

УДК 533.9.07

DOI: 10.51368/2307-4469-2023-11-4-300-311

EDN: HFFSSH

PACS: 41.75Fr, 52.40 Mj



Оценки характеристик плазмы, созданной генератором электронного пучка с подачей газа в разрядный канал

А. И. Шлойдо, А. В. Туркин

Предложена расчетно-экспериментальная методика оценки параметров стационарной пучковой плазмы: средних по ее объему концентрации свободных электронов и степени ионизации газовой компоненты. Мощность пучка электронов, как и длина их пробега, находятся по измерениям вольтамперной характеристики и энергетической эффективности генераторов электронных пучков. Степень ионизации смеси газов рассчитана в предположении баланса процессов ионизации и рекомбинации заряженных частиц. Показано, что в плазме, созданной генератором электронного пучка в смеси газов среднего давления, ключевую роль в рекомбинации играет диссоциативная рекомбинация частиц. Даны оценки достоверности исходных допущений. Используя измеренные вольтамперные характеристики, проведены расчеты характеристик плазмы в смеси газов (O_2 – 20,9 %, N_2 – 78,1 %, пары H_2O – 1 %) при давлении от 1 до 2,5 кПа.

Ключевые слова: генераторы электронных пучков, параметры плазмы, плазма газов среднего давления, концентрация электронов.

Введение

Вывод пучка электронов в газовую среду открывает широкие возможности для решения таких технологических задач, как конверсия газов [1], пучково-плазменное напыление [2], накачка лазеров [3], создание наносекундных переключателей [4] и т. д. Разработка генераторов, работающих непосредственно в газовой среде, позволяет снизить массу и габариты, число элементов установки, тем самым повышая технологичность процессов. Расширить диапазон рабочих давлений генераторов, описанных в [5, 6], позволяет использование в разрядном канале замещающего газа, например, гелия. Авторами предложен способ уве-

личения рабочего давления генераторов электронного пучка (ГЭП) путем подачи в разрядный канал замещающего газа, при котором создаваемый пучок электронов имеет максимальную энергию [7]. При этом среда, в которую помещен ГЭП и в которой электронный пучок тормозится, существенно отличается по своим кинетическим и химическим свойствам от таковых для замещающего газа.

ГЭП на основе стационарного открытого разряда (ОР) с убегающими электронами представляет собой разрядный канал малой длины и диаметра (десять доли сантиметра), к которому приложена постоянная разность потенциалов величиной в единицы киловольт. Анод ГЭП выполнен в виде диафрагмы (шайбы). Это позволяет большей части эмитируемых катодом электронов, ускоренных в разрядном промежутке, беспрепятственно покидать разрядный канал и, испытывая торможение в рабочей среде, создавать плазму неоднородной пространственной структуры.

Необходимо отметить, что убегающие электроны, являющиеся основой процесса генерации плазмы в ГЭП, встречаются как в естественных условиях грозовых разрядов

Шлойдо Андрей Игоревич, нач. отдела.
Туркин Алексей Васильевич, с.н.с., к.ф.-м.н.
АО ГНИЦ «Центр Келдыша».
Россия, 125438, Москва, Онежская ул. 8.
E-mail: blackash@aha.ru

Статья поступила в редакцию 27.06.2023

После доработки 12.07.2023

Принята к публикации 20.07.2023

© Шлойдо А. И., Туркин А. В., 2023

[8, 9], так и, в частности, в управляемом термоядерном синтезе с применением тороидальных камер с магнитными катушками [10]. По оценкам работы [11] убегающие электроны являются второй по значимости причиной возможного нарушения работы ITER. Наиболее полно убежание электронов исследовалось для полностью ионизованной плазмы, так как оно играет важную роль при магнитном удержании термоядерной плазмы, например [12].

Для эффективного использования ГЭП в технологических установках и исследованиях плазмохимических процессов необходимо знание параметров плазмы в зоне взаимодействия пучка электронов с окружающим газом, таких как концентрации заряженных частиц, частоты соударений и другие. Однако прямое измерение этих параметров сопряжено с целым рядом технических трудностей. В данной работе предложена расчетно-экспериментальная методика их оценки и проведены оценочные расчеты на основе проведенных экспериментов.

Описание эксперимента

Описание экспериментальной установки

Исследования характеристик газовых разрядов, формируемых в разрядном промежутке одного газа с выводом в другой газ, были проведены на доработанной экспериментальной установке, описанной более подробно в работе [7]. Схема установки показана на рис. 1.

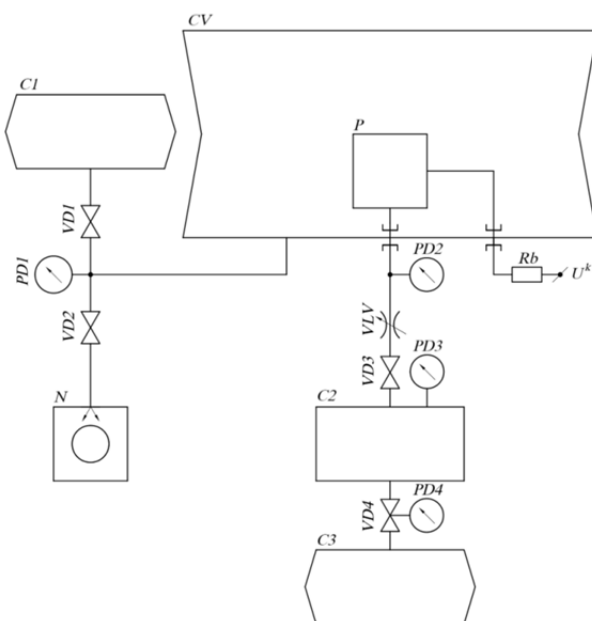


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Основой экспериментальной установки является вакуумная камера CV длиной 2400 мм и диаметром 800 мм. Откачка камеры осуществляется насосом N через затвор $VD2$, заполнение рабочим газом – через кран $VD1$ из баллона $C1$ или атмосферным воздухом, в этом случае баллон $C1$ отсоединяется. Замещающий газ из баллона $C3$ через редуктор $VD4$ поступает в ресивер $C2$, далее через затвор $VD3$ и клапан-напекатель VLV подается в разрядный промежуток ГЭП, на схеме обозначенный P . Для измерения давления воздуха P_{air} в CV и в системе подачи замещающего газа P_{He} предусмотрены вакуумметры $PD1$, $PD2$. Вакуумметры $PD3$ и $PD4$ измеряют давление в ресивере $C2$ и баллоне $C3$; напекатель VLV регулирует поток и давление замещающего газа.

