

УДК 537.534.2

© Ю. К. Голиков, Л. Н. Галль, В. В. Чепарухин, К. Г. Уткин

ТЕОРИЯ КРУГОВОГО ТЕРМИЧЕСКОГО ИОНИЗАТОРА (1973, 1977 гг.)

Рассматривается теория кругового термического ионизатора. Несмотря на то что две работы с авторским участием Ю.К. Голикова, из которых скомпилирована данная статья, были впервые опубликованы достаточно давно, они по-прежнему сохраняют свое значение. В частности, следует отметить, что характеристики чувствительности термоионизационного источника ионов урана (ЖТФ. 1970. Т. 40, № 7. С. 1534–1536), который использует данную теорию, до сих пор остаются рекордными.

Кл. сл.: источник ионов, термоионизатор, эффективность ионизатора

ПРЕДИСЛОВИЕ

Две статьи, сведенные здесь воедино как разделы, были опубликованы в 1973 г. [1] и в 1977 г. [2]. Теория, которая рассматривается в этих работах, служит основой термоионизационного источника ионов урана, чьи характеристики по чувствительности и по настоящее время являются непревзойденными (см. [3]).

Основное достоинство термического ионизатора, рассмотренного в данных статьях, состоит в следующем. Ионизатор представляет собой трубку диаметром 3 и длиной 24 мм из вольфрамовой фольги толщиной 20 мкм, закрытую с одного торца заглушкой. Трубка нагревается до температур 2500–2700 °С постоянным током таким образом, что плюс напряжения накала приложен к заглушке. Это обеспечивает внутри трубки постоянное электрическое поле ~ 0.5 В/мм, направляющее ионы к открытому концу трубки. В трубку вблизи заглушки вставлен испаритель, на который наносится исследуемая проба урана. Нейтральные атомы урана, попадающие из испарителя в ионизатор, испытывают внутри трубки столкновения с ее поверхностью, приводящие к их ионизации в каждом столкновении с коэффициентом $\sim 10^{-3}$. Однако из-за многократности столкновений со стенками общий коэффициент ионизации для урана приближается к величине 0.5, т. е. ионизируется каждый второй атом урана. Следует отметить удачное техническое решение по созданию вытягивающего электрического поля в [3]: оно создается "само собой" из-за градиента потенциала вдоль нагревателя, который обусловлен конечной проводимостью нагревательного элемента и свя-

зан с протекающим по нагревательному элементу электрическим током. Полученный результат по эффективности ионизации и, следовательно, по чувствительности анализа загружаемой в ионизатор пробы является рекордным даже по меркам нашего сегодняшнего времени.

В статьях-разделах, следующих за этим предисловием, изложены теоретические подходы к анализу и оптимизации описанного выше устройства "Термический ионизатор, совмещающий в себе черты камеры Кнудсена с системой направленного вытягивания ионов, образовавшихся при термоионизации" [4]. Следует отметить, что определение равновесного самосогласованного распределения частиц в устройстве типа камеры Кнудсена представляет собой весьма нетривиальную математическую задачу и решается в указанных статьях с исключительной элегантностью, маскируемой внешней простотой и "очевидностью" выкладок. За исключением исправления немногочисленных опечаток, текст статей сохранен в неприкосновенности.

1. К ТЕОРИИ ТЕРМИЧЕСКОГО ИОНИЗАТОРА [1]

Под термическим анализатором мы понимаем металлическую поверхность (или систему металлических поверхностей), применяемую для эффективной ионизации потока нейтральных атомов [4]. Качество ионизатора определим отношением $K = I_i/I$, где I_i — интенсивность выводимого наружу ионного потока, а I — интенсивность первичного нейтрального потока. Работает ионизатор следующим образом.

