

УДК 621.3.035

Н.В. Белан, докт.техн.наук,

С.Ю. Нестеренко, канд.техн.наук,

А.И. Оранский, канд.техн.наук

МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИИ В ПОЛОСТИ КАМЕРНОГО
АКТИВИРОВАННОГО ДИАФРАГМИРОВАННОГО ПОЛОГО КАТОДА

В настоящее время наиболее перспективной с точки зрения энергозатрат и ресурса является схема диафрагмированного полого катода с камерным принципом хранения активирующего вещества /1/. Разработана модель процессов в рабочей полости и методика расчета катода такой схемы, работающего в диапазоне токов 10 - 100 А. В соответствии с процессами, учитываемыми в модели процессов в разрядной полости катода (см. /2 - 4/), последняя включает ряд подмоделей.

Центральное место в модели занимает подмодель энергетического спектра электронов. Решается кинетическое уравнение /5/ вида :

$$\mathbf{u} \cdot \nabla f(\mathbf{u}) + \frac{e}{m_e} \nabla \varphi \cdot \nabla_{\mathbf{u}} f(\mathbf{u}) = \frac{\delta f(\mathbf{u})}{\delta t}, \quad (1)$$

где $f(\mathbf{u})$ - функция распределения электронов по скорости \mathbf{u} ;

$\frac{\delta f(\mathbf{u})}{\delta t}$ - интеграл столкновений, который с учетом процессов упругого рассеяния электронов на атомах, неупругих процессов и электрон-электронного (e-e) рассеяния, можно записать:

$$\frac{\delta f(\mathbf{u})}{\delta t} = \left[\frac{\delta f(\mathbf{u})}{\delta t} \right]_n + \left[\frac{\delta f(\mathbf{u})}{\delta t} \right]_p + \left[\frac{\delta f(\mathbf{u})}{\delta t} \right]_e, \quad (2)$$

Для упрощения расчетов можно считать, что атомы рабочего газа обладают только одним возбужденным уровнем с потенциалом

возбуждения ϕ_m и сечением σ_m /6, 7/. В таком случае:

$$\left[\frac{\delta f(\mathbf{u})}{\delta t} \right]_p = n_n \left[-f(\mathbf{u}) v \left[\sigma_i(v) + \sigma_m(v) \right] + \frac{1}{v} \int_{v_i}^{\infty} f(v') v'^2 \sigma_i(v') p(v', v) dv' + \right. \\ \left. + f(v_m) \frac{v_m^2}{v} \sigma_m(v_m) \right], \quad (3)$$

где $v_{i,m} = \sqrt{v^2 + 2e\phi_{i,m}/m_e}$,

$p(v', v)$ - вероятность обнаружения электрона со скоростью v после акта ионизации, вызванного электроном со скоростью v' .

Интеграл по e-e столкновениям должен включать два слагаемых, одно из которых соответствует дивергенции плотности потока электронов в пространстве модуля скорости, т.е. интеграл столкновений в форме Ландау /5/, а другое - поступлению электронов с поверхности катода:

$$\left[\frac{\delta f(\mathbf{u})}{\delta t} \right]_e = \frac{1}{4\pi v^2} \left[-\frac{\partial \Gamma(v)}{\partial v} + \frac{I_a n_e}{e \int n_e dv} \delta \left(v - \sqrt{2e\phi / m_e} \right) \right], \quad (4)$$

где I_a - общий ток эмиссии с поверхности катода, δ - дельта-функция Дирака.

Величина $\Gamma(v)$ находится следующим образом:

$$\Gamma(v) = \sigma_e \left(\frac{e\phi_i}{m_e} \right)^2 \int_0^{\infty} \left[f(\mathbf{u}) \frac{\partial f(\mathbf{u}')}{v' \partial v'} - f(\mathbf{u}') \frac{\partial f(\mathbf{u})}{v \partial v} \right] \text{Min}^3(v, v') v' dv', \quad (5)$$

причем:

$$\sigma_e = \frac{32}{3} \pi^3 \left(\frac{e}{4\pi\epsilon_0\phi_i} \right)^2 \ln \left[1 + \left(\frac{4\pi\epsilon_0 k T_e r_d}{e^2} \right)^2 \right], \quad (6)$$

где r_d - дебаевская длина экранирования /5/.

