в Редакцию 9 января 2021 г.

В окончательной редакции 31 марта 2021 г.

Принято к публикации 4 апреля 2021 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований таунсендовского разряда в воздухе атмосферного давления с многоострийного катода на базе динамической платформы из магнитоуправляемых частиц Fe и Fe–Al. Приведен метод формирования магнитоуправляемой динамической платформы для поверхности катода. Получены вольт-амперные характеристики для различных конфигураций исполнения катода (с плоским электродом без магнитоуправляемых частиц, с многоострийным катодом с магнитоуправляемыми частицами Fe или Fe–Al), а также с наличием в катодной плоскости нагреваемой спирали. Использование многоострийного катода с динамической платформой из магнитоуправляемых частиц Fe и Fe–Al позволило сохранить среднюю напряженность электрического поля в разрядном промежутке и увеличить ток искрового разряда.

**Ключевые слова:** таунсендовский разряд, многоострийный катод, динамическая платформа, магнитоуправляемая частица, вольт-амперная характеристика, ионный ток.

DOI: 10.21883/JTF.2021.08.51105.4-21

### Введение

Поверхность электродов в высоковольтных разрядных системах, работающих при атмосферном давлении, быстро разрушается под действием бомбардировки электронами и ионами остаточных газов [1]. Особое значение фактор подобного разрушения имеет для технологий обработки неравновесной низкотемпературной плазмой в металлургии, микроэлектронике, а также в химической и пищевой промышленности [2]. Последняя, в свою очередь, зарекомендовала себя как перспективное направление в подготовке пищевых продуктов к последующей переработке: обеззараживание продуктов [3], воздействие на анатомическую целостность растительных материалов (процесс электропорации) [4], реализация плазмохимических реакторов [5], подготовка семян к прорастанию [6] и другие.

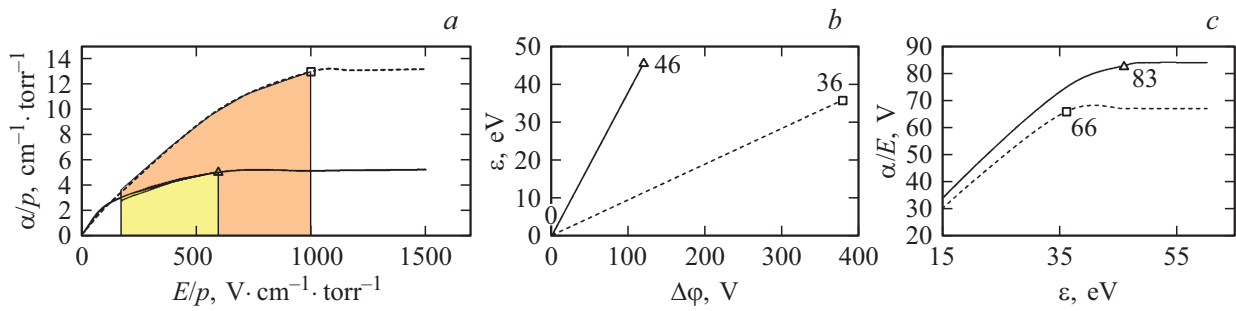
Известно, что при работе с биологическими материалами необходимо учитывать их термолабильность [7], что требует контроля температурного фактора обработки, возникающего вследствие джоулева тепла от проходящего разряда. В связи с этим наиболее подходящим способом генерации неравновесной низкотемпературной плазмы с малыми значениями тока является формирование таунсендовского разряда (ТР) [8]. Основным преимуществом ТР является наличие достаточной дви-

жущей силы процесса (напряженности поля) и малого по величине тока, что дает возможность проводить обработку пищевых продуктов без нагрева материала [9,10]. Для реализации ТР применительно к биологическим материалам необходимо использование специальных мер стабилизации разряда, таких, как оснащение катодной плоскости дополнительным термоэмиссионным источником электронов [11].

В отличие от тлеющего разряда атмосферного давления, в создании которого используется электродная система с коронирующими остриями и плоским анодом [12], для создания ТР наибольшее распространение получила классическая конфигурация электродов, где анод и катод выполнены в виде плоскости [13].

В динамике развития роста ионизации узким местом ТР является прикатодная область, отвечающая за эмиссию электронов с катода. В связи с этим в некоторых работах исследуется взаимосвязь параметров потока, распределения напряжения и тока ТР в комбинации с модификацией геометрии катода [14,15].

Несмотря на многообразие технологий формирования многоострийных катодов [16–18], авторам данной работы не удалось обнаружить технологию формирования катодной поверхности с магнитодинамической платформой на основе магнитоуправляемых частиц.



**Рис. 1.** Зависимость нормированного на давление значения модуля коэффициента Таунсенда  $\alpha/p$  от приведенной напряженности поля  $E/p$  (a), зависимость среднего значения энергии расходуемой быстрыми электронами на создание пары электрон–ион в газовой среде от разности потенциалов, которую проходит электрон в силовом электрическом поле до момента ионизации (b), и зависимость разности потенциалов  $(\alpha/E)^{-1}$ , которую проходит электрон в поле с напряженностью  $E$  в зависимости от средней энергии быстрых электронов и указанием постоянной Столетова в маркерных точках (c). Непрерывная линия — воздух, штриховая линия — водород.

Настоящая работа направлена на стабилизацию ТР путем модификации поверхности плоского катода динамичными волокнистыми токопроводящими структурами из микросферических частиц Fe и частиц Fe, покрытых оболочкой из токопроводящих наноразмерных частиц Al, ориентированных по вектору магнитного поля диполя. Такая модификация создаст условия для сохранения средней напряженности электрического поля в разрядном промежутке и увеличения тока разряда.

Дополнительно рассматривается интеграция нити накаливания термоэлемента в структуру многоострийного катода для подтверждения гипотезы о довольно малой дрейфовой скорости электрона, которую он приобретает во внешнем электрическом поле между катодом и анодом, по сравнению с тепловой хаотической скоростью.