Генератор электронного пучка с подачей газа в разрядный канал

Генератор, представленный на рис. 2, включает в себя: молибденовый катод 1 в нитридборном керамическом изоляторе 2 , анод 3 с прокладкой 4 , регулирующей толщину разрядного промежутка H между ними. Анод заземлен, на катод подается отрицательное напряжение питания U^k . Пучок электронов выводился из отверстия в аноде с диаметром D равным 2 мм или 3 мм. Анод 3 и прокладка 4 изготовлены из нержавеющей стали. Канал подачи газа в разрядный промежуток 5 (на рис. 2 показан условно) призван увеличить диапазон рабочих давлений.

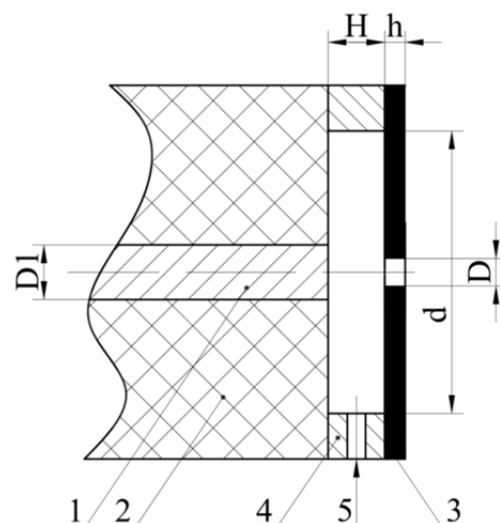


Рис. 2. Генератор электронного пучка с подачей газа через разрядный канал

Условия проведения экспериментов

Исследования работы ГЭП проводились как без подачи замещающего газа, так и с подачей газа в разрядный промежуток.

Напряжение питания ГЭП постепенно повышалось до 7 кВ. Рост напряжения был ограничен максимальным током, который в данных исследованиях был принят равным 25–30 мА. После 300 секунд работы ГЭП при напряжении 5 кВ эксперимент останавливался. Измеренная таким образом вольт-амперная характеристика использовалась в оценках характеристик плазмы. При этом учитывалось, что ускоряющее напряжение U меньше подаваемого напряжения U^k на величину падения напряжения ΔU на балластном сопротивлении R_b .

Давление воздуха в экспериментальной камере составляло от 20 Па до 2,5 кПа. В канал подачи газа в разрядный промежуток подавался гелий технической марки «А» с давлением в точке PD2 2,6 кПа.

При давлениях ниже 2,6 кПа в воздухе и в гелии приведенная толщина разрядного промежутка не превышает 0,52 Па·м, что меньше нормальной толщины катодного слоя. Следовательно, условия горения разряда соответствуют левой ветви кривой Пашена [13] во всем диапазоне рассматриваемых давлений [14, 15].

Результаты измерений параметров ГЭП

Фотография плазменного образования, созданного при давлении воздуха 1 кПа и при подаче гелия с давлением 2,6 кПа, приведены на рис. 3. При давлении воздуха в вакуумной камере 2,5 кПа и давлении гелия 2,6 кПа удается достигнуть значений напряжения в 5,5 кВ и тока ~ 23 мА. Результаты измерений вольт-амперных характеристик ГЭП представлены на рис. 4 и в работе [7]. Для наглядности представления, на рис. 4 значения тока I нормированы на площадь диафрагмы устройства (диаметр диафрагмы D в экспериментах 1, 2 был 2 мм, в остальных случаях 3 мм) и обозначены j_e . Результаты экспериментов 8, без подачи замещающего газа, приведены для сравнения.

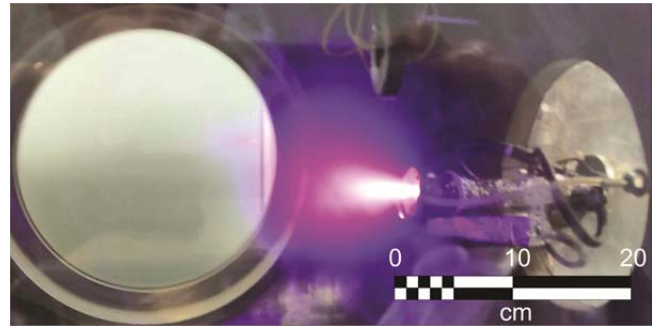


Рис. 3. Плазма, созданная ГЭП (при давлении воздуха 1 кПа, давлении гелия 2,6 кПа, напряжении питания 5,0 кВ и токе 7,6 мА)

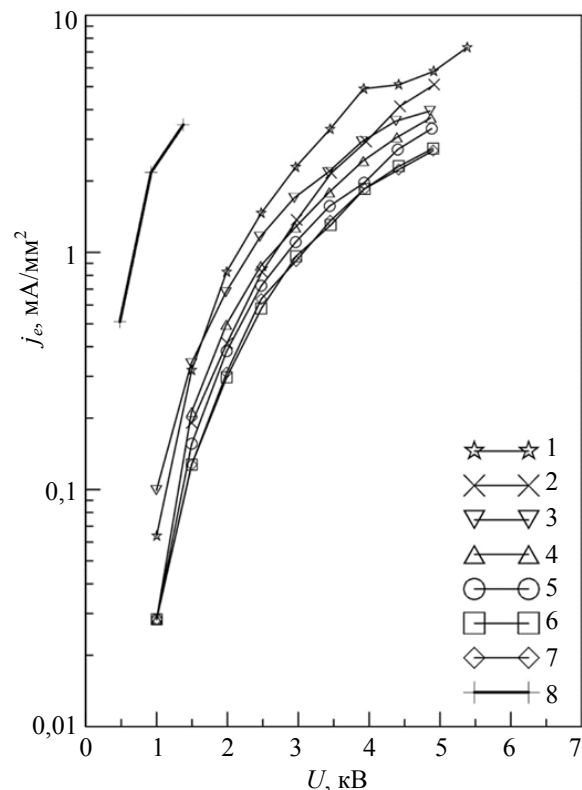


Рис. 4. Зависимости полного тока ГЭП нормированного на площадь диафрагмы анода ГЭП j_e от ускоряющего напряжения U (1 – давление воздуха 2,5 кПа; 2 – давление воздуха 1,5 кПа; 3 – давление воздуха 1,4 кПа; 4 – давление воздуха 1,3 кПа; 5 – давление воздуха 1,2 кПа; 6 – давление воздуха 1,1 кПа; 7 – давление воздуха 1,0 кПа; 8 – давление воздуха 1,0 кПа)

Расчетно-экспериментальная методика оценки параметров плазмы

Необходимость создания расчетно-экспериментальной методики вызвана несколькими причинами. Во-первых, как отмечалось выше, прямое измерение параметров плазмы сопряжено с целым рядом технических трудностей, например, использование

локальных диагностик типа зондов Ленгмюра [16] имеют ограниченную область применения и, кроме того, вносят возмущения в измеряемые параметры, а оптические измерения определяют интегральные характеристики [17]. При этом погрешность измерения концентраций свободных электронов зондовыми методами превышает 25 % [16], а микроволновыми может превысить 70 % [18]. Таким образом, погрешность методики в измерении концентраций до 80 % следует признать приемлемой. Во-вторых, пространственные расчеты распределения энерговыделения (т.е. потери энергии пучка электронов) и ионизации газа методом Монте-Карло существенно зависят от значительного числа коэффициентов, известных зачастую с недостаточной точностью. В случае тлеющих разрядов в первую очередь это относится к коэффициентам эмиссии [19]. В-третьих, опыт расчетов методом Монте-Карло показывает, что для достижения приемлемой точности – даже для моноэнергетического пучка – требуется моделирование, по меньшей мере, 10^6 траекторий электронов. В итоге расчеты этим методом требуют значительных вычислительных и временных затрат [20].