Ввиду близости распределения в основном объеме полости к

изотропному, можно представить:

$$f(\mathbf{u}) = \frac{m_e^{3/2}}{2} n_e(\mathbf{r}) F(\varepsilon) \Phi(\mathbf{r}, \varepsilon, \beta, \varphi), \quad (7)$$

где для функций F и Φ предполагается следующая нормировка:

$$\int_0^{\infty} F(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon = 1; \quad \int \Phi(\mathbf{r}, \varepsilon, \beta, \varphi) d\Omega = 1 \quad \text{и} \quad \int \Phi(\mathbf{r}, \varepsilon, \beta, \varphi) \mathbf{u} d\Omega = \mathbf{u}(\mathbf{r}, \varepsilon), \quad (8)$$

где $\mathbf{u}(\mathbf{r}, \varepsilon)$ — скорость потока электронов с энергией ε в точке \mathbf{r} . Интегрирование кинетического уравнения по полному телесному углу приводит к выражению:

$$\begin{aligned} & F(\varepsilon) \mathbf{u}(\varepsilon) \cdot \nabla n_e + F(\varepsilon) n_e \nabla \cdot \mathbf{u}(\varepsilon) + n_e e \nabla \varphi \cdot \mathbf{u}(\varepsilon) \frac{dF(\varepsilon)}{d\varepsilon} = \\ & = \sqrt{\frac{2}{m_e}} n_e \left\{ \frac{I_a}{e} \frac{\delta(\varepsilon - e\varphi)}{\sqrt{\varepsilon} \int n_e dV} + \frac{n_n}{\sqrt{\varepsilon}} \left[-F(\varepsilon) \varepsilon (\sigma_i(\varepsilon) + \sigma_m(\varepsilon)) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \int_{+e\varphi_i}^{\infty} F(\varepsilon') \varepsilon' \sigma_i(\varepsilon') p(\varepsilon', \varepsilon) d\varepsilon' + F(\varepsilon + e\varphi_m) (\varepsilon + e\varphi_m) \sigma_m(\varepsilon + e\varphi_m) \right] + \right. \\ & \left. + n_e \sigma_e \frac{(e\varphi_i)^2}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{2}{3} \frac{d}{d\varepsilon} \int_0^{\infty} \left[F(\varepsilon') \frac{dF(\varepsilon)}{d\varepsilon} - F(\varepsilon) \frac{dF(\varepsilon')}{d\varepsilon'} \right] \text{Min}^{3/2}(\varepsilon, \varepsilon') d\varepsilon' \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Распределение в полости близко к равновесному, для которого:

$$F(\varepsilon) \frac{dn_e(\mathbf{r})}{d\varphi(\mathbf{r})} + e n_e(\mathbf{r}) \frac{dF(\varepsilon)}{d\varepsilon} = 0. \quad (10)$$

Если рассматривать $F(\varepsilon)$ как среднюю по объему полости, можно осреднить (9) с учетом (10), причем:

$$\int_V \nabla \cdot \mathbf{u}(\varepsilon) dV = \int_S \mathbf{u}(\varepsilon) \cdot d\mathbf{S} + \int_{S_0} \mathbf{u}(\varepsilon) \cdot d\mathbf{S} \quad (11)$$

Скорость потока на катод электронов с энергией ниже при-

катодного барьера потенциала равна нулю, а для электронов с большей энергией:

$$v_s(\varepsilon) = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_e}} \frac{1}{4} \left(1 - \frac{e\varphi}{\varepsilon} \right).$$

Тогда

$$\int_S \sqrt{\varepsilon} \mathbf{v}(\varepsilon) \cdot d\mathbf{S} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{2}{m_e}} \int_S \text{Max}(0, \varepsilon - e\varphi) dS = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{2}{m_e}} \int_0^\varepsilon S(\varepsilon') d\varepsilon', \quad (12)$$

где $S(\varepsilon)$ - площадь части поверхности, вблизи которой прикатодный барьер $e\varphi$ меньше энергии ε .

Второе слагаемое в уравнении (11) соответствует потоку электронов в отверстие диафрагмы. При смещении их к отверстию происходит перераспределение по энергии и увеличение скорости их потока. Т.о., скоростью $v(\varepsilon)$ в отверстии обладают электроны, которые в основном объеме полости имели значение энергии, отличное от ε . Возникает необходимость пересчета величин $v(\varepsilon)$, вычисленных в отверстии, на основной объем полости. В предположении о том, что в искомом распределении соблюдается та же закономерность, что и в равновесном:

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{V}) = f(\mathbf{v} - \mathbf{V}, 0),$$