Первичные нейтральные атомы попадают на одну из горячих поверхностей и отражаются, частично ионизуясь с коэффициентом ионизации α . Отраженный поток вновь попадает уже на другие горячие поверхности, на которых нейтралы также ионизуются, а ионы рекомбинируют с тем же коэффициентом α , и т. д. В результате этих многократных отражений в системе, в конце концов, устанавливается равновесный поток нейтралей и ионов, проходящий сквозь ионизатор. Эффективность K ионизатора нарастает, если ионы удалять из системы вытягивающим электрическим полем раньше, чем они вновь попадут на горячую поверхность. Увеличивая вытягивающее поле, можно достичь режима полного отбора ионов. Соответствующая ему величина K характеризует степень оптимальности выбранной геометрии ионизатора.

Рассчитаем величину K при полном отборе для простейшей системы, состоящей из двух параллельных пластин A и B (рис. 1). Ионы вытягиваются полем вдоль оси x . Источник первичного потока интенсивности I представляет собой щель в точке O . Пусть угловая функция распределения первичных нейтралей есть $p(\psi)$, а вторичных нейтралей $f(\gamma)$, где углы ψ и γ отсчитываются от нормалей к стенкам (см. рис. 1). Условие нормировки p и f имеет вид

$$\int_{-\pi/2}^{\pi/2} p(\psi) d\psi = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} f(\gamma) d\gamma = 1, \quad (1)$$

где $\psi = \arctg x/h$, $\gamma = \arctg (\xi - x)/h$.

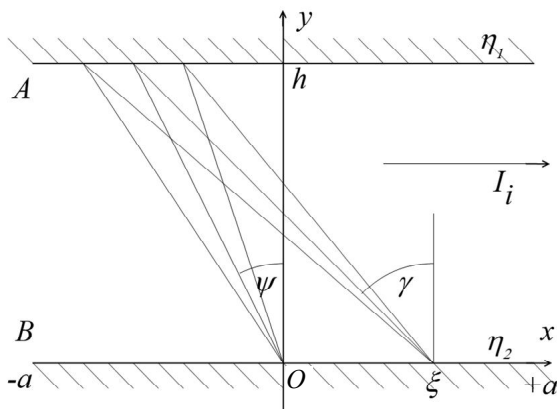


Рис. 1. Схема геометрии ионизатора

Обозначим плотность выделения вторичных нейтралей с пластины A как $\eta_1(x)$, а с пластины B как $\eta_2(x)$. Простое рассмотрение баланса частиц приводит к системе интегральных уравнений

$$\begin{cases} \eta_1(x) = (1-\alpha) \left[I p(\psi) \frac{d\psi}{dx} + \int_{-a}^{+a} \eta_2(\xi) f(\gamma) \frac{d\gamma}{d\xi} d\xi \right], \\ \eta_2(x) = (1-\alpha) \int_{-a}^{+a} \eta_1(\xi) f(\gamma) \frac{d\gamma}{d\xi} d\xi. \end{cases} \quad (2)$$

Сложив уравнения (2), получим одно уравнение относительно суммарной плотности $\mu = \eta_1 + \eta_2$:

$$\mu(x) = Q(x) + \int_{-a}^{+a} F(\xi - x) \mu(\xi) d\xi, \quad (3)$$

где

$$Q = (1-\alpha) p(\psi) \frac{Ih}{x^2 + h^2}; \quad F = (1-\alpha) \frac{h^2}{(\xi - x)^2 + h^2},$$

а ψ и γ берутся из (1).