Основные допущения

Размеры плазмы ограничены длиной пробега первичных электронов (определяемой по средним потерям их энергии на единицу длины пути). Плазма, образующаяся под действием направленного пучка электронов, имеет сферическую форму вследствие рассеяния пучка в газе [20, 21].

Концентрация положительных ионов в плазме принимается равной концентрации свободных (вторичных) электронов. Энерговыделение и концентрация вторичных электронов по объему плазмы распределены равномерно, а температура электронов равна температуре газа – поскольку время их термализации много меньше времени жизни [22].

Первичные электроны ГЭП можно считать моноэнергетическими с энергией, соответствующей пройденной разности потенциалов. Справедливость этого предположения можно подтвердить исходя из оценок эффективного коэффициента эмиссии электронов как по данным работы [23], так и из наших измерений энергетического КПД генерации

пучка убегающих электронов в разряде [24]. КПД, даже при худшем, зафиксированном в экспериментах случае, составил около 50 %. То есть для эмиссии одного электрона с катода, необходимо попадание на катод одного иона (и сопровождающих его быстрых нейтралов, образующихся при резонансной перезарядке), а, следовательно, на один эмитируемый катодом электрон приходится не более одного иона и одного вторичного электрона. Поскольку энергетическая «цена» не превышает 100 эВ, при приложенном к разряду напряжении в несколько кВ потери энергии первичных электронов пренебрежимо малы [25].

Концентрации замещающего газа (гелия) в воздухе вакуумной камеры мала, под воздухом понимается смесь газа в составе 78,084 % (N_2), 20,9476 % (O_2), 0,97 % (H_2O) [26].

Поток гелия через ГЭП слабо зависит от режима работы генератора, а геометрия газодинамической части ГЭП слабо зависит от нагрева его конструкции.

Длина среднего пробега электронов

Средние потери энергии на единицу длины пути в веществе, или тормозная способность вещества для электронов 10 кэВ – 10 МэВ определяются по хорошо известной формуле Бете-Блоха. Для малых энергий электронов $E < 10$ кэВ получаются неверные значения ионизационных потерь [27]. Однако в предположении линейной интерполяции в область низких энергий можно оценить длину пробега.

Хотя авторам и неизвестна опубликованная теория, которая бы определяла бы потери в этой области энергий, для длины среднего пробега электронов L мы используем полуэмпирическую формулу (1), предложенную Кана и Окаямой в работе [21], которая при эмпирически полученной константе $\lambda_\delta = 0,182$ лучше согласуется с результатами наших экспериментов, чем формула Бете-Блоха:

$$L = \int_0^{E_0} \frac{dE}{dE/dx} = \frac{E_0^{5/3}}{\lambda_\delta \times 5 \times 2^{\frac{5}{3}} \pi \left(0,8853 a_H Z^{-\frac{1}{3}}\right)^{\frac{1}{3}} e^{\frac{10}{3}} \left(\frac{N_A \rho}{A}\right) Z} \quad (1)$$

Здесь L – длина среднего пробега электрона, см, E_0 – энергия электрона, эВ, в предположении моноэнергетичного пучка, равна ускоряющему напряжению U , В, a_H – радиус Бора для атома водорода, Z – заряд ядра, N_A – число Авогадро, e – заряд электрона, ρ – плотность, $\text{гм}\cdot\text{см}^{-3}$, A – атомный вес, гм.

Удельная мощность энерговыделения

Для стационарного разряда, полная мощность энерговыделения в плазме за разрядным промежутком равна мощности пучка. Тогда, средняя удельная мощность энерговыделения P в единице объема равна полной мощности пучка, отнесенной к объему плазмы $\pi L^3/6$:

$$P = k\eta \frac{UI}{\frac{\pi}{6}L^3}. \quad (2)$$

Здесь под η понимается энергическая эффективность преобразования генератором ГЭП электрической энергии в энергию пучка. По данным экспериментальной работы [28] в зависимости от сорта газа и ускоряющего напряжения этот коэффициент принимает значения от 0,4 до 0,9, при оценках принят равным 0,8. Коэффициент формы k призван учесть неоднородность энерговыделения в плазме, при рассмотрении ее как однородной, при оценках принят равным 0,75.

Концентрация электронов

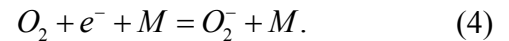
Переходя к рассмотрению вопроса о концентрациях свободных электронов в плазме необходимо отметить, что механизмы рекомбинации в плазме обычно весьма сложны. Плазма гелия, воздуха и паров воды рассмотрены в работах [29–31] соответственно. В равновесном состоянии для установившейся концентрации N_e с учетом процессов прилипания и рекомбинации:

$$\frac{P}{E_e} = \frac{N_e}{\tau_e} + K_D N_{AB^+} N_e, \quad (3)$$

где E_e – энергия, необходимая для образования одного свободного электрона (в воздухе на один электрон необходимо 32,8 эВ, в ге-

лии — 42 эВ), K_D – средний коэффициент скорости диссоциативной рекомбинации, $\text{см}^3\cdot\text{с}^{-1}$, N_e – концентрация свободных электронов, см^{-3} , N_{AB^+} – концентрация положительных ионов, см^{-3} , τ_e – время жизни свободных электронов по прилипанию, с.

Реакция прилипания. Одной из быстро протекающих реакций, приводящих к уменьшению числа свободных электронов в достаточно плотном газе, является реакция прилипания электронов к молекуле кислорода в тройных соударениях:



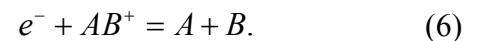
В воздухе в качестве третьей частицы M могут выступать молекулы N_2 , O_2 и H_2O , влияние других частиц невелико. С большой скоростью может протекать также аналогичная (4) реакция прилипания электронов к молекулам воды [31].