где \mathbf{V} - скорость потока электронов, можно получить в результате ряда преобразований:

$$\int_{S_0} \sqrt{\varepsilon} \mathbf{v}(\varepsilon) \cdot d\mathbf{S} = -v_{e0} S_0 \frac{2}{3} \varepsilon^{3/2} \frac{1}{F(\varepsilon)} \frac{dF(\varepsilon)}{d\varepsilon}. \quad (13)$$

Если часть объема полости, в которой величина $e\varphi$ уступает энергии электрона ε , обозначить как $V(\varepsilon)$, можно записать:

$$\int_V \delta(\varepsilon - e\varphi) dV = \frac{dV(\varepsilon)}{d\varepsilon}. \quad (14)$$

С учетом выражений (10) - (14) из уравнения (9) может быть получено интегро-дифференциальное уравнение с одной неза-

висимой переменной ε , которое может решаться методом последовательных приближений для отыскания функции $F(\varepsilon)$:

$$\begin{aligned}
 F(\varepsilon) &= \frac{1}{4V} \int_0^\varepsilon S(\varepsilon') d\varepsilon' - \sqrt{\frac{m_e}{2}} \frac{S_0 V e_0}{V} \frac{2}{3} \varepsilon^{3/2} \frac{dF(\varepsilon)}{d\varepsilon} = \\
 &= \sqrt{\frac{m_e}{2}} \frac{I_0}{e \int n_e dV} \frac{1}{V} \frac{dV(\varepsilon)}{d\varepsilon} + n_n \left[\int_{\varepsilon + e\varphi_i}^{\omega} F(\varepsilon') \varepsilon' \sigma_i(\varepsilon') p(\varepsilon', \varepsilon) d\varepsilon' + \right. \\
 &\quad \left. + F(\varepsilon + e\varphi_m) (\varepsilon + e\varphi_m) \sigma_m(\varepsilon + e\varphi_m) - F(\varepsilon) (\sigma_i(\varepsilon) + \sigma_m(\varepsilon)) \right] + \\
 &\quad + \frac{\int n_e dV}{V} \sigma_e(e\varphi_i)^2 \frac{d}{d\varepsilon} \left[\frac{dF(\varepsilon)}{d\varepsilon} \int_0^\varepsilon \int_0^{\omega} F(\varepsilon'') \sqrt{\varepsilon'} d\varepsilon' d\varepsilon'' + \right. \\
 &\quad \left. + F(\varepsilon) \int_0^\varepsilon F(\varepsilon') \sqrt{\varepsilon'} d\varepsilon' \right]. \quad (Б)
 \end{aligned}$$

Были проведены расчеты процессов в полости катода длиной полости 3 мм, радиусом 4 мм, радиусом отверстия 0.4 мм, материал катода - W, активатор - Ва, плазмообразующий газ - Хе.

Графики рассчитанных $F(\varepsilon)$ представлены на Рис.1 и 2 в сопоставлении с графиком максвелловской для той же T_e . При этом, ввиду неравновесности распределения, T_e определяется в кинетическом ее смысле. Отрезки кривых в окрестности $e\varphi_i$ представляют собой графики тех же функций, увеличенные пятидесятикратно. Поведение кривых на Рис.1 и 2 в области энергий в окрестности $e\varphi_c$ обусловлено уходом электронов в пространстве энергии из этой области в область как больших, так и меньших энергий. Явно более интенсивное падение расчетных кривых по сравнению с максвелловскими в области высоких энергий характеризует сильную неравновесность $F(\varepsilon)$ в этой области. Последнее определяет

ся интенсивным уходом электронов высоких энергий на стенки катода и скачкообразным переходом их в область низких энергий в процессах ионизации и возбуждения, что в частности привело к образованию "плато" в окрестности $e\varphi_c - e\varphi_i$ на Рис.1, соответствующем току 2 А (при малой концентрации электронов и частоте $e-e$ столкновений). В еще более редкой плазме (например, в камере плазменно-ионного или стационарного плазменного ускорителя) в названной области должен образовываться второй максимум $F(\varepsilon)$, что обнаруживалось в экспериментах.

При увеличении роли $e-e$ столкновений (главного механизма максвеллизации распределения $F(\varepsilon)$) общее поведение $F(\varepsilon)$ становится более близким к максвелловскому. Однако, даже при токе в 70 А отличие $F(\varepsilon)$ от максвелловского в области энергий пороговых процессов (ионизация, возбуждение, обратный ток на катод) не позволяет рассчитывать характеристики этих процессов по Максвеллу, что и обусловило включение в представленную модель подмодели энергетического спектра электронов.