## 1. Теоретическая часть

Средняя энергия быстрого электрона в газовой среде расходуется на создание пары электрон–ион из молекулы газа как результата неупругого столкновения в межэлектродном пространстве [19]. Согласно феноменологической модели Таунсенда, ионизационная способность электронов определяется выражением [19]:

$$\eta = \frac{\alpha}{E} = \left(\frac{p}{e}\right) A_p \exp\left(-\frac{B_p}{E/p}\right), \quad (1)$$

где  $\alpha$  — первый ионизационный коэффициент Таунсенда,  $p$  — давление газа,  $A_p$  и  $B_p$  — эмпирические постоянные, зависящие от рода газа,  $E$  — напряженность электрического поля.

Физический смысл значений  $(\alpha/E)$  и  $(E/p)$  из выражения (1) заключается в том, что разность потенциалов, которую проходит электрон на определенном участке, соответствует величине средней энергии, при которой совершается одиночный акт ионизации. Величина  $(E/p)$  уменьшается с ростом давления газа в межэлектродном

пространстве, и электрон претерпевает большое количество неупругих столкновений.

На рис. 1, a представлен график роста коэффициента ионизации в координатах  $(\alpha/p)$  и  $(E/p)$  для первичного таунсендовского ионизационного коэффициента согласно выражению (1) в газовой среде воздуха и водорода  $\text{H}_2$ . Точки на рис. 1, a, выделенные маркером, характеризуют насыщение первого ионизационного коэффициента Таунсенда согласно выражению (1). Известно, что для воздуха эта величина составляет  $13 \text{ cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$  при  $1000 \text{ V}$ , а для водорода —  $5 \text{ cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$  при  $600 \text{ V}$  [20].

На рис. 1, b представлен график разгона электрона в поле с напряженностью  $E$  до среднего значения энергии, необходимой для совершения акта ионизации молекулы газа. Точки, выделенные маркером, характеризуют разность потенциалов  $\Delta\phi$ , которую преодолевает электрон в силовом электрическом поле для совершения акта ионизации за счет приобретенной средней энергии. Так, для водорода эта величина составляет  $36 \text{ eV}$  при  $E/p = 140 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$ , для воздуха —  $46 \text{ eV}$  при величине  $E/p = 365 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$  [20,21].

Для оценки величины насыщения актов ионизации со стороны средней энергии быстрых электронов в межэлектродном пространстве используют график в координатах  $\alpha/E$  и  $(\epsilon)$ , представленный на рис. 1, c. Если растет средняя энергия электрона, то число актов ионизации в значении  $(\alpha/E)$  достигает минимального значения, и энергия, теряемая на ионизацию, становится постоянной, принимая значение константы Столетова.

На рис. 1, c точки, выделенные маркером, характеризуют барьер разности потенциалов  $(\alpha/E)$ , который преодолевает электрон, обладая средней энергией акта ионизации в силовом электрическом поле напряженностью  $E$ . Графически количество актов ионизации на участке с разностью потенциалов  $1000 \text{ V}$  можно представить в виде шкалы, изображенной на рис. 2.

Так, электрон при нахождении в силовом электрическом поле на участке с разностью потенциалов  $1000 \text{ V}$  совершит порядка 15 актов ионизации в среде водорода

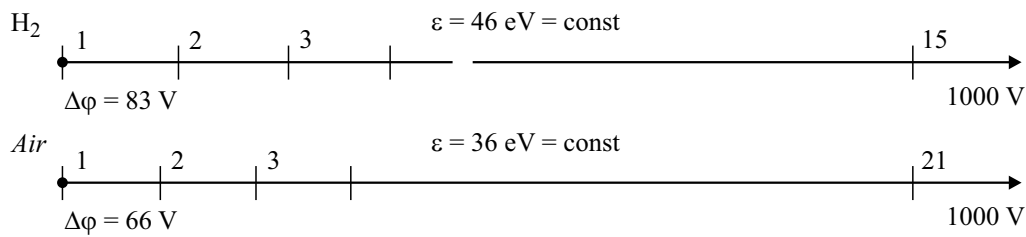


Рис. 2. Количество актов ионизации в газовой среде водорода и воздуха для классического плоскопараллельного катода.

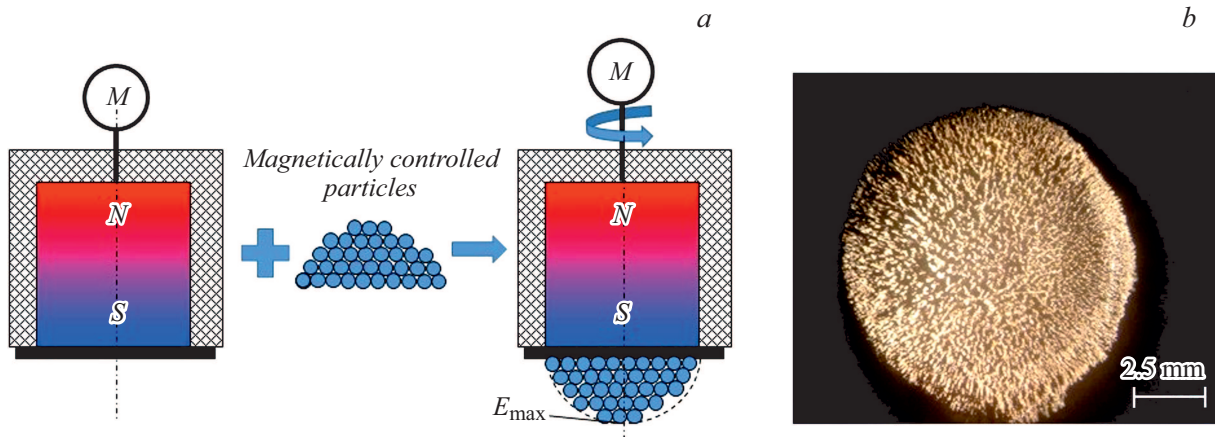


Рис. 3. Схема получения динамической платформы из магнитоуправляемых частиц (а) и изображение многоострийной поверхности катода, сформированной по результату инициализации массива частиц Fe вращающимся магнитным полем диполя (b).

при условии сохранения им средней энергии 46 eV и 21 акт ионизации при нахождении в газовой среде воздуха при условии сохранения им средней энергии 36 eV.