В таком случае без учета гелия время жизни свободных электронов τ_e в плазме:

$$\tau_e = \left(K_{O_2} N_{O_2}^2 + K_{N_2} N_{O_2} N_{N_2} + K_{H_2O} N_{O_2} N_{H_2O} \right)^{-1}, \quad (5)$$

где N_{O_2} , N_{N_2} и N_{H_2O} – концентрации кислорода, азота, паров воды, K_{O_2} , K_{N_2} и K_{H_2O} – константы реакции (1) с соответствующими третьими частицами. Для расчетов использовались следующие значения: $K_{O_2} \approx 2,02 \times 10^{-30} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ [30, 32], $K_{N_2} \approx 1,1 \times 10^{-31} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ [33].

Реакция диссоциативной рекомбинации. Сечение реакции диссоциативной рекомбинации (6) электронов на положительных ионах обратно пропорционально энергии электронов и мало зависит от внутреннего строения (состава) простых молекулярных ионов AB^+ , при этом скорость процесса от давления не зависит, но зависит от концентрации ионов.



По данным [26] константы скорости диссоциативной рекомбинации ионов O_2^+ , N_2^+ и NO^+ равны 2, 3,3 и $3,7 \times 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно при температуре 300 К. По результатам экспериментов в воздухе среднее значение константы скорости диссоциативной рекомбинации нами определено как $3 \times 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ для условий [7].

Особое внимание следует уделить определению K_D в смесях газов с возможным образованием комплексных ионов. Например, в работе [18] в плазме воздуха отмечена пренебрежимо малая роль рекомбинации с комплексными ионами и прилипания электронов к молекулам O_2 , с другой стороны в [34] в смеси кислорода и паров воды (1:1) при температуре $T=300$ К K_D изменялся от 10 до $45 \times 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, видимо, вследствие образования гидратированных положительных ионов, диссоциативная рекомбинация с которыми и определяет в значительной мере распад плазмы. С обзором работ по кинетике плазмы в смесях газов содержащих комплексные ионы паров воды и углеводородов можно ознакомиться в [35].

Совместный учет реакций. Определим концентрацию электронов N_e , принимая ее равной концентрации положительных ионов, следующим образом:

$$N_e = \frac{N_{2e}}{\frac{\xi}{2} + \sqrt{\frac{\xi^2}{4} + 1}}, \quad (7)$$

где $N_{2e} = \sqrt{P / (E_e \times K_D)}$ концентрация электронов по диссоциативной рекомбинации. Параметр $\xi = N_{2e} / N_{1e}$ характеризует отношение скоростей диссоциативной рекомбинации к «прилипанию» электронов на молекулы кислорода и $N_{1e} = P \times \tau_n / E_e$ – концентрация электронов по «прилипанию». При $\xi = N_e / N_{2e} = 2^{-1/2}$ скорости процессов равны, при $\xi \gg 1$ преобладает (лидирует) процесс «прилипания» электронов к молекулам кислорода и $N_e = N_{1e}$, при $\xi \ll 1$ преобладает процесс диссоциативной рекомбинации.

Важной характеристикой плазмы является степень ионизации. В предположении малости концентрации отрицательных ионов при концентрации нейтральных частиц N_n , степень ионизации α определяется как:

$$\alpha = \frac{N_e}{N_e + N_n}. \quad (8)$$

Оценки влияния нагрева газа на концентрацию электронов. Для оценок будем считать, что: пучок электронов моноэнергетичен; направлен горизонтально, по оси вакуумной камеры (см. рис. 3.); тепловыделение пучка в

газе равномерное; основным способом теплоотдачи является конвекция. Плазма слабоионизирована и тепловыделение стационарного пучка в газе равно его энерговыведению. Силовое воздействия пучка, трение и теплообмен в потоке до нагрева и в самой плазме не учитываются.

Для определения максимальной температуры нагрева рассматривается движение газа по линии тока через центр плазмы. Ось z направлена вертикально вверх. Индексом «1» обозначаются параметры потока до нагрева и «2» – после него: скорость v_1 и v_2 , плотности ρ_1 , ρ_2 , температуры T_1 , T_2 . Тогда система уравнений Буссинеска [36], описывающая свободное конвективное движение газа, в области до нагрева сводится к уравнению Бернулли:

$$\frac{v_1^2}{2} = \frac{p_0 - p_1}{\rho_1}, \quad (9)$$

где p_0 – гидростатическое давление, $p_0 + \rho_1 g z = \text{const}$.

В зоне тепловыделения, в уравнении движения газа для дозвуковых течений с малой вязкостью силами инерции и трения можно пренебречь:

$$\frac{\partial(p - p_0)}{\partial z} = g \Delta \rho = -g(\rho - \rho_1), \quad (10)$$

где g – ускорение свободного падения.

Из уравнения баланса энергии, при равномерном тепловыделении и постоянной молярной теплоемкости газа C_p изменение температуры газа по толщине слоя плазмы L будет линейным:

$$T = T_1 + \frac{Wz}{C_p v_1} = T_1 \left(1 + \frac{\psi z}{L} \right). \quad (11)$$

Здесь $W = P / \rho_1$ – удельная мощность тепловыделения на единицу массы, $\psi = WL / (C_p v_1 T_1)$ – безразмерный коэффициент нагрева.

При $\psi^2 < 1$ решение системы уравнений (9), (10) и (11) имеет вид:

$$v_1 = v_0 \psi_0^{1/3}, \quad (12)$$

где $v_0^2 = gL$ – характерная скорость газа; $\psi_0 = WL / (C_p v_0 T_1)$ – коэффициент нагрева при характерной скорости v_0 .

Обсуждение

Оценки средней по объему концентрации электронов N_e , параметра, характеризующего отношение скоростей плазмохимических реакций ξ и средней степени ионизации α в зависимости от ускоряющего напряжения U и давления воздуха P_{air} , выполненные по результатам экспериментов для описанных вы-

ше условий, приведены на рисунках 5, 6 и 7 соответственно. Символы кривых соответствуют рис. 4, кривая 8, обозначенная символом «+», соответствует эксперименту без подачи замещающего газа и приведена для сравнения. Отметим, что кривая 7 (« \diamond ») и кривая 8 («+») лежат в одной плоскости, поскольку эти эксперименты проведены при давлении воздуха в 1 кПа.