Разработанная модель позволяет рассчитать распределение концентрации n_e и потенциала плазмы φ в полости катода. Изолинии φ в полости приведены на Рис.3. Изолинии малых φ воспроизводят симметрию полости. Это объясняется тем, что малые φ соответствуют областям, удаленным от отверстия на расстояния, значительно превосходящие его радиус, и возмущения, связанные с отверстием в этих областях не проявляются. Изолинии больших φ имеют тенденцию смещения относительно точки симметрии полости в сторону выходного отверстия, причем такое смещение сильнее при больших токах и слабее - при малых. Такое поведение изолиний φ (и n_e) объясняется тем, что скорость выхода ионов из отверстия меньше, чем скорость их выпадения на стенки (с ростом тока растет и разница этих двух скоростей). Понижения

n_e (диффузионная составляющая в движении ионов) и φ (подвижная составляющая) в сторону отверстия оказываются, меньшими, чем соответствующие понижения в сторону стенки.

Близость расчетных и экспериментальных вольт-амперных характеристик, приведенных на Рис.4, позволяет сделать вывод об адекватности представляемой модели.

Список литературы

1. Белан Н.В., Ким В.П., Оранский А.И., Тихонов В.Б. Стационарные плазменные двигатели. - Харьков, ХАИ, 1989, 315 с.
2. Белан Н.В., Оранский А.И., Бахмет Г.К., Нестеренко С.Ю. Катоды электрореактивных двигателей. - Харьков.: ХАИ, 1984, 105 с.
3. Белан Н.В., Нестеренко С.Ю., Оранский А.И. Функция распределения электронов по энергии и особенности эмиссии электронов в плазменных полых катодах. - В кн.: VI Всес. симпозиум по сильноточной электронике. Тез. докл. Ч. I. - Новосибирск, 1986, с. 26 - 28.
4. Нестеренко С.Ю., Оранский А.И. Пространственно-кинетическая диффузионная модель процессов в газоразрядном полом катоде. - В кн.: VI Всес. конф. по плазменным ускорителям и ионным инжекторам. Тез. докл. - Днепропетровск, 1986, с. 59 - 60.
5. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. - М.: Наука, 1979, 528 с.
6. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочник по атомной и молекулярной физике. - М.: Атомиздат, 1980, 240 с.
7. Смирнов Б.М. Физика атома и иона. - М.: Энергоатомиздат, 1986, 216 с.

Функция распределения электронов по энергии.

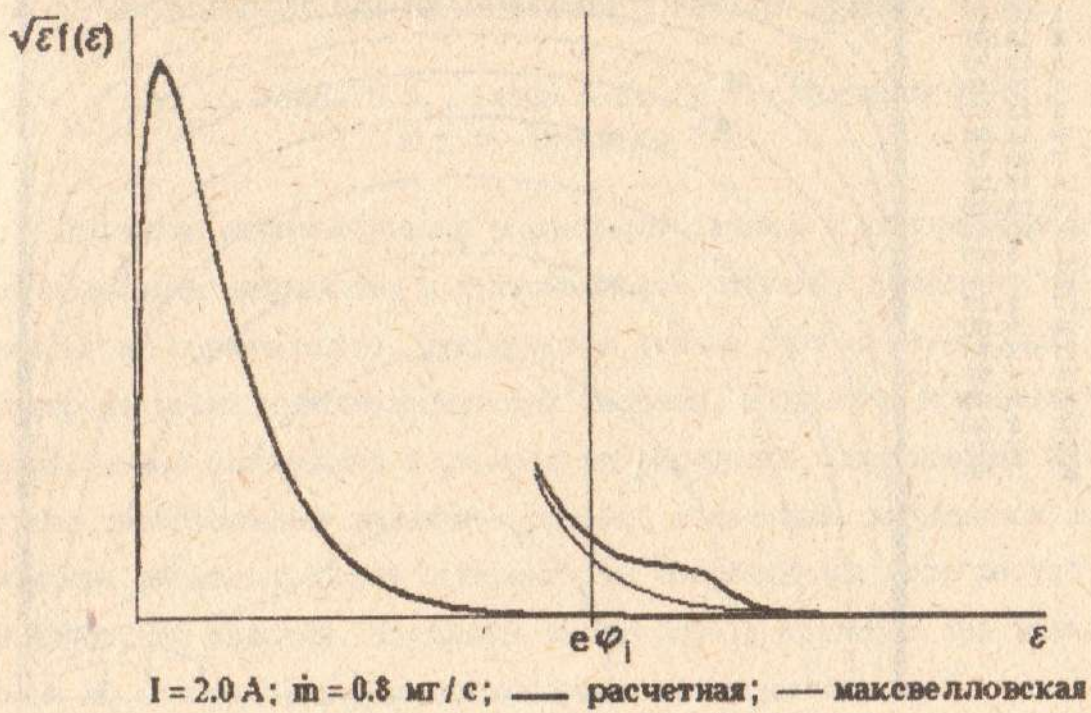


Рис. 1

Функция распределения электронов по энергии.

