

Некоторые характеристики модулятора

$\lambda, \text{эВ}^{-1}$	$\varepsilon_g - h\nu, \text{эВ}$	$\alpha_0 d$	$d, \text{см}$	$E_1, \text{кВ/см}$	$E_2, \text{кВ/см}$	$\chi, \%$	$m, \%$	$\eta, \%$	$\frac{I(E_1)}{I}, \%$	Тип материала
196	$6 \cdot 10^{-3}$	2	—	16,4	7,4	7	93	43	21	С экспоненциальной формой края
196	$6 \cdot 10^{-3}$	5	—	10,7	8,0	7	100	21	10	
196	$14 \cdot 10^{-3}$	5	—	20,5	6,1	6	90	50	26	
440	$6 \cdot 10^{-3}$	2	—	7,5	1,9	8	95	60	29	
	$1 \cdot 10^{-2}$	—	0,3	4,5	1	5	71	70	45	С идеальной формой края
	0	—	10^{-3}	4,5	4	27	23	28	54	
	0	—	10^{-3}	10	4	10	11	10	45	
	0	—	10^{-3}	40	4	2	4	2	28	

Авторы благодарны Л. А. Кочегаровой за выполнение основных вычислений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lambert L. M. Phys. Rev., 138, A1569, 1965.
2. Franz W. Zs. Naturforsch., 13A, 484, 1958.
3. Redfield D., Fromowitz M. Appl. Phys. Lett., 11, 138, 1967.
4. Субашиев В. К., Чаликян Г. А. «Физика твердого тела», 11, 2495, 1969.

Поступила в редакцию
12.6 1970 г.

НИИЯ

УДК 517.925

А. И. КРОХИНА, В. С. АЗАРОВ, Л. ЭТТЕМАДИ

**О СТРУКТУРЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК — ОСАДКОВ,
ПОЛУЧЕННЫХ КАТОДНЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ**

Катодное распыление ионами дугового разряда при низких давлениях экспериментально проводилось в трехэлектродной трубке. Распыляемая мишень была под высоким отрицательным потенциалом относительно низковольтной плазмы дугового разряда, между накаливаемым катодом и анодом A_3 (рис. 1). Коллектором служила специальная камера, как и в [1] состоящая из внешней и внутренней пластин-приемников, распыляемого вещества и электронов, летящих со стороны катода.

На внешней слюдяной пластине была диафрагма диаметром 3 мм, всегда расположенная на пути пучка быстрых электронов параллельно плоскости катода — мишени. В качестве внутреннего приемника могли служить или пластины из любого вещества, или тонкие бесструктурные угольные пленки-подложки. На внутреннюю пластину можно было подавать потенциалы любого знака от нуля до 10 тыс. в (см. рис. 1). Расстояние между пластинами l_2 и величина напряженности магнитного поля в каждом случае брались такими, чтобы электронный пучок, проникающий в камеру через диафрагму в первой пластине, отклоняясь однородным магнитным полем, не выходил из площади второй пластины. Изучение структуры осадков, образующихся на обеих пластинах, проводили, как и в [2], с помощью электронограмм.

В газоразрядном промежутке катод-коллектор могут происходить сложные процессы ионизации, как атомов рабочего газа, так и атомов распыляемого вещества и коллектора [3]. При $p=1 \cdot 10^{-2} - 1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. длина свободного пробега электронов λ_e много больше расстояния катод-коллектор l , поэтому электроны долетают до пластин коллектора без столкновений; следовательно, они на своем пути не производят ионизации. Ионизаторами являются кванты рентгеновского излучения, образующиеся при торможении быстрых электронов на коллекторе. Если пронизывающее атом рентгеновское излучение имеет настолько короткую длину волны, то что может удалить

Возникает вопрос, почему распыленные атомы мишени, ионизируясь квантами рентгеновского излучения и обращаясь в положительные ионы, не распространяются на коллектор с большим отрицательным потенциалом? По-видимому, это объясняется тем, что в потоке электронов и особенно при торможении их может происходить как нейтрализация положительных ионов, так и перезарядка их в отрицательные ионы, которые тормозятся одновременно с электронными. Процессы фотоионизации различных атомов и рекомбинации ионов на поверхности внешнего коллектора являются главными причинами нарушения стехиометрии в пленке-осадке в сравнении с составом вещества, распыленного в газовом разряде при низких давлениях как в атмосфере воздуха, так и в инертных газах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Крохина А. И. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астроф., 11, № 3, 338, 1970.
2. Крохина А. И. «Изв. АН СССР», сер. физич., 32, 1075, 1968.
3. Энгель А., Штейнбек М. Физика и техника электрического разряда в газе, т. 1. Объедин. научно-технич. изд-во ККТП, 1935.

Поступила в редакцию
24.9 1970 г.

Кафедра
электроники

УДК 621.317.32.015.33

А. Я. ГОЙХМАН, М. И. ГРЯЗНОВ, В. Н. КАЛИНИН

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СВЕРХКОРОТКИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ИНТЕГРАЛЬНЫМ МЕТОДОМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭФФЕКТА ФРАНЦА—КЕЛДЫША

В работе [1], где нами была предложена идея метода регистрации и определения параметров сверхкоротких электрических импульсов (СКИ) путем «наложения» их на световую несущую с помощью электрооптического модулятора на основе эффекта Франца—Келдыша, указывалось, что одним из путей получения информации о параметрах СКИ может быть развитый в радиотехнике интегральный метод измерения параметров импульсов [2].

Принцип измерения параметров СКИ поясняется схемой на рис. 1.

Интенсивность света I_i , прошедшего через одиночный модулятор, определяется известным выражением

$$I_i = I_0 \exp[-\alpha_i (E_{cmi} - E) d_i], \quad (1)$$

где I_0 — интенсивность падающего на модулятор излучения, d_i — длина кристалла в направлении луча света, $\alpha(E)$ — коэффициент поглощения света в электрическом поле напряженности E , E_{cmi} — напряженность постоянного электрического поля.

Определяемое при логометрическом способе реализации интегрального метода отношение интенсивностей прошедшего излучения в паре модуляторов в зависимости от амплитуды и исследуемого СКИ для материала модулятора с экспоненциальной формой края полосы поглощения имеет вид

$$h = \exp \left\{ -\alpha \left[d_1 \exp \left(\frac{u_{cm1} - u}{I_1 E_0} \right)^2 - d_2 \exp \left(\frac{u_{cm2} - u}{I_2 E_0} \right)^2 \right] \right\}, \quad (2)$$

где α — коэффициент поглощения света в отсутствие электрического поля, $E_0^2 = 24\mu(e\hbar)^{-2}\lambda^{-3}$, μ — приведенная эффективная масса носителей заряда, λ — параметр, характеризующий крутизну края полосы поглощения.

В случае материала с идеальной формой края