## 2. Электродная конфигурация в однородном электрическом поле

Снижение величины напряженности электрического поля в межэлектродном пространстве для совершения ТР возможно за счет изменения конфигурации поверхности катода [21]. В работе предлагается способ формирования многоострийного катода в виде динамической платформы на базе магнитоуправляемых частиц. Принцип формирования заключается в использовании вращательного магнитного поля цилиндрического постоянного магнита. Для этого на неподвижную токопроводящую подложку наносили требуемое количество магнитоуправляемых частиц для формирования плоскопараллельных и объемных поверхностей. Благодаря вращению постоянного магнита вокруг центральной оси диполя частицы под действием силовых линий магнитного поля выстраивались в многоострийную структуру с игольчатыми окончаниями как для плоских, так и для объемных поверхностей (рис. 3).

Для плоскопараллельных многоострийных структур поверхности катода особенность формируемой поверх-

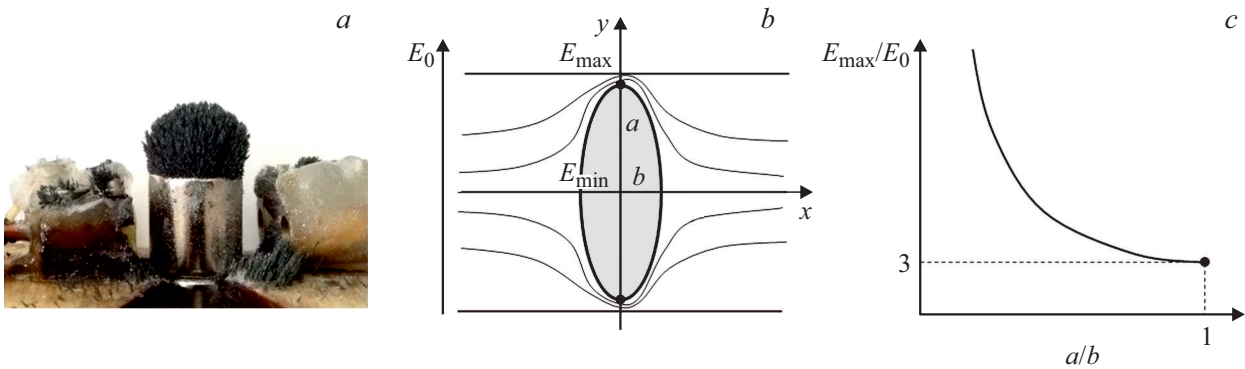
ности состоит в наличие острых окончаний, сформированных магнитоуправляемыми частицами Fe и удерживаемых постоянным магнитным полем диполя. Размер выступов вершин  $h \geq d$ , где  $d$  — диаметр частиц.

Для многоострийных структур поверхности катода число остроконечных вершин определяется выражением

$$E_{\max} = \sum_{i=1}^n E_i.$$

Для объемных структур из магнитоуправляемых частиц, участвующих в конфигурации поверхностей катода, учитывается максимальная плотность магнитного поля, находящаяся в центре окружности цилиндрического диполя (рис. 4, а). Распределение внешнего электрического поля в межэлектродном пространстве на вершине искусственной поверхности сфероида (катода) имеет максимальное значение по линии симметрии, проходящей через центры окружности цилиндра (рис. 4).

Для определения напряженности поля между катодом и анодом, независимо от вида приложенного напряжения, необходимо выполнить калибровку напряженности поля на поверхности катода. Напряженность поля на поверхности катода строится из горизонтальных линий в зоне однородного электрического поля  $E_0$ , как эквипотенциальные поверхности (рис. 4, b), которые огибают рельеф сфероида. Силовые линии электрического поля между катодом и анодом параллельны оси ординат.



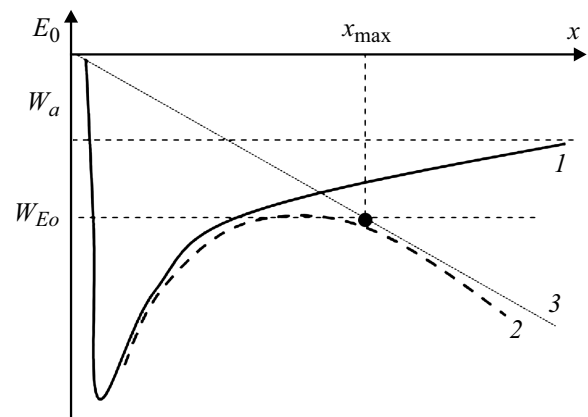
**Рис. 4.** Эллипсообразная многоострийная поверхность катода (a), эквипотенциальные линии напряженности электрического поля (b) и величина максимальной напряженности поля на вершине в зависимости от геометрии эллипсоида (c).

Центр эквипотенциального поля представлен пересечением осей  $x$  и  $y$ . Для металлических сфероидов с хорошей электропроводностью поверхность напоминает вращающийся эллипс. Центр эллипса совмещен с началом координат по оси  $x$  и по оси  $y$ . Параметры эллипсоида характеризуются геометрическими значениями полуосей  $a$  и  $b$ .

Маркерная точка (рис. 4, b и c) характеризует максимальную плотность напряженности электрического поля, сосредоточенного на вершине эллипсоида при выполнении условия параллельности центральной оси эллипсоида вектору напряженности внешнего электрического пол  $E_0$ . На рис. 4, b маркерная точка характеризует поверхность как сферу при условии  $a = b$ . Напряженность электрического поля в маркерной точке превосходит напряженность внешнего электрического поля в 3 раза. Если рассматривать точки, принадлежащие поверхности эллипсоида при различных значениях полуосей  $a$  и  $b$ , то напряженность в маркерных точках будет превосходить напряженность внешнего электрического поля  $E_0$  во много раз.

### 3. Термоэлектронная эмиссия

При температуре металла 1000–2000 К электрон приобретает энергию от вибраций кристаллической решетки, достаточную для преодоления потенциального барьера. При высоких температурах термоэлектронная и автоэлектронная эмиссии будут действовать одновременно, что обеспечивает устойчивый газоразрядный процесс на этапе его формирования и на этапе его завершения при напряженности внешнего электрического поля на уровне  $10^3$  В/см. При наличии внешнего электрического поля  $E_0$  ток автоэлектронной эмиссии начинает формироваться при напряженности внешнего электрического поля порядка  $10^7$ – $10^8$  В/см. Электрическое поле понижает барьер потенциальной кривой электронного состояния на поверхности некоторого металла до уровня, при котором проявляется туннельный эффект (рис. 5).