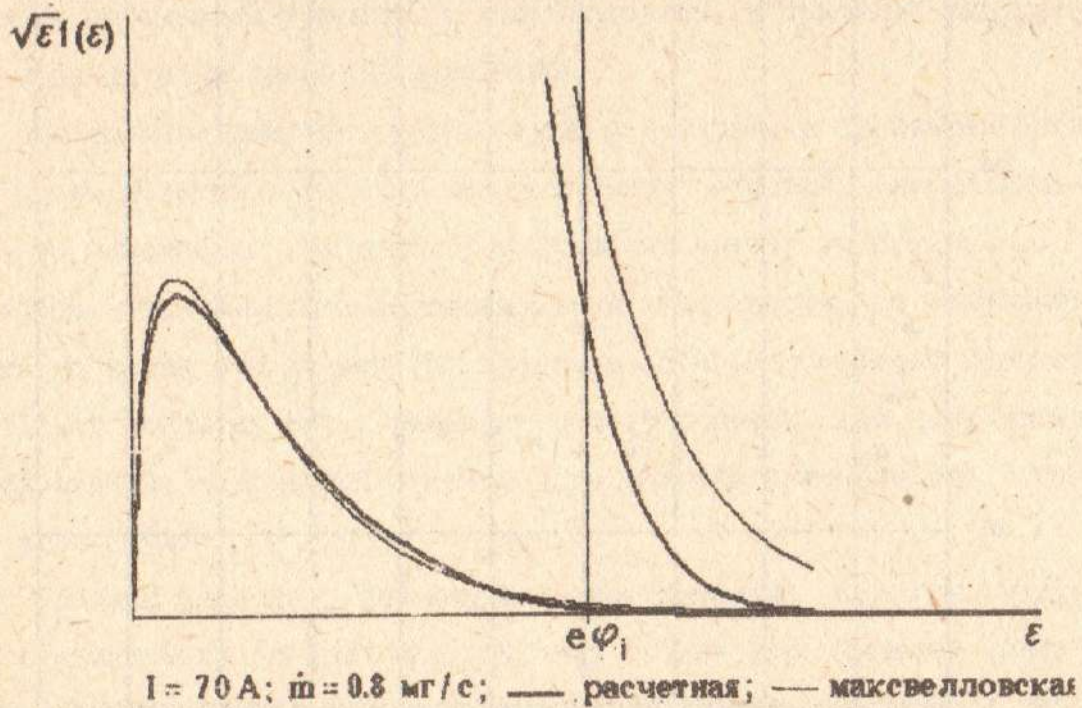


Рис. 2

Распределение потенциала в полости катода.