Решение (3) ищем в виде ряда Фурье

$$\mu = \sum_{-\infty}^{\infty} c_n e^{\frac{i\pi}{a} nx}, \text{ разложив при этом обе функции}$$

$$Q = \sum_{-\infty}^{\infty} g_n e^{\frac{i\pi}{a} nx} \text{ и } F = \sum_{-\infty}^{\infty} b_n e^{\frac{i\pi}{a} nx} \text{ в ряды Фурье. Под-}$$

становка рядов в уравнение (3) и соответствующее приравнивание коэффициентов дает цепочку рекуррентных формул, из которых находятся все коэффициенты c_n :

$$c_0 = \frac{g_0}{1-2ab_0}; \quad c_n = \frac{g_n}{1-2ab_n}; \quad n = \pm 1, \pm 2, \dots$$

Для вычисления эффективности K нам достаточно знать c_0 . Действительно, суммарная плотность выделения ионов связана с K очевидным соотношением

$$j = \frac{\alpha}{1-\alpha} \mu. \quad (4)$$

Интегрируя (4) по длине ионизатора и учитывая, что $\int_{-a}^{+a} \mu d\xi = 2ac_0$, получим выражение для эффективности K в виде

$$K = \frac{2a\alpha g_0}{I(1-\alpha)(1-2ab_0)}, \quad (5)$$

где $g_0 = \frac{1}{2a} \int_{-a}^a Q(x) dx$; $b_0 = \frac{1}{2a} \int_{-a}^a F(s) ds$.

Пусть первичный источник нейтралей изотропен, тогда $p = \frac{1}{\pi}$ и $g_0 = \frac{(1-\alpha)I}{a\pi} \arctg \frac{a}{h}$. Вычислим K для трех случаев, характеризующих распределение по направлениям вторичных (отраженных) нейтралей, а именно: изотропного, косинусного и косинусквадратичного. Простые вычисления по формулам (5) дают:

$$\begin{aligned} 1) \quad f &= \frac{1}{\pi}, \quad K_1 = 2\alpha \frac{\arctg \lambda}{\pi - 2(1-\alpha)\arctg \lambda}; \\ 2) \quad f(\gamma) &= \frac{1}{2} \cos \gamma, \quad K_2 = 2\alpha \frac{\arctg \lambda}{\pi - \pi(1-\alpha) \frac{\lambda}{\sqrt{1+\lambda^2}}}; \\ 3) \quad f(\gamma) &= \frac{2}{\pi} \cos^2 \gamma, \\ K_3 &= \frac{2\alpha \arctg \lambda}{\pi - 2(1-\alpha) \left(\frac{\lambda}{1+\lambda^2} + \arctg \lambda \right)}. \end{aligned}$$

Во всех случаях $\lambda = a/h$.

Из сравнения случаев 1, 2 и 3 легко заключить, что $K_1 < K_2 < K_3$. Какой из них ближе к реальности, можно установить только с помощью экспериментальных данных об угловом спектре вторичных нейтралей либо из достаточно надежной теории отражения.

2. РАСЧЕТ ПОЛНОГО ТОКА КРУГОВОГО ТЕРМОИОНИЗАТОРА [2]

Работа термоионизатора простейшей плоской конфигурации в режиме полного отбора ионов рассмотрена в разд. 1. Сохраняя общий подход к вопросу (плоские потоки, однородные по координате z ; интенсивности потоков, позволяющие пренебречь столкновениями частиц внутри ионизатора; терминология, введенная в разд. 1), рассмотрим круговой термоионизатор. Цель настоящего раздела — составление и решение уравнений, связывающих потоки частиц (нейтральных частиц — нейтралей и ионов), которыми обмениваются горячие стенки цилиндра радиуса R ; поток нейтралей выпускается в него через очень узкую щель q (см. рис. 2, а); поток ионов, а вместе с ним часть первичных и вторичных нейтралей выводится из цилиндра через щель $\delta < \theta < \xi$ (дуга AB).

Пусть поток вводимых первичных нейтралей I

имеет угловое распределение $p(\psi)$, подчиняющееся условию нормировки $\int_0^\pi p(\psi) d\psi = 1$. Нейтрали, испарившиеся со стенок, будут иметь угловое распределение $f(\gamma)$ со своим условием нормировки $\int_{-\pi/2}^{\pi/2} f(\gamma) d\gamma = 1$; γ — угол, отсчитанный от нормали к поверхности цилиндра (рис. 2, а); вращение против часовой стрелки дает положительный угол, а по стрелке — отрицательный; $-\pi/2 \leq \gamma \leq \pi/2$.