**Рис. 5.** Потенциальная кривая электронного состояния некоторого металла: 1 — без внешнего электрического поля; 2 — при наличии внешнего ускоряющего поля  $E_0$ ; 3 — линейная зависимость потенциальной энергии электрона во внешнем электрическом поле.

Ток насыщения как эмиссия электронов с поверхности катода при наличии внешнего электрического поля определяется выражением [21]

$$J_{E_0} = AT^2 \exp \left[ -\frac{e}{RT} \left( W_a - \sqrt{\frac{eE_0}{4\pi\epsilon_0}} \right) \right], \quad (2)$$

где  $A$  — термоэлектрическая постоянная,  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $W_a$  — работа выхода электрона из потенциальной кривой определенного металла (2.98–4.43 eV для алюминия и 3.91–4.6 eV для железа),  $\sqrt{\frac{eE_0}{4\pi\epsilon_0}}$  — потенциальная энергия электрона, приобретенная от внешнего электрического поля  $E_0$ ,  $e$  — заряд электрона.

При малых значениях напряженности электрического поля на уровне  $10^3$  В/см используется уравнение Ричардсона–Дешмана:

$$J_s = AT^2 \exp \left[ -\frac{1}{RT} (W_a) \right]. \quad (3)$$

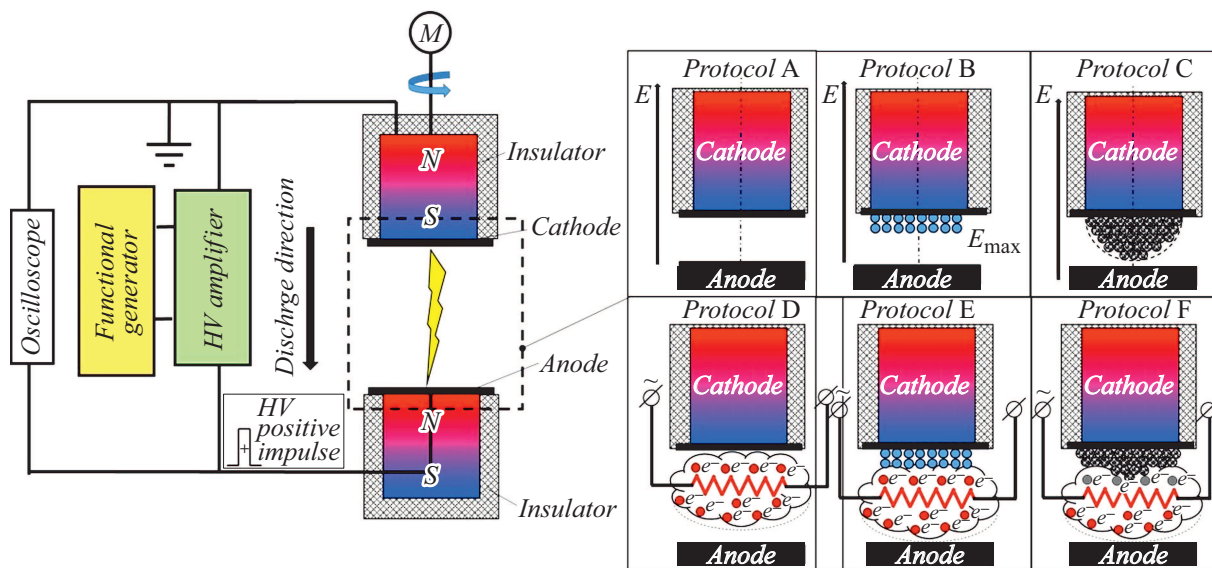


Рис. 6. Схема экспериментальной установки и опыты модификаций поверхности катода.

Выражение (3) характеризует плотность тока насыщения для эмиссии электронов из металла, разогретого до температуры, величина которой определяется величиной тока проходящего по нити накала.

#### 4. Методика измерений и аппаратура. Схема экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 6. В качестве источника положительных прямоугольных импульсов использовали систему, состоящую из функционального генератора Agilent 33220A (Agilent Technologies, USA) и высоковольтного усилителя Matsusada 20-B-20 (Matsusada Precision Inc, Japan). Максимальное напряжение на выходе усилителя составляло 20 kV. Контроль характеристик формы, амплитуды и длительности импульсной компоненты тока и напряжения разряда проводили с использованием четырехлучевого осциллографа Tektronix TDS 220. Подавался прямоугольный положительный импульс длительностью 50  $\mu$ s. Величина активного сопротивления нити накала (источника термоэлектронной эмиссии) соответствовала 2  $\Omega$ , а величина приложенного напряжения — 0.9–1.1 V.

Для модификации катода были использованы магнитоуправляемые микрочастицы Fe размером 60  $\mu$ m (аббревиатура FM) и микрочастицы Fe, покрытые наноразмерными частицами Al порядка 100 nm (аббревиатура FAM) в соответствии с технологией [22]. В качестве подложки для катода использовали плоскую металлическую пластину, жестко закрепленную на корпус изолятора, внутри которого расположен постоянный магнит в виде цилиндра с диаметром поперечного сечения 10 mm. Для

конструктивного исполнения поверхности катода было рассмотрено 6 опытов (рис. 6).

— опыт А. Плоский классический катод без магнитоуправляемых частиц, расстояние между электродами 9.0 mm;

— опыт В. Многоострый катод из магнитоуправляемых частиц FM, выполненных в виде тонкого слоя толщиной 1 mm, расстояние между плоским анодом и вершинами многоострого катода 9.0 mm;

— опыт С. Многоострый катод из магнитоуправляемых частиц FAM, выполненных в виде сфероида, расстояние между плоским анодом и вершиной сфероида 9.0 mm;

— опыт D. Плоский катод без магнитоуправляемых частиц и источником термоэлектронной эмиссии в виде нити накала, расстояние между плоским анодом и нитью накала 9.0 mm;