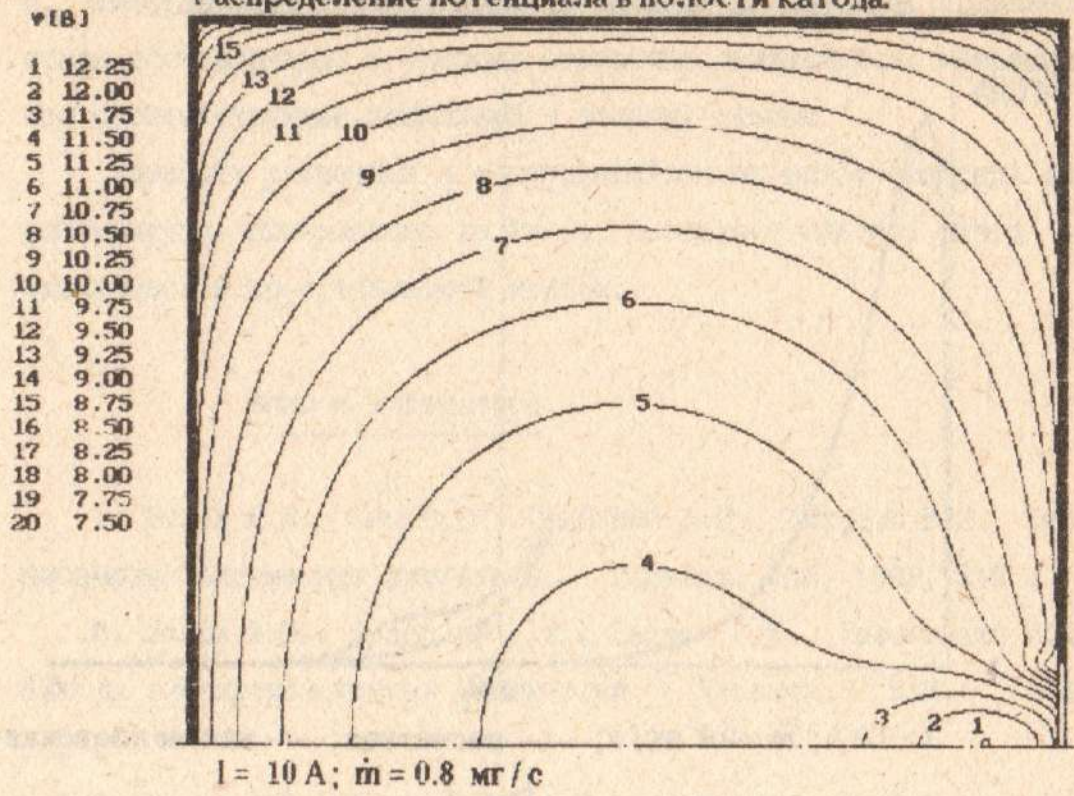


Рис. 3

Вольт-амперная характеристика.

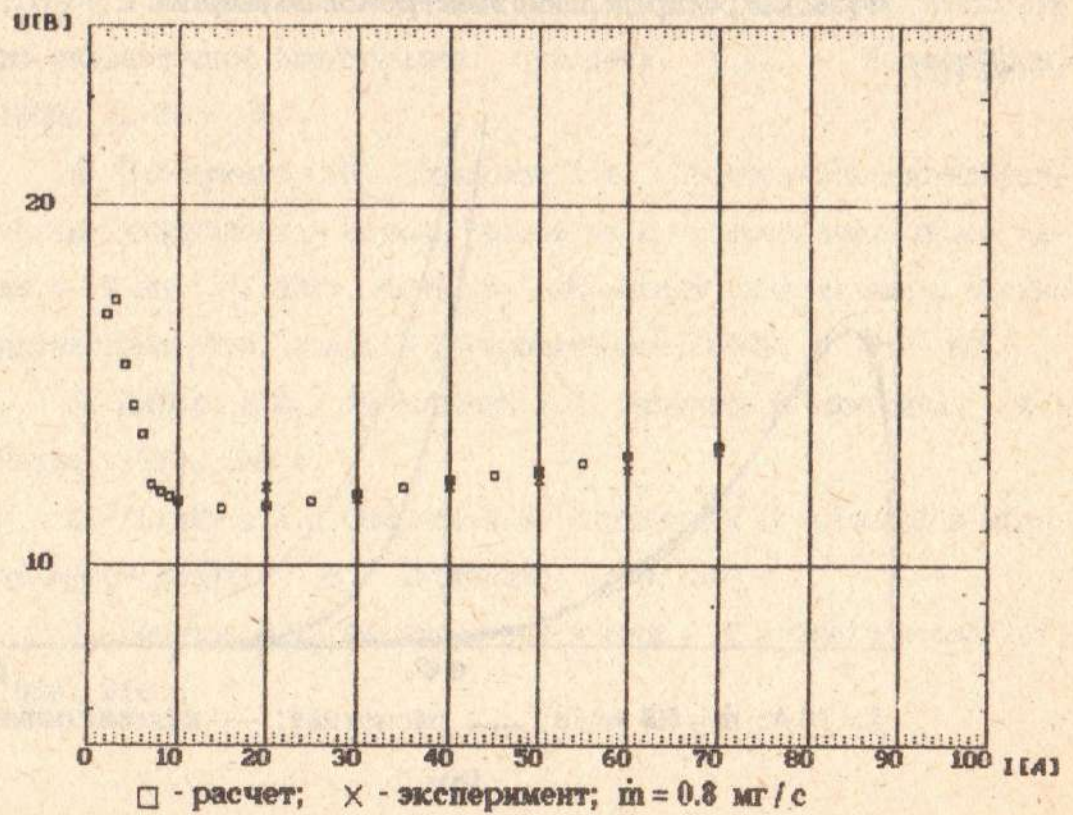


Рис. 4