

полных сил χ , взятой из работы [1]. Интервал усреднения Δ был выбран равным 0,5 МэВ.

Результаты расчета показаны на рис. 2. В соответствии с экспериментальными данными расчет дает два максимума фотопоглощения при энергиях возбуждения $E_7=22,5$ и $25 \div 27$ МэВ (см. также расчеты [1, 7, 15, 16]). Первый максимум отвечает главным образом конфигурации $\Psi_{i=0}(A-1)(1d_{5/2})^1$ (индекс $i=0, 1, 2, \dots$ нумерует состояния конечного ядра, начиная с основного, в порядке возрастания их энергии), второй максимум — конфигурации $\Psi_{i=1}(A-1)(1d_{3/2})^1$. Кроме того, в него дает вклад конфигурация $\Psi_{i=3}(A-1)(1d_{5/2})^1$, с которой связан узкий пик при $E_7=26$ МэВ. При энергии возбуждения $E \geq 30$ МэВ основной вклад в сечение фотопоглощения дают переходы $1s_{1/2} \rightarrow 1p_{1/2,3/2}$. Расчет в целом неплохо описывает величины и положения найденных в эксперименте резонансов, однако дает завышенное значение сечения в области второго максимума. Аналогичный результат был ранее получен в работах [1, 7], выполненных в $1p-1h$ -приближении. Наблюдаемое завышение характеризует роль когерентных процессов (см. диаграмму ν на рис. 1), не учтенных в настоящем расчете.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Orlin V. N.//Nucl. Phys. 1983. A405. P. 263—286. [2] Ishkhanov B. S. et al.//Nucl. Phys. 1983. A405. P. 287—300. [3] Ишханов Б. С., Канзюба Б. Г., Орлин В. Н.//Ядерная физика. 1984. 40. С. 9—15. [4] Богданова Н. А., Гольцов А. Н., Ишханов Б. С., Орлин В. Н.//Вестн. Моск. ун-та. 1987. 28, № 4. С. 16—21. [5] Orlin V. N.//Nucl. Phys. 1985. A443. P. 445—460. [6] Soloviev V. G., Stoyanov Ch., Vdovin A. I.//Nucl. Phys. 1977. A288. P. 376—396; Кырчев Г., Малов Л. А.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1979. 43. С. 107—111. [7] Row D. J., Wong S. S. M.//Nucl. Phys. 1970. A153. P. 561—585. [8] Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. М., 1971. Т. 1. [9] Малов Л. А., Соловьев В. Г.//ЭЧАЯ. 1980. 11. С. 301—341. [10] Woye E. et al.//Nucl. Phys. 1983. A394. P. 139—172. [11] Ajzenberg-Selove F.//Ibid. 1976. A268; Ajzenberg-Selove F., Bush C. L.//Ibid. 1980. A336. [12] Jacob G., Maris Th. A.//Rev. Mod. Phys. 1966. 38. P. 121—142. [13] Watson B. A., Singh P. P., Segel R. E.//Phys. Rev. 1969. 182. P. 977—989. [14] Ahrens J. et al.//Nucl. Phys. 1975. A251. P. 479—492. [15] Birkholz J.//Nucl. Phys. 1972. A189. P. 385—402. [16] Гончарова Н. Г., Киссенер Х. Р., Эрамян Р. А.//ЭЧАЯ. 1985. 16. С. 773—823.

Поступила в редакцию
11.08.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 6

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.385

ОСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЦИКЛОТРОННЫХ ВОЛН

В. И. Канавец, А. В. Федоров, В. А. Черепенин

(кафедра радиофизики СВЧ)

Теоретически рассматривается дифракционное излучение релятивистского электронного потока при возбуждении в нем быстрой и медленной циклотронных волн. Показаны принципиальная роль величины фокусирующего магнитного поля H_0 и возможность управления обратной связью в многоволновых дифракционных генераторах с помощью изменения H_0 .