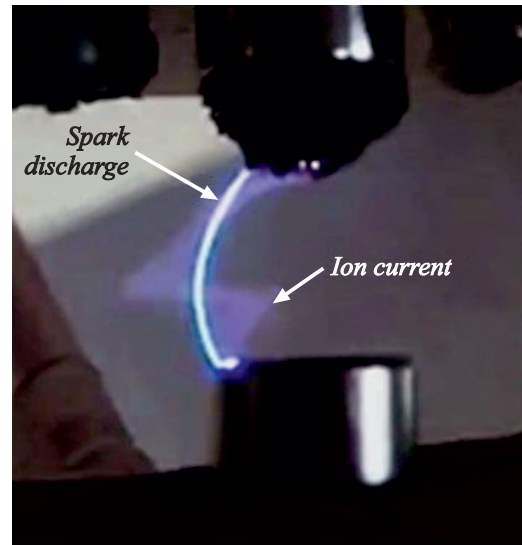
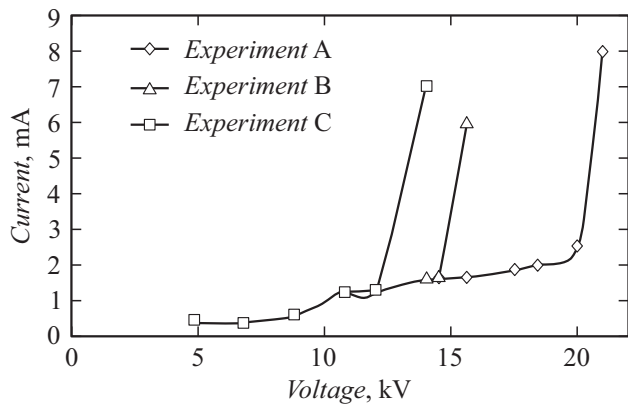
— опыт E. Катод из магнитоуправляемых частиц FM, выполненных в виде массива частиц, интегрированных в области нити накала, расстояние между плоским анодом и вершиной массива частиц 9.0 mm;

— опыт F. Катод из магнитоуправляемых частиц FAM, выполненных в виде массива частиц, интегрированных в области нити накала, расстояние между плоским анодом и вершиной массива частиц 9.0 mm.

Формирование конфигурации динамической платформы катода по опытам В, С происходило до образования плоской и объемной поверхности в соответствии с методом, описанным ранее. Для всех опытов использовали рабочий газ воздух при атмосферном давлении.

#### 5. Результаты измерений

Быстрые электроны, стартующие с поверхности катода, ускоряются в прикатодном слое внешним электри-



**Рис. 7.** Семейство ВАХ для опытов А–С при межэлектродном зазоре 9 mm и фотография разряда в опыте С при напряжении на электродах 14.6 kV.

ческим полем. Поле в разрядном промежутке определяется формой электродов, а также разностью потенциалов между ними. При рассмотрении электродной конфигурации по опытам А, В, С были получены данные, представленные на рис. 7. Полученное семейство ВАХ демонстрирует характерную зависимость для ТР при малых значениях силы тока при межэлектродном зазоре 9 mm.

Фотография таунсендовского разряда в конфигурации электродов „многоострый катод–плоский анод“ в соответствии с опытом С и его переход в искровую стадию представлена на рис. 7 справа. Искровой разряд формируется в межэлектродном промежутке, равном 9.0 mm при подаче на анод импульса напряжения положительной полярности. Вокруг искрового разряда формируется ток обратной полярности, визуализированный в виде объемного плазменного тела спиралеобразной формы голубого свечения.

Для визуального отображения данного эффекта лабораторная установка снабжена электродами, выполненными из неодимовых постоянных магнитных диполей цилиндрической формы. Согласно правилу поведения заряженных частиц, в продольных электрических и магнитных полях лабораторной установки при ориентации полюсов постоянных магнитов (электродов) в конфигурации S–N заряженные частицы движутся по окружности и создают круговой ток. В зависимости от знака заряда движение будет осуществляться по часовой стрелке для отрицательных зарядов и против часовой стрелки для положительных. При неоднородном магнитном поле в межэлектродном пространстве движение заряженных частиц связано с ларморовским радиусом [23].

При сравнении ВАХ для опытов А, В, С (рис. 7) наблюдается снижение величины напряжения пробоя газовой среды межэлектродного пространства между

анодом и катодом в лабораторной установке от величины 20.5 kV для опыта А до величины 16.2 kV для опыта В и величины 14.6 kV для опыта С соответственно. Следует заметить, что величина тока для опытов А, В, С сохраняется на уровне 6–8 mA. Снижение величины напряжения пробоя связано с изменением геометрии поверхности катода, в том числе с учетом линий эквипотенциальных поверхностей для опыта С (рис. 4).

Изменение напряжения пробоя по опыту В происходит благодаря множеству остроконечных вершин, равномерно распределенных по площади плоского многоострийного катода. Для опыта С снижение величины напряжения пробоя связано с формированием эллипсоидной поверхности из магнитоуправляемых частиц Fe–Al. Формирование вершины эллипса по линии симметрии магнитного диполя обеспечивает максимальную напряженность электрического поля, которая превосходит напряженность внешнего электрического поля многоострийного катода, сформированного по опыту В, на 1.6 kV (рис. 7). В связи с тем что электропроводность динамического слоя магнитоуправляемых частиц Fe, покрытых наноразмерными частицами Al, находится в пределах  $10^3 \Omega$  вершина эллипсоида не может обеспечить большое снижение величины напряжения пробоя.

Осциллограммы напряжения на электродах лабораторной установки и тока разряда в межэлектродном пространстве при атмосферном давлении воздушной среды показаны на рис. 8.