Выясним прежде всего характер функций $\gamma(\varphi, \theta)$ и $\psi(\theta)$ при изменении φ , θ на отрезке $[0, 2\pi]$. Очевидно (см. рис. 2, б), что $\psi = \theta/2$, $0 \leq \theta \leq 2\pi$; там же легко заметить, что $\gamma(\varphi)$ при фиксированном θ имеет существенно разрывный характер, что, вообще говоря, осложняет анализ работы ионизатора. Аналитическое представление функции $\gamma(\varphi, \theta)$:

$$\gamma(\varphi, \theta) = \begin{cases} \gamma_1 = \frac{\pi - (\theta - \varphi)}{2}, & 0 \leq \varphi < \theta; \\ \gamma_2 = \frac{\varphi}{2}, & \theta < \varphi < 2\pi. \end{cases} \quad (6)$$

Функция $\gamma(\varphi, \theta)$ имеет непрерывную одностороннюю производную по обоим переменным.

Обозначим плотность выделения нейтралей в произвольной точке стенки Γ цилиндра $\eta(\theta)$, введем также функцию отражения нейтралей:

$$k = \begin{cases} 1 - \alpha, & \theta \in \Gamma - \cup AB, \\ 0, & \theta \in \cup AB. \end{cases} \quad (7)$$

Элементарный поток $\Delta Q_{\text{вх}}$ (входящий в элемент ΔS) связан с выходящим потоком $\Delta Q_{\text{вых}}$ очевидным соотношением

$$\Delta Q_{\text{вых}} = k \Delta Q_{\text{вх}}. \quad (8)$$

В свою очередь $\Delta Q_{\text{вх}}$ складывается из потока первичных нейтралей $I p(\psi) \Delta \psi$, пришедших в ΔS из источника q , и суммарного потока со стороны всей горячей поверхности Γ , т. е.

$$\begin{aligned} \Delta Q_{\text{вх}} &= \\ &= k(\theta) \left[I p(\psi) \Delta \psi + R |\Delta \gamma| \cdot \int_{\Gamma} \eta(\varphi) f(\gamma) d\varphi \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