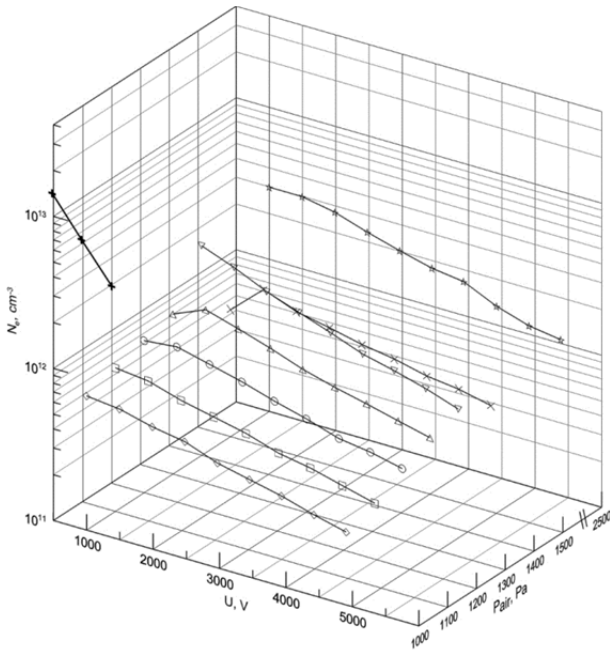


Рис. 5. Зависимость средней концентрации электронов N_e от ускоряющего напряжения U и давления воздуха P_{air} для области ограниченной длины среднего пробега электрона L

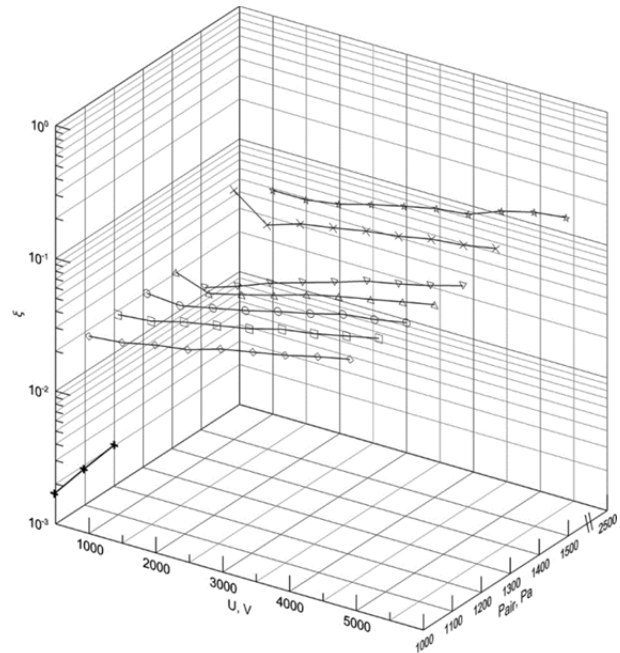


Рис. 6. Зависимость параметра ξ от ускоряющего напряжения U и давления воздуха P_{air} для области ограниченной длины среднего пробега электрона L

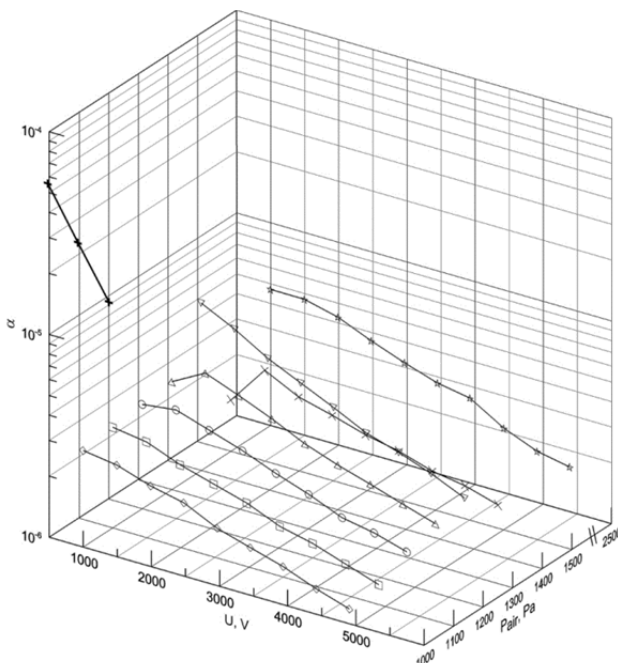


Рис. 7. Зависимость средней степени ионизации α от ускоряющего напряжения U и давления воздуха P_{air} для области ограниченной длины среднего пробега электрона L

Для экспериментов с подачей замещающего газа в межэлектродное пространство максимальная средняя концентрация электронов N_e оценивается в $3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, минимальная – $3 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, при этом характер изменения степени ионизации α можно оценить по рис. 7. Она лежит в пределах от $1,2 \times 10^{-6}$ до $6,7 \times 10^{-6}$. Следовательно, вторичную ионизацию можно не учитывать в силу малости, что также подтверждается оптическими измерениями, выполненными в [37]. Уменьшение средней по объему концентрации электронов N_e с ростом ускоряющего напряжения U , объясняется тем, что для наших условий проведения экспериментов и вольтамперных характеристик ГЭП, как следует из рис. 4 и формулы (2), объем плазмы растет быстрее, чем полный ток ГЭП. В работе [38] при давлении воздуха 133 Па показатель степенной функции зависимости плотности тока в диафрагме ГЭП от напряжения на катоде $\sim 1,8$, по данным рис. 4 показатель степени составляет от 2,3 до 2,8, при этом объем плазмы зависит от ускоряющего напряжения примерно как пятая степень.

Параметр скорости реакций ξ для всех экспериментов много меньше единицы. Максимальные значения ($\sim 0,1$) параметр принимает в условиях относительно больших мощностей и давлений, то есть когда длина пробега электронов L уменьшается. Таким образом, можно сделать вывод, что процесс диссоциативной рекомбинации является лидирующим для условий наших экспериментов, что также подтверждается работой [18]. Более того, если наши предположения верны и применимы для вывода стационарного пучка в гелий, то не удивительно согласие наших оценок степени ионизации α и средней концентрации электронов N_e с экспериментальными результатами, приведенными в [39]. Данный вывод резко контрастирует с работой [29], в которой импульсный пучок электронов с энергией 220 кВ выводился в гелий давлением 110 и 20 кПа, при этом определяющим был процесс прилипания электронов к молекулам O_2 в трехчастичных рекомбинациях. Возможно, это связано с разницей между процессами в плазме, созданной стационарным и импульсным пучком электронов.