На осциллограммах тока для опытов А и В отчетливо заметно запаздывание возрастания электронного тока от момента подачи напряжения на 40 и 80  $\mu$ s соответственно. Далее через 40–80  $\mu$ s ток достигает значения 6–8 mA в образе яркой нитевидной линии (рис. 7). По времени начало роста ионного тока соответствует появлению голубого свечения (рис. 7), а переход в от-

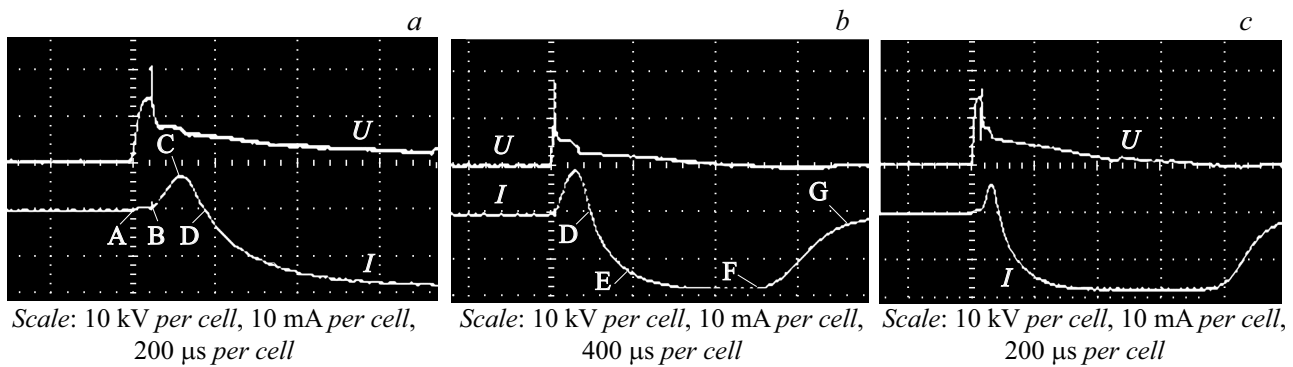


Рис. 8. Осциллограммы тока и напряжения опытов А (а), В (b) и С (с). Рабочий газ — воздух.

рицательные значения величины тока — формированию объемного спиралеобразного плазменного тела, состоящего из положительных ионных компонентов. Длительность электронного тока (очевидно, эта стадия соответствует генерации процессов вторичной ионизации) существенно зависит от прикладываемого напряжения. Так, при  $U = 20.5 \text{ kV}$  длительность составляет  $120 \mu\text{s}$  для опыта А, при  $U = 16.2 \text{ kV}$  длительность составляет  $80 \mu\text{s}$  для опыта В. Это связано с величиной ионного тока, который направлен от анода к катоду, в результате чего ионный ток стремится противостоять электронному току, который направлен от катода к аноду. Результатом такого взаимодействия является сокращение времени существования тока искрового разряда.

Для понимания физического процесса и эволюции искрового разряда, наблюдаемого в авторской экспериментальной установке, на кривых тока разряда для опытов А и С выделены маркерные точки.

Кривая ABCD представляет собой кривую тока искрового разряда (рис. 8, а). При увеличении амплитуды напряжения в электродном промежутке диффузионный разряд (участок АВ) переходит в искровой разряд ВС, где наблюдается резкое увеличение плотности тока. Искровой разряд формируется в межэлектродном промежутке, равном  $9.0 \text{ mm}$ , при подаче на анод импульса напряжения положительной полярности. Основными носителями искрового разряда, наблюдаемого в лабораторной установке на участке ABCD, являются вторичные электроны, вырванные из катода. От катода к аноду вдоль канала проводимости движутся вторичные электроны, обладающие большой энергией. На рис. 7 искровой разряд представлен в виде нитевидной плазмы яркочелюстного цвета, возникающей при замыкании тока искрового разряда на анод лабораторной установки. Время жизни нитевидной плазмы искрового разряда характеризуется участком BCD. Точка С характеризует искровой ток с максимальной плотностью заряженных частиц (электронов). Точка D характеризуется, как завершение тока искрового разряда для электронных частиц, замыкающихся на аноде, при сохранении напряжения на электродах лабораторной установки на уровне 30%

от напряжения искрового разряда в максимальной точке ( $U_{\text{max}} = 18.0 \text{ kV}$ ), что составляет  $5.4 \text{ kV}$  для точки D.

На участке DE (рис. 8, с) формируется ток обратной полярности, визуализированный в виде объемного плазменного тела спиралеобразной формы голубого свечения (рис. 7). На участке DE кривой тока наблюдается малый ларморовский радиус спиралеобразного плазменного тела голубого свечения, что связано с движением заряженных частиц (ионов) вблизи полюса диполя. На участке EF радиус ларморовской окружности увеличивается, что связано с низкой плотностью магнитных линий в данной области электродного пространства. Участок FG аналогичен участку DF при условии, что напряжение на электродах достигает нулевого значения в точке G, где ионный ток замыкается на катод.

Возникновение ионного тока в виде объемного плазменного тела спиралеобразной формы голубого свечения авторы объясняют следующим образом. Рассмотрим особенность физического процесса, происходящего в маркерной точке CD, где наблюдается завершение эволюции тока искрового разряда и начало формирования ионного тока. Механизм образования ионного тока связан с эффектом прилипания электронов, поступающих в катодную цепь лабораторной установки от внешнего источника (высоковольтного усилителя сигналов Matsusada 20-B-20) к наноразмерным частицам Al, которые расположены на поверхности микроразмерных частиц Fe, удерживаемых на поверхности катода с помощью постоянного магнита. Эффект прилипания позволяет дрейфовать пылевой частице Al с зарядом электрона в сторону анода вдоль силовых линий напряженности внешнего электрического поля  $E_0$  (рис. 9). Скорость пылевых частиц Al с зарядом электрона много меньше скорости вторичных электронов, стартующих с поверхности многоострийного катода. Когда пылевая частица (Al + e) достигнет поверхности анода, электрон уходит в анод электрической цепи лабораторной установки, а наноразмерная частица получает кинетическую энергию по результату неупругого столкновения с вторичными электронами, двигающимися в силовом электрическом поле с напряженностью  $E_0$ , стартовавшими с катода.

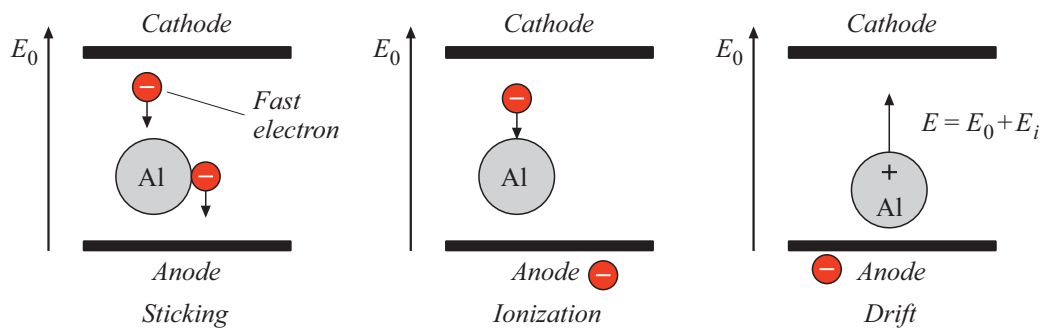


Рис. 9. Схема электрического поля в промежутке при ионизации частиц Al.