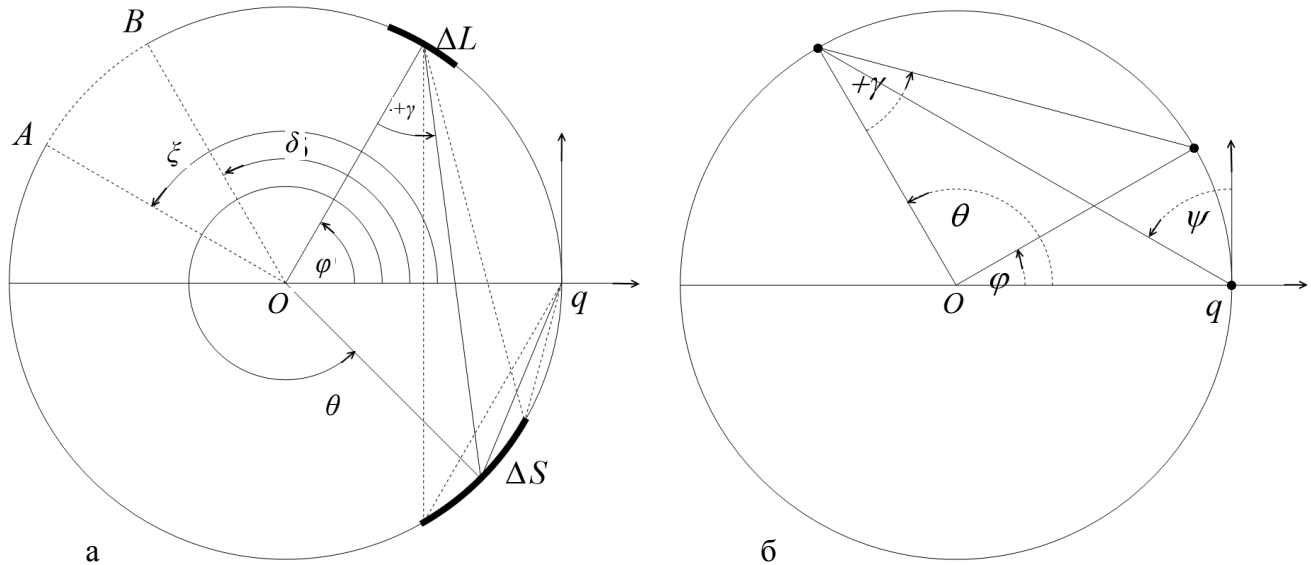


Рис. 2. К расчету потоков частиц в круговом термическом ионизаторе

Разделив (9) на $\Delta S = R\Delta\theta$ и пользуясь соотношениями $\eta(\theta) = \frac{dQ_{\text{вых}}}{dS}$, $\frac{d\psi}{d\theta} = \frac{d|\gamma|}{d\theta} = \frac{1}{2}$, в пределе получим интегральное уравнение

$$\eta(\theta) = \frac{I}{2R} k(\theta) p(\psi) + \frac{k(\theta)}{2} \int_{\Gamma} \eta(\varphi) f(\gamma) d\varphi. \quad (10)$$

В (10) интеграл правой части в силу разрывности функций $\gamma(\varphi, \theta)$ приходится разбивать на две части; воспользовавшись (6), приходим к основному интегральному уравнению кругового термоионизатора:

$$\eta(\theta) = \frac{I}{2R} k(\theta) p\left(\frac{\theta}{2}\right) + \frac{k(\theta)}{2} \left\{ \int_0^{\theta} \eta(\varphi) f(\gamma_1) d\varphi + \int_{\theta}^{2\pi} \eta(\varphi) f(\gamma_2) d\varphi \right\}, \quad (11)$$

где $0 \leq \theta \leq 2\pi$.

Это уравнение принадлежит сложному типу; его удастся свести к случаю уравнения Фредгольма с вполне непрерывным ядром в двух случаях: а) $f = \text{const}$; б) $f(\pi/2 + x) = f(-\pi/2 + x)$. Из-за трудности решения уравнения проанализируем два сильно отличающихся случая — изотропное и косинусоидальное распределения нейтралей f .

Предварительно выведем формулу для эффек-

тивности ионизатора K через $\eta(\theta)$. Очевидно, что плотность выделения ионов

$$j = \frac{\alpha}{1-\alpha} \eta(\theta). \quad (12)$$

Интегрируя (12) по $S = R\theta$ вдоль горячей поверхности и разделив на I , получим

$$k = \frac{\alpha}{1-\alpha} \cdot \frac{R}{I} \left[\int_0^{2\pi} \eta(\theta) d\theta - \int_{\delta}^{\xi} \eta(\theta) d\theta \right]. \quad (13)$$

2.1. Случай I (изотропное распределение первичных и вторичных нейтралей)

Исходные данные:

$$f = \frac{1}{\pi}, \quad p = \frac{1}{\pi}, \quad k = \begin{cases} 1-\alpha, & 0 < \theta < \delta, \quad \xi < \theta \leq 2\pi, \\ 0, & \delta < \theta < \xi. \end{cases}$$

Уравнение (11) принимает вид:

$$\eta(\theta) = \frac{I}{2\pi R} (1-\alpha) + \frac{1-\alpha}{2\pi} \left[\int_0^{\delta} \eta(\varphi) d\varphi + \int_{\delta}^{2\pi} \eta(\varphi) d\varphi \right], \quad (14)$$

что возможно лишь при $\eta = \text{const}$. Получаем алгебраическое уравнение для η

$$\eta = \frac{1-\alpha}{2\pi R} I \left[\alpha + (1-\alpha) \frac{\lambda}{\pi} \right]^{-1}, \quad (15)$$

где $\lambda = (\xi - \delta)/2$.