Полуэмпирическое соотношение Канаи и Окаямы (1) лучше согласуется с результатами наших экспериментов, чем оценки по соотношению Бете-Блоха. Действительно, размеры плазмы по рис. 3 можно оценить в 10–12 см, при этом оцененная по (1) длина пробега электронов составляет 9 см; по соотношению Бете-Блоха с линейной интерполяцией в область энергий менее 10 кэВ – 5 см. Очевидно, что оценки пробега по формуле Бете-Блоха существенно занижены. С другой стороны, несколько большие размеры светящейся плазменной области по сравнению с полученными оценочными размерами по (1) могут быть объяснены недостаточной точностью соотношения (1) в данной области энергий. Мы предполагаем, что варьируя параметр λ_8 можно добиться лучшего совпадения оценок длины пробега с экспериментальными результатами. Кроме того, не учитывались газодинамические и тепловые эффекты, связанные с нагревом газа вблизи выхода пучка из генератора и тем фактом, что, строго говоря, на выходе генератора электроны двигаются в другом газе – гелии.

В предположении роста средней температуры газа в равновесном состоянии до 1000 К, вследствие уменьшения плотности газа, расчеты размера плазмы по (1) дают ~ 30 см, что противоречит данным рис. 3, кроме того, в экспериментах не зафиксировано резкое изменение измеренного давления газа в вакуумной камере при включении или выключении ГЭП до уровней характерных для изохорного процесса.

Как указывалось выше, комплексные ионы могут внести существенный вклад в среднее значение константы скорости диссоциативной рекомбинации K_D . Возможный разброс по средней концентрации электронов относительно невелик и обратно пропорционален корню из константы скорости рекомбинации. При этом, при температурах вторичных электронов T_e до нескольких тысяч градусов K_D основных положительных ионов в воздухе зависит от T_e как $(300/T_e)^{0,5}$ [14, 26]. С учетом этого, оценки показывают, что при принятом среднем K_D в $3 \times 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, характерном значении для комплексных ионов, электронные

концентрации уменьшаются в ~ 3 раза при $T_e = 300$ К и в $\sim 2,3$ раза при учете возможного отрыва электронной температуры от средней температуры газа при $T_e = 1000$ К. Таким образом, погрешность определения концентрации электронов для этих предположений не составит более 70 %.

Оценки скорости и температуры конвективного потока проводились для условий и результатов экспериментов, указанных выше. Для этих условий число Маха $M < 3 \times 10^{-3}$, а число Рейнольдса $Re > 500$, то есть исходные предположения о малости сил инерции и трения выполняются. Оценки показывают, что в рассматриваемом интервале давлений и ускоряющих напряжений, при энергетическом КПД пучка от 0,5 до 0,8 скорость потока газа составляет 1,2–1,63 м/с, а коэффициент нагрева увеличивается от 1,26 до 9,2, при этом средняя температура газа в плазме может увеличиться в 1,13–5,1 раза по сравнению с начальной температурой. Отметим, что при коэффициентах нагрева $\psi \geq 1$ методика расчета температуры конвективного потока требует уточнений и приведенные оценки носят предварительный характер. Эти исследования ведутся.

Заключение

Авторами предложена расчетно-экспериментальная методика оценки стационарной пучковой плазмы в газах среднего давления: средних по ее объему концентрации свободных электронов и степени ионизации. Мощность пучка электронов, как и длина их пробега, находится по измерениям вольтамперной характеристики и энергетической эффективности генераторов электронных пучков. Степень ионизации смеси газов – в предположении баланса процессов ионизации и рекомбинации заряженных частиц.

Для определения длины пробега электронов предложено использовать полуэмпирическое соотношение Канаи и Окаямы, которое лучше согласуется с результатами наших экспериментов, чем оценки по соотношению Бете-Блоха.

Проведены оценки средней концентрации электронов, параметра характеризующего отношение скоростей плазмохимических реакций и степени ионизации в зависимости от ускоряющего напряжения и давления газа. N_e изменяется от 3×10^{11} до 3×10^{12} см⁻³, степени ионизации от $1,2 \times 10^{-6}$ до $6,7 \times 10^{-6}$. Таким образом, эффективная частота соударений электронов определяется их столкновениями с нейтральными молекулами, а вклад соударений с ионами пренебрежимо мал.

Показано, что в плазме, созданной генератором электронного пучка в смеси газов среднего давления, ключевую роль в рекомбинации играет диссоциативная рекомбинация частиц, поскольку параметр скорости реакций ξ для всех экспериментов много меньше единицы. В предположении верности и применимости этих выводов наши оценки характеристик плазмы согласуются с экспериментальными результатами, приведенными в [18, 39].

При известных константах плазмохимических процессов предложенную методику можно модифицировать под любые газы.

Представленная методика и результаты расчетов были подробно обсуждены на L международной Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу.

Авторы посвящают эту статью памяти А. И. Головина – нашего постоянного соавтора и друга. Авторы благодарят А. В. Семенкина, Х. С. Иксанова и Р. Н. Ризаханова за полезные обсуждения и советы; О. К. Таушканова, М. М. Голубева, И. В. Филиппова, Г. А. Смирнова, Н. А. Матвеева, А. Д. Германа за помощь в проведении экспериментов. Работа выполнена с использованием стендового оборудования АО ГНЦ «Центр Келдыша». Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Полак Л. С., Овсянников А. А., Словецкий Д. И., Врузель Ф. Б. Теоретическая и прикладная плазмохимия. – М: Наука, 1975.
2. Завьялов М. А., Крейнделъ Ю. Е., Новиков А. А., Шантурин Л. П. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. – М.: Энергоатомиздат, 1989.