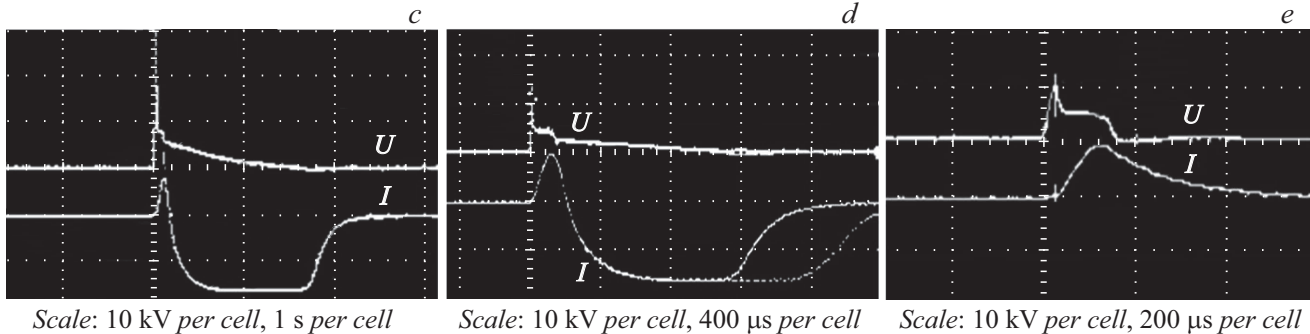
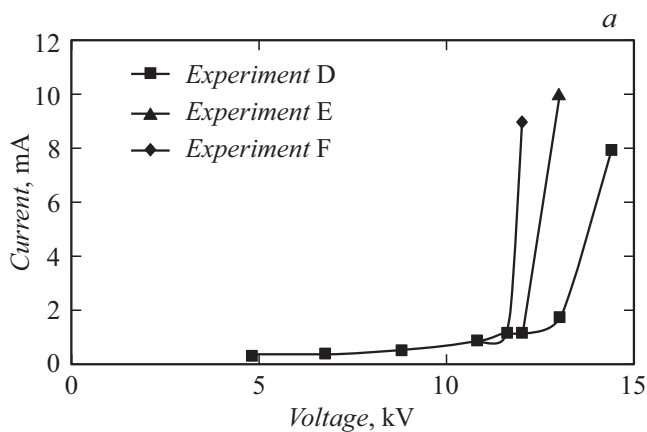


Рис. 10. Семейство ВАХ для опытов D–F при межэлектродном зазоре 9 mm (a), фотография разряда в опыте E при напряжении 13.6 kV (b) и осциллограммы тока и напряжения опытов D (c), E (d) и F (e). Рабочий газ — воздух.

Результатом этого столкновения является ионизация частиц Al, которые становятся положительными ионами. На участке DE (рис. 8) наблюдается рост ионного тока до значения насыщения на участке EF, что говорит о дрейфе пылевых частиц (Al + e) в анодную зону в виде порции частиц. Размер порции зависит от времени взаимодействия кинетических вторичных электронов с частицами Al на участке BCD, составляющем 120 μs. Слабо ионизированный канал, состоящий из положительных ионов, зарождается в плоскости анода и разрастается до катода. Такой стример характеризуется, как катод-направленный.

На рис. 9 изображено результирующее электрическое поле, построенное за счет пространственного заряда

положительных ионов, где  $E_0$  — внешнее электрическое поле, а  $E_i$  — поле объемного заряда положительных ионов пылевых наноразмерных частиц Al.

В соответствии с теоретическими материалами, представленными в разд. 1, сравнение количества актов ионизации для опытов A и B показало, что наличие многоостристых вершин при одинаковых условиях межэлектродного расстояния способствует росту количества актов ионизации в межэлектродном пространстве (см. таблицу).

Экспериментальные данные ВАХ для опытов D, E, F с наличием термоэлектронной эмиссии представлены на рис. 10, a.



Количественная оценка актов ионизации для опытов А и В

| Опыт | $\Delta\varphi$ ,<br>eV | $\alpha/E$ ,<br>$V^{-1}$ | $E$ ,<br>keV | Количество актов ионизации<br>в межэлектродном пространстве |
|------|-------------------------|--------------------------|--------------|---|
| А    | 36                      | 66                       | 20.5         | 310   |
| В    | 36                      | 66                       | 16.0         | 242   |

Примечание. Межэлектродное расстояние — 9 mm.

При сравнении ВАХ для опытов D, E, F наблюдается снижение величины напряжения пробоя газовой среды межэлектродного пространства между анодом и катодом в лабораторной установке от величины 14.4 kV для опыта E до величины 13.6 kV для опыта F и величины 12.2 kV для опыта D при межэлектродном расстоянии 9 mm.

Следует заметить, что величина тока для опытов E–F меняется в сторону увеличения на уровне 1–2 mA по сравнению с классическим плоскопараллельным катодом совместно с нитью накала, сформированного согласно опыту D. Источниками роста электронного тока являются суммарный ток, состоящий из тока первичных электронов со стороны внешнего источника лабораторной установки, а также из тока вторичных электронов и дополнительного тока электронов, вызванных термоэлектронной эмиссией с работой выхода электронов для частиц Fe, равной 3.91–4.6 eV, и для частиц Al, равной 2.98–4.43 eV, накопленных на многоострийной динамической платформе.

Для опыта E в виде многоострийного катода из магнитоуправляемых частиц, выполненных в виде массива частиц Fe, интегрированных в область нити накала, ток пробоя увеличился на 2 mA по сравнению с опытом D. Это связано с низким удельным электрическим сопротивлением частиц железа, механически связанных между собой под действием вектора напряженности магнитного поля.