Согласно (13), эффективность изотропного ионизатора будет

$$K = \alpha \frac{1 - \frac{\lambda}{\pi}}{\alpha + (1-\alpha) \frac{\lambda}{\pi}}, \quad (16)$$

т. е. эффективность изотропного ионизатора не зависит от линейных размеров системы и от взаимного расположения источника q и выходной щели AB .

Численная оценка дает следующие величины:

- а) $\gamma = 0.06$ ($AB = 1.2$ мм при $R = 10$ мм),
 $\alpha = 0.01$, $K = 0.33$;
- б) $\gamma = 0.03$ ($AB = 0.6$ мм при $R = 10$ мм),
 $\alpha = 0.01$, $K = 0.49$.

2.2. Случай II (изотропное распределение первичных и косинусоидальное распределение вторичных нейтралей).

Исходные данные: $p\left(\frac{\theta}{2}\right)$ — произвольная, дважды дифференцируемая функция; $f = (1/2)\cos\gamma$. Для упрощения расчетов совместим выходную щель AB с точечным источником q (положив $\delta = \lambda$, $\xi = 2\pi - \lambda$).

Интегральное уравнение (11) принимает вид

$$\eta(\theta) = Q(\theta) + P \left\{ \int_{\lambda}^{\theta} \eta(\varphi) \sin \frac{\theta - \varphi}{2} d\varphi + \int_{2\pi - \lambda}^{\theta} \eta(\varphi) \sin \frac{\varphi - \theta}{2} d\varphi \right\}, \quad (17)$$

где

$$Q = \frac{1-\alpha}{2R} I p\left(\frac{\theta}{2}\right); \quad P = \frac{1-\alpha}{4}.$$

Особые свойства ядра уравнения (17) позволяют [4] легко свести его к дифференциальному уравнению второго порядка относительно η

$$\eta''_{\theta} + \frac{\alpha}{4} \eta = Q''_{\theta} + \frac{Q}{4}, \quad (18)$$

решение которого всегда можно записать в квадратурах.

Пусть $p = 1/\pi$, или $Q = \frac{1-\alpha}{2\pi R} I = \text{const}$; инте-

грал (18) будет

$$\eta = C_1 \sin \frac{\omega\theta}{2} + C_2 \cos \frac{\omega\theta}{2} + \frac{Q}{\alpha}, \quad (19)$$

где $\omega = \sqrt{\alpha}$.

По соображениям симметрии задачи $\left. \frac{d\eta}{d\theta} \right|_{\theta=\pi} = 0$, поэтому

$$C_1 = \text{tg} \frac{\omega\pi}{2} C_2. \quad (20)$$

Подставляя (20) в (19), находим

$$\eta = \frac{Q}{\alpha} + C \cos \frac{\omega}{2} (\theta - \pi), \quad (21)$$

где $C = \frac{C_2}{\cos(\omega\pi/2)}$.

Для определения C подставим (21) в (17) и после интегрирования получим

$$C = -Q \frac{1-\alpha}{\alpha} \left[\sin \frac{\lambda}{2} \cos \frac{\omega}{2} (\pi - \lambda) + \omega \cos \frac{\lambda}{2} \sin \frac{\omega}{2} (\pi - \lambda) \right]^{-1}. \quad (22)$$

Используя (21) и (22), определим по (13) эффективность

$$K = 1 - \frac{\lambda}{\pi} - 2 \frac{1-\alpha}{\pi} \cdot \frac{\text{tg} \frac{\lambda}{2} \text{tg} \frac{\omega}{2} (\omega - \lambda)}{\omega \text{tg} \frac{\lambda}{2} + \alpha \text{tg} \frac{\omega}{2} (\pi - \lambda)}. \quad (23)$$

Численная оценка дает следующие величины:

- а) $\lambda = 0.06$, $\alpha = 0.01$, $K = 0.35$;
- б) $\lambda = 0.03$, $\alpha = 0.01$, $K = 0.39$.