Введение. В настоящее время актуальна задача создания мощных и сверхмощных источников когерентного электромагнитного излучения в СВЧ диапазоне, использующих релятивистские электронные потоки

и широкие электродинамические системы. В качестве примера можно указать на генератор объемных волн — устройство, использующее многоволновый механизм дифракционного излучения релятивистского электронного потока, движущегося вблизи периодической поверхности (дифракционной решетки). Рассмотрение подобных устройств требует проведения теоретического анализа свойств многоволнового когерентного излучения электронных пучков с учетом как продольного, так и поперечного движения электронов, поскольку в эксперименте [1] проявляется характерная зависимость мощности излучения от величины фокусирующего магнитного поля.

В работе [2] экспериментальными методами исследовалась пространственная картина дифракционного излучения электронного потока, в котором предварительно возбуждались волны поперечных смещений (синхронные волны). Циклотронные волны (волны поперечных скоростей) в пучке отсутствовали, поскольку условия опыта были далеки от циклотронного резонанса.

В данной работе теоретически рассматривается излучение релятивистского электронного потока в условиях циклотронного резонанса на доплеровски сдвинутой частоте.

Взаимодействующие волны. Рассматривается электродинамическая система, аналогичная используемой в многоволновых дифракционных генераторах. Считается, что физические процессы определяются самоогласованным взаимодействием релятивистского электронного потока с многоволновым полем дифракции на заданной частоте ω . В качестве тела дифракции взята плоская идеально проводящая решетка прямоугольного профиля с периодом l . В продольном направлении решетка имеет длину L , в поперечном решетка бесконечна (рис. 1).

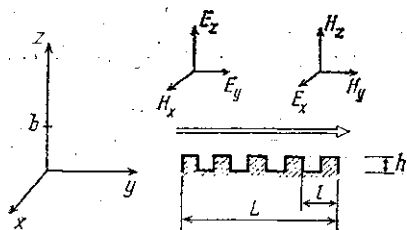


Рис. 1. Рассматриваемая система

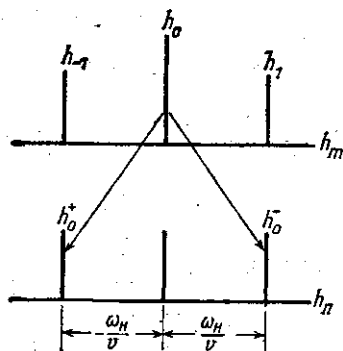


Рис. 2. Совмещение спектров

Рассмотрим влияние фокусирующего магнитного поля H_0 на дифракционное излучение. Спектр волновых чисел при $H_0=0$ определяется формулой

$$h_m = \frac{\omega}{v} + \frac{2\pi}{l} m, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

где h_m — продольное волновое число, v — скорость электронов в потоке. Если $H_0 \neq 0$, то возникают два дополнительных спектра:

$$h_n^\pm = \frac{\omega}{v} + \frac{2\pi}{l} n^\pm \mp \frac{\omega_H}{v}, \quad n^\pm = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

где ω_H — циклотронная частота; каждой гармонике с номером m соответствуют две компоненты с номерами n^+ и n^- , сдвинутые на $-\omega_H/v$ и ω_H/v , сдвиг ω_H/v обусловлен аномальным эффектом Доплера, сдвиг $-\omega_H/v$ — нормальным эффектом Доплера.

При определенном выборе значения H_0 , такого, что

$$\omega_H = \mp \frac{2\pi}{l} v (n^\pm - m), \quad \mp (n^\pm - m) = 1, 2, \dots, \quad (1)$$