Для многоострийного катода по опыту F, выполненного в виде массива частиц Fe и Al, интегрированных в область нити накала, ток пробоя увеличился на 1 mA по сравнению с опытом D. Это связано с высоким удельным электрическим сопротивлением наночастиц алюминия, плакированных на поверхности частиц железа, которые характеризуют электрическую цепь катод–анод лабораторной установки. Характерной особенностью опыта F является отсутствие ионного тока (рис. 10, e).

Снижение величины напряжения пробоя от 2.2 до 0.8 kV (рис. 10) связано с наличием многоострийной поверхностью катода для опытов E и F. Следует отметить, что снижение напряжения пробоя в опыте F связано с низкой электропроводностью наночастиц алюминия, что создает дополнительное падение напряжения в самом динамическом слое.

Примеры осциллограмм напряжения на электродах лабораторной установки и тока в межэлектродном пространстве показаны на рис. 10, c, d. В отличие от опытов А и В на осциллограммах тока для опытов D

и E отсутствует запаздывание возрастания тока разряда от момента подачи напряжения. По времени начало роста тока соответствует возрастанию напряжения и появлению голубого свечения (рис. 8, b), а переход в отрицательные значения величины тока — формированию объемного плазменного тела, состоящего из ионных компонентов. Длительность электронного тока для опытов D и E одинакова и соответствует величине 200  $\mu$ s. Осциллограмма тока для опыта F характеризуется отсутствием отрицательных значений тока (ионного), а также обладает большей длительностью.

## Заключение

Получены данные ТР для модифицированной катодной плоскости на базе динамической платформы из магнитоуправляемых микрочастиц Fe и Fe–Al. Установлено, что для сохранения средней энергии электронов при совершении актов ионизации в газовой среде необходимо использовать динамическую платформу в качестве многоострийного катода из магнитоуправляемых частиц Fe (FM), обладающих низкой электропроводностью на уровне  $10^{-3}$ – $10^{-4}$   $\Omega$ . Наличие токопроводящей оболочки алюминия на магнитоуправляемых частицах динамической платформы (FAM) приводит к росту величины ионного тока, что является негативным фактором при обработке биологических материалов, относящихся к термолабильным материалам. Комбинация динамической платформы с магнитоуправляемыми частицами FM и FAM с источником термоэлектронной эмиссии снижает величину напряженности электрического поля, необходимую для совершения ТР.

## Благодарности

Работа выполнена в рамках гранта президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых МК-2188.2021.4.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Г.Г. Соминский, Е.П. Тарадаев, Т.А. Тумарева, М.Е. Гиваргизов, А.Н. Степанова. *ЖТФ*, **86** (11), 108 (2016).
- [2] C. Hertwig, N. Meneses, A. Mathys. *Trends in Food Science & Technology*, **77**, 131 (2018). DOI: /10.1016/j.tifs.2018.05.011
- [3] B.G. Dasan, I.H. Boyaci. *Food and Bioprocess Technology*, **11**, 334 (2018). DOI: 10.1007/s11947-017-2014-0
- [4] И.А. Шорсткий. *Применение обработки импульсным электрическим полем при подготовке к сушке* (Издательство Юг, Краснодар, 2020)

- [5] C. Cheng, L. Peng, X. Lei, Z. Li-Ye, Z. Ru-Juan, Z. Wen-Rui. *Chinese Physics*, **15** (7), 2006.  
DOI: 10.1088/1009-1963/15/7/028
- [6] Б.Б. Балданов, Ц.В. Ранжуров, М.Н. Сордонова, Л.В. Будажапов. *Успехи прикладной физики*, **7** (3), 260 (2016).
- [7] В.М. Арапов, М.В. Арапов, М.В. Мамонтов. *Вестник Гомельского гос. тех. ун-та им. П.О. Сухого*, **3** (26), 2006.
- [8] С.З. Сахапов. *Параметры плазмы сферически стратифицированного газового разряда: дис. — Институт теплофизики им. СС Кутателадзе СО РАН*, 2008.
- [9] I. Shorstkii, D. Khudyakov, M.S. Mirshekarloo. *Innovative Food Science & Emerging Technologies*, **60**, 102309 (2020).  
DOI: 10.1016/j.ifset.2020.102309
- [10] Пат. 2727915 РФ. Способ подготовки растительного материала к сушке и устройство для его осуществления / И.А. Шорсткий, 2019.
- [11] М.И. Никитин, Е.И. Осина. *Теплофизика высоких температур*, **56** (4), 548 (2018).
- [12] Б.Б. Балданов. *Физика плазмы*, **35** (7), 603 (2009).
- [13] Ю.Г. Юшков. Тез. Докл. IV Междунар. Крейнделевского семинара „Плазменная эмиссионная электроника“ (Улан-Удэ, Россия, 2012)
- [14] N. Naudé, J.P. Cambronne, N. Gherardi, F. Massines. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **38** (4), 530 (2005).  
DOI: 10.1088/0022-3727/38/4/004
- [15] Yangyang Fu, Peng Zhang, John P. Verboncoeur. *Appl. Phys. Lett.*, **112**, 254102 (2018). DOI: 10.1063/1.5037688
- [16] А.С. Иванов, В.А. Ильин, В.Н. Титов. *Электроника и микроэлектроника СВЧ*, **2** (1), 220 (2015).
- [17] Н.Л. Казанский, В.А. Колпаков, А.А. Колпаков, С.В. Кричевский, В.В. Подлипов. *Научное приборостроение*, **22**,(1), 13 (2012).
- [18] К.М. Скупов, И.И. Пономарев, Д.Ю. Разоренов, В.Г. Жигалина, О.М. Жигалина, Ю.А. Волкова, Ю.М. Вольфович, В.Е. Сосенкин. *Электрохимия*, **53** (7), 820 (2017).
- [19] Ю.П. Райзер. *Физика газового разряда* (Наука, М., 1992)
- [20] У. Юсупалиев. Краткие сообщения по физике Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, **11**, 45 (2007).
- [21] Е. Куффель, В. Цаенгль, Д. Куффель. *Техника и электрофизика высоких напряжений* (Интеллект, М., 2011)
- [22] И.А. Шорсткий, N. Yakovlev. *Перспективные материалы*, **3**, 70 (2021).
- [23] Л.А. Арцимович, Р.З. Сагдеев. *Физика плазмы для физиков* (Атомиздат, М., 1979)