Видим, что эффективность в случае II выше, чем в случае I, но с уменьшением выходной щели нарастает медленнее.

Если принять $\alpha = 0.25$, то для $\lambda = 0.03$ получим $K_I = 0.96$ и $K_{II} = 0.97$, т. е. при больших коэффициентах ионизации эффективность практически не зависит от диаграммы направленности (функции распределения) испаряющихся нейтралей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Галль Л.Н., Голиков Ю.К. К теории термического ионизатора // Труды ЛПИ им. М.И. Калинина: Физическая электроника. Л.: Изд.-во ЛГУ, 1973. № 328. С. 146–148.

2. Голиков Ю.К., Чепарухин В.В., Уткин К.Г. Расчет полного тока кругового термоионизатора // Труды ЛПИ им. М.И. Калинина: Физическая электроника. Л.: Изд.-во ЛГУ, 1977. № 356. С. 99–102.
3. Галль Л.Н., Галль Р.Н., Леднев В.А., Веселова Л.К. Источник ионов с поверхностной ионизацией для масс-спектрометра // ЖТФ. 1970. Т. 40, № 7. С. 1534–1536.
4. Галль Л.Н., Галль Р.Н., Леднев В.А. Источник ионов с поверхностной ионизацией. Авторское свидетельство № 243251 (СССР) // Бюллетень изобретений. № 16, 1969 г.
5. Трикоми Ф. Интегральные уравнения. М.: Изд.-во иностранной литературы, 1960. 299 с.

*Институт аналитического приборостроения РАН,
г. Санкт-Петербург*

Контакты: Галль Лидия Николаевна,
lngall@narod.ru

Материал поступил в редакцию 17.01.2014

THEORY OF CIRCULAR THERMAL IONIZER (1973, 1977)

Yu. K. Golikov, L. N. Gall, V. V. Cheparukhin, K. G. Utkin

Institute for Analytical Instrumentation of RAS, Saint-Petersburg, RF

The theory of a circular thermal ionizer is considered. Although originally these papers were first published a long time ago, the sensitivity characteristics of the thermal ionization ion source for uranium samples which utilizes this theory are still a record.

Keywords: source of ions, thermoionizer, efficiency of the ionizer

REFERENCES

1. Gall L.N., Golikov Yu.K. K teorii termicheskogo ionizatora // Trudy LPI im. M.I. Kalinina: Fizicheskaya elektronika. L.: Izd.-vo LGU, 1973. № 328. S. 146–148. (in Russian).
2. Golikov Yu.K., Cheparukhin V.V., Utkin K.G. Raschet polnogo toka krugovogo termoionizatora // Trudy LPI im. M.I. Kalinina: Fizicheskaya elektronika. L.: Izd.-vo LGU, 1977. № 356. S. 99–102. (in Russian).
3. Gall L.N., Gall R.N., Lednev V.A., Veselova L.K. Istoch-nik ionov s poverkhnostnoy ionizatsiyey dlya mass-spektrometra // ZhTF. 1970. T. 40, № 7. S. 1534–1536. (in Russian).
4. Gall L.N., Gall R.N., Lednev V.A. Istochnik ionov s poverkhnostnoy ionizatsiyey. Avtorskoye svidetelstvo № 243251 (SSSR) // Byulleten izobrete-niy. № 16, 1969 g. (in Russian).
5. Trikomii F. Integralnyye uravneniya. M.: Izd.-vo inos-trannoy literatury, 1960. 299 s. (in Russian).