спектры с номерами n^\pm и m совмещаются. Пусть $\omega_H = (2\pi/l)v$. Тогда совмещение спектров (рис. 2) происходит таким образом, что продольное волновое число h_{-1} гармоники с номером $m=1$ основного спектра совпадает с продольным волновым числом h_0^+ нулевой компоненты доплеровски сдвинутого дополнительного спектра. Продольное волновое число h_1 гармоники с $m=+1$ основного спектра совпадает с продольным волновым числом h_0^- нулевой компоненты дополнительного спектра, сдвинутого вследствие аномального эффекта Доплера. В линейном приближении такой синхронизм приводит к возбуждению в потоке быстрой и медленной циклотронной волн. Это приближение сводится в данной задаче к требованию малости амплитуды волн дифракционного излучения в сравнении с величиной фокусирующего магнитного поля. Рассмотренное совмещение спектров соответствует, в терминах линейной теории, возбуждению в потоке быстрой циклотронной волны полем -1 -й дифракционной гармоники и возбуждению медленной циклотронной волны полем $+1$ -й дифракционной гармоники. Как известно [3], быстрая циклотронная волна переносит отрицательную мощность, медленная — положительную. Следовательно, при надлежащем выборе величины фокусирующего магнитного поля H_0 возбуждение быстрой циклотронной волны приводит к поглощению -1 -й гармоники потоком, возбуждение медленной — к усилению $+1$ -й гармоники. Отметим, что, согласно (1), поглощение -1 -й и -2 -й дифракционных гармоник происходит при полях H_0 , различающихся в 2 раза.

При рассмотрении дифракционного излучения релятивистского электронного потока, движущегося в фокусирующем магнитном поле, необходим учет продольного и поперечного движений электронов. Это позволяет решить задачу о трансформации H -поляризованной электромагнитной волны в волну E -поляризации (см. рис. 1 в обозначениях работы [4]). Трансформация возможна благодаря раскрутке электронного потока полем H -поляризованной волны в фокусирующем магнитном поле.

Уравнения теории дифракции. Для рассмотрения продольного и поперечного движения электронов введем электрический и магнитный токи [5], медленно меняющиеся в продольном направлении. Плотность электрического тока дается выражением

$$j_{\parallel}^e = v_{\parallel} \rho_0 e^{i \frac{\omega}{v_{\parallel}} y} \delta(z-b) e^{-i\omega t}, \quad (2)$$

плотность магнитного тока —

$$j_{\parallel}^m = -\frac{i\omega}{2c} [\mathbf{r}_{\perp} \times \mathbf{v}_{\perp}]_{\parallel} \rho_0 e^{i \frac{\omega}{v_{\parallel}} y} \delta(z-b) e^{-i\omega t}, \quad (3)$$

где v_{\parallel} — величина продольной скорости электронов, \mathbf{v}_{\perp} и \mathbf{r}_{\perp} — поперечные скорость и смещение электронов, ω — частота модуляции потока, ρ_0 — постоянная составляющая плотности заряда, b — расстояние от

потока до решетки (прицельный параметр). В выражении (3) полагается $v_{\perp}/c \ll 1$.

Электрический ток j_{\parallel}^e возбуждает H -поляризованные волны:

$$\Delta A_{\parallel}^e + \frac{\omega^2}{c^2} A_{\parallel}^e = -\frac{4\pi}{c} j_{\parallel}^e,$$

$$A_{\parallel}^e = \frac{2\pi\rho_0}{\frac{\omega}{v_{\parallel}} \sqrt{1 - \frac{v_{\parallel}^2}{c^2}}} \frac{v_{\parallel}}{c} e^{-\frac{\omega}{v_{\parallel}} |z-b|} e^{i\frac{\omega}{v_{\parallel}} y} e^{-i\omega t},$$

$$H_x^e = 2\pi\rho_0 \frac{v_{\parallel}}{c} e^{-\frac{\omega}{v_{\parallel}} \sqrt{1 - \frac{v_{\parallel}^2}{c^2}} |z-b|} \text{sign}(z-b) e^{i\frac{\omega}{v_{\parallel}} y} e^{-i\omega t},$$

$$H_y^e = H_z^e = 0, \quad \mathbf{E}^e = i \frac{c}{\omega} \text{rot} \mathbf{H}^e.$$