3. *Panchenko A. N., Sorokin D. A., Tarasenko V. F.* / Progress in Quantum Electronics. 2021. Vol. 76. P. 100314. doi: 10.1016/j.pquantelec.2020.100314. EDN PXCRFR
4. *Bokhan P. A., Gugin P. P., Lavrukhin M. A., Glubokov N., Zakrevsky D. E.* / Phys. Plasmas. 2023. Vol. 30. P. 043504. doi: 10.1063/5.0138062.
5. *Бобров В. А., Войтешонок В. С., Головин А. И., Голубев М. М., Туркин А. В., Шлойдо А. И.* Генератор электронного пучка (варианты). Патент на изобретение № 2535622 С1 РФ, МПК H05H 1/24. 2014. EDN ZFSYOL.
6. *Voiteshonok V. S., Golovin A. I., Turkin A. V., Shloydo A. I.* / J. Phys.: Conf. Ser. 2018. Vol. 1109. P. 012030. doi: 10.1088/1742-6596/1109/1/012030. EDN NWISNY.
7. *Shloydo A. I., Turkin A. V., Voiteshonok V. S., Egorova E. K.* / J. Phys.: Conf. Ser. 2021. P. 012009. doi: 10.1088/1742-6596/2055/1/012009. EDN NWEZJK.
8. *Tarasenko V. F.* Runaway Electrons Preionized Diffuse Discharges. – NY: Nova Science Publishers, 2014.
9. *Chanrion O., Neubert T., Mogensen A., Yair Y., Stendel M., Singh R., Siingh D.* / Geophys. Res. Lett. 2017. Vol. 44. P. 496–503. doi: 10.1002/2016GL071311.
10. *Vlainic M., Ficker O., Mlynar J., Macusova E.* / Atoms. 2019. Vol. 7. P. 1–12. doi:10.3390/atoms7010012.
11. *Hender T. et al.* / Nucl. Fusion. 2007. Vol. 47. P. S128. doi: 10.1088/0029-5515/47/6/S03.
12. *Кутеев Б. В., Кострюков А. Ю.* / Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 15. С. 33–40. EDN RGPSYT.
13. *Paschen F.* / Annalen der Physik. 1889. Vol. 273. 5. P. 69–75. doi: 10.1002/andp.18892730505.
14. *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда. – Долгопрудный: Интеллект, 2009.
15. *Кудрявцев А. А., Смирнов А. С., Цендин Л. Д.* Физика тлеющего разряда. – СПб: Лань, 2010.
16. *Mott-Smith H. M. Langmuir Irving* / Phys. Rev. 1926. Vol. 28 (4). P. 727–763. doi: 10.1103/PhysRev.28.727.
17. *Хаддлстоун Р., Леонард С.* Диагностика плазмы. – М.: Мир, 1967.
18. *Александров Н. Л., Анохин Е. М., Киндышева С. В. и др.* / Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 2. С. 200. doi: 10.1134/S1063780X12010011 EDN OPTFPL.
19. *Кудрявцев А. А., Морин А. В., Мустафаев А. С.* / XXXIV Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 2007.
20. *Головин А. И.* / ТВТ. 2011. Т. 49. № 3. С. 472–475. EDN MMCIFZ.
21. *Гинзбург В. Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. – М.: «Наука», 1967.
22. *Arlantsev S. V., Borovich B. L., Buchanov V. V., Molodykh E. I., Yurchenko N. I.* / J Russ Laser Res. 1995. Vol. 16. № 2. P. 99–119. doi: 10.1007/BF02580863. EDN ZYGXDX.
23. *Войтешонок В. С., Головин А. И., Егорова Е. К., Ломакин Б. Н., Туркин А. В., Шлойдо А. И.* / ТВТ. 2017. Т. 55. № 5. С. 685–691. doi: 10.1134/S0018151X17050194. EDN XOFVJB.
24. *Григорьев И. С., Мейлихов Е. З.* Физические величины: Справочник. – М.: «Энергоатомиздат», 1991.
25. *Головин А. И.* / Прикладная физика. 2015. № 5. С. 54–58. EDN UXOWBJ.
26. *Kanaya K. A., Okayama S.* / Journal of Physics D: Applied Physics. 1972. Vol. 5. № 1. P. 43. doi: 10.1088/0022-3727/5/1/308.
27. *Баранов В. Ф.* Дозиметрия электронного излучения. – М.: Атомиздат, 1974.
28. *Voiteshonok V. S., Golovin A. I., Turkin A. V., Shloydo A. I.* / J. Phys.: Conf. Ser. 2017. Vol. 927. P. 012073. doi: 10.1088/1742-6596/927/1/012073. EDN XXQTDV.
29. *Kvitov S. V., Lomakin B. N., Solov'ev V. R., Sunarchin A. A., Tikhonov M. G., Cherkasskii N. V.* / Plasma Physics Reports. 1996. Vol. 22. № 12. P. 1032–1043. EDN KAMZXB.
30. *Mätzing H.* Chemical kinetics of the flue gas cleaning by electron beam. – Karlsruhe: KFK 4494, 1989.
31. *Бычков В. Л., Юровский В. А.* / ТВТ. 1993. Т. 31. № 1. С. 8–17.
32. *Chanin L. M., Phelps A. V., Biondi M. A.* / Physical Review. 1962. Vol. 128. P. 219. doi: 10.1103/PhysRev.128.219.
33. *Hurst G. S., Bortner T. E.* / Physical Review. 1959. Vol. 114. P. 116. doi: 10.1103/PhysRev.114.116.
34. *Попов М. А., Анохин Е. М., Кочетов И. В. и др.* / Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 7. С. 661–670. doi: 10.31857/S0367292121070131. EDN QNDTPU.
35. *Aleksandrov N. L. et al.* / J. Phys. D: Appl. Phys. 2022. Vol. 55. P. 383002. doi: 10.1088/1361-6463/ac7d7c
36. *Лойцянский Л.* Механика жидкости и газа. – М.: Дрофа, 2003.
37. *Lyu X., Yuan C., Avtaeva S., Kudryavtsev A., Yao J., Zhou ZH., Wang X.* / Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 4. С. 341–349. doi: 10.31857/S0367292121040065. EDN UZTQVF.
38. *Головин А. И., Голубев М. М., Егорова Е. К. и др.* / Журнал технической физики. 2014. Т. 84. № 5. С. 41–45. EDN SNWBMD.
39. *Zhao S., Lyu X., Liu Y., Yuan C., Avtaeva S., Kudryavtsev A., Zhao Z.* / IEEE Access. 2023. Vol. 11. P. 19339–19346. doi: 10.1109/ACCESS.2023.3248072.

Estimation of characteristics of plasma created by electron beam generator with rare gas blown through the discharge gap

A. I. Shloydo and A. V. Turkin

Joint-Stock Company State Scientific Center of the Russian Federation "Keldysh Research Center"
(JSC Keldysh Research Centre)
8 Onezhskaya st., Moscow, 125438, Russia
E-mail: blackash@aha.ru

Received 27.06.2023; revised 12.07.2023; accepted 20.07.2023

The calculated and experimental technique of estimation of plasma characteristics has proposed. The power of electron beam and electrons mean path could be found on current-voltage characteristics and the energetic efficiency of electron beam generators. Ionization yield of gases mixture could be found in assumption about equality processes of ionization and recombination of charge particles. It has been shown that in the plasma which produced by electron beam generators in gases mixture with medium pressure key role is playing the process of dissociative recombination. Using measured current-voltage characteristics calculation of plasma characteristics in gases mixture (oxygen 20.9 %, nitrogen – 78.1 %, water vapor 1 %) at a pressure from 1 to 2,5 kPa has done.

Keywords: electron beam generators, plasma characteristics, plasma of medium-pressure gases, electron concentration.

