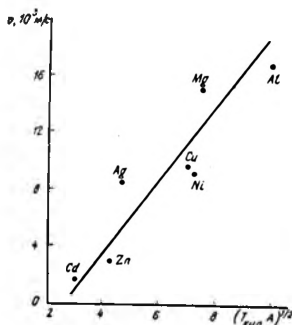


К ВОПРОСУ О ПРОИСХОЖДЕНИИ КАТОДНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ

Высокоскоростные потоки плазмы, исходящие из катодной области вакуумных дуг, были обнаружены Р. Танбергом в 1930 г. [1]. Их исследованию посвящена обширная литература, подробный обзор которой можно найти в [2]. Наибольшего доверия, по-видимому, заслуживают результаты работы [3], авторы которой, используя маятниковый метод, измерили средние скорости потоков плазмы v в дугах на семи различных металлах. Однако выдвинутый в [3] механизм ускорения катодных струй, основанный на предположении о бугре потенциала вблизи катода, является достаточно искусственным, на что неоднократно указывалось [2—5].



Зависимость экспериментальных значений скорости v катодных плазменных струй [3] от параметра $(T_{\text{кип}} A)^{1/2}$

В настоящем сообщении приводятся некоторые аргументы в пользу термического происхождения катодных плазменных струй, которое было подвергнуто сомнению из-за неспособности объяснить большие значения их скорости, оказавшиеся, как впоследствии выяснилось, сильно завышенными [2, 3]. При термическом механизме образование катодных потоков плазмы непосредственно связывается с обычным термическим испарением в вакуум материала катода вследствие его локального разогрева катодным пятном. Поток пара частично ионизируется в катодном пятне. Определенная доля ионов, ускоренных катодным падением потенциала, возвращается на катод и сообщает ему энергию, необходимую для поддержания процесса испарения. Однако нейтральные атомы и те ионы, которые образовались в периферийном слое зоны

ионизации, будут продолжать движение в направлении от катода, увлекая за собой электроны. Струйный характер этих плазменных потоков обусловлен скачкообразным движением катодного пятна и его достаточно сложной структурой. Очевидно, при термическом механизме средняя скорость катодных плазменных струй v не должна сильно отличаться от средней скорости теплового движения испаряющихся атомов и, следовательно, будет связана с температурой кипения $T_{\text{кип}}$ материала катода соотношением

$$1/2 \cdot m v^2 = 3/2 \cdot k T_{\text{кип}}, \quad (1)$$

где m — масса атома; k — постоянная Больцмана.

Если воспользоваться атомным весом A , то соотношение (1) даст простую формулу для оценок скорости катодных струй:

$$v = 1,58 \cdot 10^2 (T_{\text{кип}} A)^{1/2}. \quad (2)$$

Из формулы (2) следует, что скорость катодных плазменных струй должна быть прямо пропорциональна параметру $(T_{\text{кип}} A)^{1/2}$. График, построенный по данным работы [3], показывает, что экспериментальные точки достаточно хорошо группируются возле прямой, подтверждая тем самым общий характер закономерности, вытекающей из термического механизма. В пользу термического происхождения катодных струй свидетельствует и то, что скорость плазмы не зависит от направления движения, а распределение интенсивности плазменных потоков по углам хорошо согласуется с законом косинуса [3].

Конечно, при более точном теоретическом рассмотрении необходимо учитывать также влияние электрического и магнитного полей на динамику струй и специфику структуры катодных пятен, связанную с их типом. Интересная попытка построения последовательной теории катодных плазменных струй была недавно предпринята в работе [5].

Абсолютная величина скорости катодных струй v , рассчитанная по формуле (2), примерно в четыре раза меньше измеренной в [3]. Так, для кадмия формула (2) дает значение $v = 0,48 \cdot 10^3$ м/с. Интересно, что этот результат хорошо согласуется с экспериментальной оценкой ($v = 0,5 \cdot 10^3$ м/с), полученной в [4] по размерам светящейся области кадмиевой дуги в поперечном магнитном поле. Не исключено, что маятниковые измерения не свободны от систематической погрешности, возможность которой допускают и сами авторы [3]. Тогда различие рассчитанных и измеренных значений скорости катодных струй можно было бы отнести за счет этой погрешности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tanberg R. — Phys. Rev., 1930, v. 35, p. 1080.
2. Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги. — М., 1968.
3. Плюто А. А., Рыжков В. Н., Капин А. Т. — ЖЭТФ, 1964, т. 47, вып. 8, с. 494.
4. Граков В. Е. — Вестн. Белорусского ун-та. Сер. I, мат., физ., мех., 1978, № 1, с. 38.
5. Любимов Г. А. — В сб.: Экспериментальные исследования плазматронов. — Новосибирск, 1977.

Поступила в редакцию
07.06.79.

Кафедра физической оптики

УДК 681.142.621

К. П. КУРЕЛЧНИК, А. М. САРЖЕВСКИЙ

ИМПУЛЬСНЫЙ КОРРЕКТОР ТЕМНОВОГО ТОКА В ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВАХ

Сигнал, генерируемый фоточувствительным устройством (например, фотоэлектронным умножителем — ФЭУ), как правило, состоит из смеси

$$A(t) = B(t) + C(t), \quad (1)$$

где $B(t)$ — полезная, а $C(t)$ — шумовая части сигнала.

Составляющая $C(t)$ представляет собой смесь как темнового тока ФЭУ, так и тока, вызванного внешними причинами (засветка, рассеянный свет и т. д.). Уровень $C(t)$ может превышать в некоторых случаях (особенно при атомно-абсорбционных измерениях, использующих неплазменные атомизаторы) полезный сигнал в десятки раз, существенно увеличивая погрешности измерения.

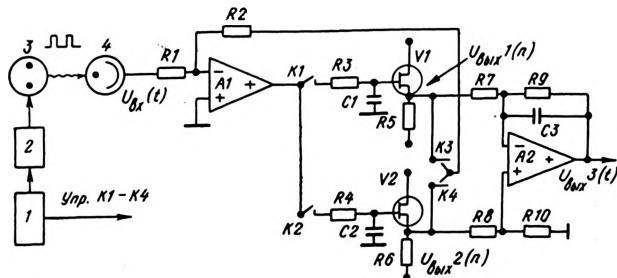


Рис. 1. Структурная схема импульсного корректора темнового тока ФЭУ