Магнитный ток j_{\parallel}^m является источником полей E -поляризации:

$$\Delta A_{\parallel}^m + \frac{\omega^2}{c^2} A_{\parallel}^m = -\frac{4\pi}{c} j_{\parallel}^m,$$

$$A_{\parallel}^m = -i \frac{\pi [\mathbf{r}_{\perp} \times \mathbf{v}_{\perp}]_{\parallel} \rho_0}{\sqrt{c^2 - v_{\parallel}^2}} \frac{v_{\parallel}}{c} e^{-\frac{\omega}{v_{\parallel}} \sqrt{1 - \frac{v_{\parallel}^2}{c^2}} |z-b|} e^{i\frac{\omega}{v_{\parallel}} y} e^{-i\omega t},$$

$$E_x^m = i \frac{\pi}{c^2} [\mathbf{r}_{\perp} \times \mathbf{v}_{\perp}]_{\parallel} \rho_0 \omega e^{-\frac{\omega}{v_{\parallel}} \sqrt{1 - \frac{v_{\parallel}^2}{c^2}} |z-b|} \text{sign}(z-b) e^{i\frac{\omega}{v_{\parallel}} y} e^{-i\omega t},$$

$$E_y^m = E_z^m = 0, \quad \mathbf{H}^m = -i \frac{c}{\omega} \text{rot} \mathbf{E}^m,$$

где A_{\parallel}^e и A_{\parallel}^m — продольные компоненты электрического и магнитного векторных потенциалов.

Дифракцию полей H - и E -поляризации на бесконечной решетке можно описать методами математической теории дифракции [4]. Дифрагированное поле представляется в виде суммы бесконечного числа затухающих в поперечном направлении гармоник и конечного числа плоских волн. Для H -поляризации

$$H_x^e = \sum_m H_{xm}^e \rho_m^{(z-h)} e^{ih_m y} e^{-i\omega t}, \quad (4)$$

для E -поляризации

$$E_x^m = \sum_m E_{xm}^m \rho_m^{(z-h)} e^{ih_m y} e^{-i\omega t},$$

где $\rho_m = i \sqrt{\omega^2/c^2 - h_m^2}$ — поперечное волновое число, $h_m = \omega/v_{\parallel} + (2\pi/l)m$, $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ — продольное волновое число, H_x^e и E_x^m — комплексные амплитуды полей двух поляризации. Дифракционные гармоники — плоские волны — характеризуются углом θ_m меж-

ду направлением распространения m -й гармоники и плоскостью дифракционной решетки, $\theta_m = \pm \arcsin(\rho_m c / \omega)$, при этом полагается $\theta_m > 0$, если $h_m > 0$ (волна распространяется в направлении потока), и $\theta_m < 0$, если $h_m < 0$.

Численное исследование самосогласованного взаимодействия. Комплексные амплитуды $H^{e_{xm}}$ и $E^{m_{xm}}$ находятся из совокупности граничных условий, которым удовлетворяет электромагнитное поле на поверхности идеально проводящей дифракционной решетки. Краевые условия приводят к линейным системам алгебраических уравнений, аналогичным исследованным в работе [4], которые решаются на ЭВМ методом усечений. Зависимость $H^{e_{xm}}$ и $E^{m_{xm}}$ от продольной координаты соответствует медленному изменению амплитуд электрического и магнитного токов.

Движение электронов исследуется при помощи релятивистского уравнения [6] для дискретной модели потока:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\beta}{dY} = \frac{e}{mc^2} \frac{\lambda}{\beta_y} \sqrt{1-\beta^2} (\mathbf{E} + [\beta \times \mathbf{H}] - \beta (\beta \mathbf{E})), \\ \frac{dx}{dY} = \lambda \frac{\beta_x}{\beta_y}, \quad \frac{dz}{dY} = \lambda \frac{\beta_z}{\beta_y}, \quad \frac{dT}{dY} = 2\pi \frac{1}{\beta_y}, \end{array} \right. \quad (5)$$

где $\beta = v/c$, $Y = y/\lambda$, $T = \omega t$, $\lambda = 2\pi c/\omega$, e — заряд электрона, m — масса покоя электрона. Полагается, что электронный поток влетает в область взаимодействия ($Y=0$) с нулевой поперечной скоростью на расстоянии прицельного параметра от решетки и при $T=0$. В правой части уравнений движения поля \mathbf{H} и \mathbf{E} задаются как набор дифракционных гармоник, учитывается также фокусирующее магнитное поле. Решение (5) находится численно модифицированным методом Эйлера. Электрический (2) и магнитный (3) токи определяются исходя из полученных значений скоростей и координат электронов.