DOI: 10.51368/2307-4469-2023-11-4-300-311

REFERENCES

- Polak L. S., Ovsyannikov A. A., Slovetskii D. I. and Vurzel' F. B., *Teoreticheskaya i prikladnaya plazmokhimiya (Theoretical and Applied Plasma Chemistry)*, Moscow, Nauka, 1975 [in Russian].
- Zav'yalov M. A., Kreindel' Yu. E. and Novikov A. A., *Plasma Processes in Technological Electron Guns*, Moscow, Energoatomizdat, 1989 [in Russian].
- Panchenko A. N., Sorokin D. A. and Tarasenko V. F., *Progress in Quantum Electronics* **76**, 100314 (2021). doi: 10.1016/j.pquantelec.2020.100314. EDN PXCRFR.
- Bokhan P. A., Gugin P. P., Lavrukhin M. A., Glubokov N. and Zakrevsky D. E., *Phys. Plasmas* **30**, 043504 (2023). doi: 10.1063/5.0138062.
- Bobrov V. A., Voiteshonok V. S., Golovin A. I., Golubev M. M., Turkin A. V. and Shloydo A. I. Electron beam generation. Patent for invention № 2535622 (RF). 2014. EDN ZFSYOL.
- Voiteshonok V. S., Golovin A. I., Turkin A. V. and Shloydo A. I., *J. Phys.: Conf. Ser.* **1109**, 012030 (2018). doi: 10.1088/1742-6596/1109/1/012030. EDN NWISNY.
- Shloydo A. I., Turkin A. V., Voiteshonok V. S. and Egorova E. K., *J. Phys.: Conf. Ser.* 012009 (2021). doi: 10.1088/1742-6596/2055/1/012009. EDN NWEZJK.
- Tarasenko V. F., *Runaway Electrons Preionized Diffuse Discharges*, NY, Nova Science Publishers, 2014.
- Chanrion O., Neubert T., Mogensen A., Yair Y., Stendel M., Singh R. and Siingh D., *Geophys. Res. Lett.* **44**, 496–503 (2017). doi: 10.1002/2016GL071311.
- Vlainic M., Ficker O., Mlynar J. and Macusova E., *Atoms* **7**, 1–12 (2019). doi: 10.3390/atoms7010012
- Hender T et al., *Nucl. Fusion*. **47**, S128 (2007). doi: 10.1088/0029-5515/47/6/S03
- Kuteev B. V. and Kostryukov A. Y., *Technical Physics Letters* **25** (15), 33–40 (1999) [in Russian]. EDN RGPSYT.
- Paschen F., *Annalen der Physik*. **273** (5), 69–75 (1889). doi: 10.1002/andp.18892730505.
- Raizer Yu. P., *Gas Discharge Physics*, Dolgoprudnyj, Intellekt, 2009 [in Russian].
- Kudryavtsev A. A., Smirnov A. S. and Tsendin L. D., *Physics of Glow Discharge*, St. Petersburg, Lan', 2010 [in Russian].
- Mott-Smith H. M. Langmuir Irving, *Phys. Rev.* **28** (4), 727–763 (1926). doi: 10.1103/PhysRev.28.727.
- Huddleston R. H. and Leonard S. L., *Plasma Diagnostic Techniques*, New York, Academic, 1965.
- Aleksandrov N. L., Anokhin E. M., Kindysheva S. V. et al., *Plasma Physics Reports* **38** (2), 179–186

- (2012). doi: 10.1134/S1063780X12010011. EDN PDKLGT.
19. Kudryavcev A. A., Morin A. V. and Mustafaev A. S. Proc. XXXIV Conference on plasma physics and controlled fusion, Zvenigorod, 2007.
20. Golovin A. I., High Temperature **49** (3), 456–459 (2011). doi: 10.1134/S0018151X11030072. EDN OHQSWH.
21. Ginzburg V. L., Rasprostranenie Elektromagnitnykh Voln v Plazme 2-e izd., Moscow, Nauka, 1967 [in Russian].
22. Arlantsev S. V., Borovich B. L., Buchanov V. V., Molodykh E. I. and Yurchenko N. I., J Russ Laser Res. **16** (2), 99–119 (1995). doi: 10.1007/BF02580863. EDN ZYGXDX.
23. Voiteshonok V. S., Golovin A. I., Shloydo A. I. et al., High Temperature **55** (5), 665–671 (2017). doi: 10.1134/S0018151X17050194. EDN XOFVJB.
24. Grigoriev I. S. and Meilikhov E. Z. (Eds) Handbook of Physical Quantities, Boca Raton, NY, CRC Press, 1996.
25. Golovin A. I., Applied Physics, № 5, 54–58 (2015) [in Russian]. EDN UXOWBJ.
26. Kanaya K. A. and Okayama S., Journal of Physics D: Applied Physics **5** (1), 43 (1972). doi: 10.1088/0022-3727/5/1/308.
27. Baranov V. F., Dosimetry of Electron Radiation, Moscow, Atomizdat, 1974 [in Russian].
28. Voiteshonok V. S., Golovin A. I., Turkin A. V. and Shloydo A. I., J. Phys.: Conf. Ser. **927**, 012073 (2017). doi: 10.1088/1742-6596/927/1/012073. EDN XXQTDV.
29. Kvitov S. V., Lomakin B. N., Solov'ev V. R., Sunarchin A. A., Tikhonov M. G. and Cherkasskii N. V., Plasma Physics Reports **22** (12), 1032–1043 (1996). EDN KAMZXB.
30. Mätzing H., Chemical kinetics of the flue gas cleaning by electron beam, Karlsruhe, KFK 4494, 1989.
31. Bychkov V. L. and Yurovskij V. A., Teplofizika vysokikh temperatur **31** (1), 8–17 (1993). EDN KSPWBN.
32. Chanin L. M., Phelps A. V. and Biondi M. A., Physical Review. **128**, 219 (1962). doi: 10.1103/PhysRev.128.219.
33. Hurst G. S. and Bortner T. E., Physical Review. **114**, 116 (1959). doi: 10.1103/PhysRev.114.116.
34. Popov M. A., Anokhin E. M., Kochetov I. V. et al., Plasma Phys. Rep. **47**, 742–751 (2021). doi: 10.1134/S1063780X21070138
35. Aleksandrov N. L. et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **55**, 383002 (2022). doi: 10.1088/1361-6463/ac7d7c
36. Lojcyanskij L. G., Mexanika zhidkosti i gaza (Liquid and gase mechanics), Moscow, Drofa, 2003 [in Russian].
37. Lyu X., Yuan C., Avtaeva S. V. et al., Plasma Phys. Rep. **47** (4), 369–376 (2021). doi: 10.1134/S1063780X21040061. EDN FGSVFA.
38. Golovin A. I., Golubev M. M., Egorova E. K. et al., Technical Physics **59** (5), 670–674 (2014). doi: 10.1134/S1063784214050089. EDN SOSQFX.
39. Zhao S., Lyu X., Liu Y., Yuan C., Avtaeva S., Kudryavtsev A. and Zhao Z., IEEE Access. (11) pp. 19339–19346 (2023). doi: 10.1109/ACCESS.2023.3248072