Метод рассмотрения самосогласованного взаимодействия электронного потока и поля, основанный на последовательном применении режимов заданного тока и заданного поля, реализован на ЭВМ. Начальным условиям соответствует режим заданного электрического тока, поперечное движение электронов полагается отсутствующим. Поперечная электрическая компонента E_x^e -пространственных гармоник H -поляризованного поля дифракции раскручивает поток (в нем возбуждаются быстрая и медленная циклотронные волны), появляется отличный от нуля магнитный ток. Его взаимодействие с дифракционной решеткой дает E -поляризованное поле дифракции.

Для расчетов взят двухволновый режим дифракционного излучения, т. е. в спектре основную роль играют две плоские волны — гармоники с номерами $m=-1$ и $m=-2$ в записи (4), причем волна гармоники с $m=-1$ распространяется в направлении потока под углом $\theta_{-1}=86^\circ$ по отношению к плоскости дифракционной решетки, волна гармоники с $m=-2$ — в противоположном направлении под углом $\theta_{-2}=-26^\circ$. Величина произведения частоты на период решетки фиксирована, $(\omega/c)l=6.5$. Значение прицельного параметра b выбирается из следующих соображений: при достаточной величине b влиянием затухающих дифракционных гармоник можно пренебречь, так как излучение медленной циклотронной волны оказывается малым по сравнению с излучением быстрой циклотронной волны. Взаимодействие с потоком определяется в значительной степени распространяющимися дифракционными гармониками, возбуждаемыми быстрой циклотронной волной, в основном плоскими волнами с номерами $m=-1, -2$.

Трансформация волн описывалась амплитудой E_x^m E -волны и отношением E_x^m/H_{01}^e этой амплитуды к амплитуде H -поляризованной волны. На рис. 3 представлены зависимости E_x^m/H_{01}^e от величины фокусирующего магнитного поля. Кривая 1 относится к трансформации -1 -й дифракционной гармоники H -поляризованного поля в E -волну, кривая 2 — к трансформации -2 -й гармоники. Значение H_{01} соответствует условию $\omega_H = (2\pi/l)v_H$. Наличие максимумов на кривых 1 и 2 объясняется возбуждением быстрой циклотронной волны дифракционными гармониками с номерами $m=-1$ и $m=-2$ соответственно. При $H_0=$

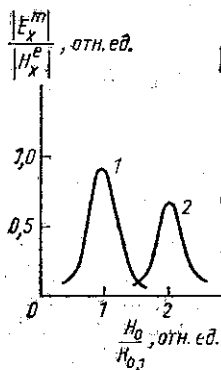


Рис. 3

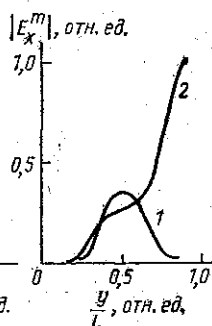


Рис. 4

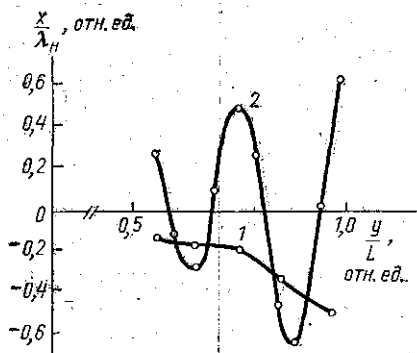


Рис. 5

Рис. 3. Трансформация H -поляризованных дифракционных гармоник в E -волны

Рис. 4. Распределение амплитуды E -поляризованного поля вдоль длины системы

Рис. 5. Положение электронов в потоке в фиксированный момент времени (λ_H — циклотронная длина волны): быстрая (1) и медленная (2) циклотронная волна

$=H_{01}$ происходит поглощение мощности, переносимой $+1$ -й гармоникой, электронным потоком, при $H_0=2H_{01}$ — поглощение мощности -2 -й гармоники.

На рис. 4 показано распределение амплитуды E -поляризованной волны по длине системы. Обе кривые соответствуют зависимости 1 рис. 3. Кривая 2 получена при фокусирующем магнитном поле $H_0=H_{01}$, кривая 1 — при $H_0=0,5H_{01}$. Рост амплитуды E -поляризованной волны вдоль системы указывает на увеличивающуюся раскрутку электронного потока и, следовательно, на поглощение витоком мощности -1 -й гармоники H -поляризованного поля.

Возбуждение быстрой и медленной циклотронных волн дифракционными гармониками проиллюстрировано графиками на рис. 5.

Рассмотренный эффект может быть использован для управления амплитудами излучающихся гармоник в многоволновых дифракционных генераторах. Для этих устройств характерна исследованная ситуация, т. е. $\theta_{-1} > 0$ и $\theta_{-2} < 0$, при этом -1 -я дифракционная гармоника осуществляет вывод энергии электромагнитного поля из области взаимодействия, -2 -я гармоника реализует положительную обратную связь в системе. С помощью изменения фокусирующего магнитного поля возможно регулирование выходной мощности генератора и проведение оптимизации обратной связи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Бугаев С. П. и др. // Письма в ЖТФ. 1984. 10, № 20. С. 1229—1233.
[2] Вертий А. А. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. 28, № 11. С. 1443—1450.
[3] Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике. М., 1963.
[4] Шестопалов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. Харьков, 1973. [5] Климонтович Ю. Л. Кинетическая теория электромагнитных процессов. М., 1980. [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика. Электродинамика. М., 1969.

Поступила в редакцию
16.04.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 6.

УДК 537.533.2

ПРЯМАЯ РИЧАРДСОНА ДЛЯ ГРАНИ (110) МОНОКРИСТАЛЛА ВОЛЬФРАМА

Э. Э. Азизов, В. А. Маштакова, Б. Б. Шишкин

(кафедра электроники)

Исследована термоэлектронная эмиссия монокристалла вольфрама, грань (110). Показано, что при $T = \Theta_{тэ}$ возрастают эмиссионные параметры, определенные методом прямой Ричардсона.

При исследовании термоэлектронной эмиссии (ТЭЭ) атомно чистых монокристаллов W, Mo, Nb методом плоскосимметричного диода, описанным в работе [1], было показано существование пороговой температуры $\Theta_{тэ}$ — характеристической термоэлектронной температуры, значение которой примерно в 2 раза меньше температуры плавления металла: при $T > \Theta_{тэ}$ ТЭЭ отличается от ричардсоновской рядом особенностей (рост плотности эмиссионного тока j_s , появление аномалий на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) и осцилляции тока диода) [1—3]. Опыты показали, что при $T > \Theta_{тэ}$ возникают особенности в спектрах эмиттированных электронов [4].

В работе [1] предложена гипотеза рекомбинационной эмиссии (РЭ), связывающая явления, наблюдаемые при $T > \Theta_{тэ}$, с возбуждением электронов за счет энергии, выделяемой при рекомбинации френкелевских пар, и сделано предположение, что ток РЭ накладывается на ток ТЭЭ. Энергия рекомбинации френкелевских пар для вольфрама $\sim 6,3$ эВ [5], что больше работы выхода на $1,5 \div 2$ эВ, поэтому возбужденные в приповерхностном слое глубиной порядка длины свободного пробега электроны практически свободно должны выходить из металла, т. е. РЭ носит объемный характер. На плотноупакованной грани W (110) эффект РЭ должен проявляться наиболее значительно, так как из-за большого значения работы выхода ϕ ТЭЭ с этой грани будет минимальной.

Настоящая работа посвящена исследованию ТЭЭ грани (110) монокристалла вольфрама чистотой 99,999% в плоскосимметричном диоде [1], который монтировали в вакуумной камере. Давление остаточных газов при измерениях ВАХ не превышало 10^{-10} Тор. По результатам оже-анализа на поверхности монокристаллов присутствовало небольшое количество кислорода и углерода, других примесей не обнаружено. Для получения чистых поверхностей анод и катод одновременно прогревали в течение 15—20 ч при температурах $T \approx 2800$ К; для очистки поверхности от углерода по режиму, предложенному в [6], катод и анод отжигали в течение 3 ч в атмосфере кислорода (парциаль-