

Рис. 2. Схема ЭОП с электростатической фокусировкой: 1 — входная волоконно-оптическая пластина (ВОП); 2 — фотокатод; 3 — выходная ВОП; 4 — экран; 5 — анод.

тактом соединяется с входной ВОП второго модуля. Двухмодульные ЭОП обеспечивают усиление яркости до $(4-6) \cdot 10^3$ кд/м²·лк при разрешении в центре экрана до 50 пар линий/мм и до 25—30 пар линий/мм у краёв экрана. При таких усилениях возможна регистрация вылета из фото катода отд. электронов, поэтому дальнейшее усиление яркости нецелесообразно, т. к. не расширяет объёма преобразуемой информации.

Наряду с усовершенствованием ЭОП с электростатич. фокусировкой совершенствовались плоские приборы. Особенно высокие параметры получены у плоских ЭОП (рис. 3), в к-рых перенос изображения с катода на экран осуществляется канальным вторичным электронным умножителем — микроканальной пластиной (МКП). Микроканальные пластины, изготовляемые из стекла с высоким коэф. вторичной эмиссии, усиливают проходящий сквозь каналы электронный поток в $\sim 10^3$ раз. За счёт усиления в МКП общий коэф. преобразования ЭОП достигает $(20-25) \cdot 10^3$ при разрешении до 40 пар линий/мм.

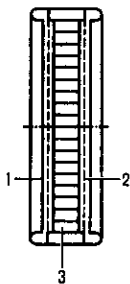


Рис. 3. Схема ЭОП с микроканальной пластиной: 1 — фотокатод; 2 — экран; 3 — микроканальная пластина.

ЭОП с магн. фокусировкой не получили широкого распространения из-за громоздкости и большого веса магн. фокусирующих систем.

Рентг. ЭОП (РЭОП) существенно отличаются от оптических. В них происходит трёхкратное преобразование изображения: оптич. изображение, получаемое на первичном люминесцентном экране за счёт рентг. лучей, прошедших сквозь исследуемый объект, возбуждает фотоэлектронную эмиссию фото катода; электронное изображение электрич. полем переносится на выходной люминесцентный экран, возбуждая его свечение. Первичный люминесцентный экран формируется на тонкой прозрачной плёнке, на обратной стороне к-рой создается фотокатод, что обеспечивает перенос изображения с первичного экрана на фотокатод с мин. искажениями. Электронное изображение с фото катода переносится на экран с десятикратным уменьшением. Общее усиление в РЭОП достигает неск. тысяч кд/м²·лк.

В нек-рых типах ЭОП изображение регистрируется матрицей из электроночувствит. элементов (в количестве 10—100), используемой вместо люминесцентного экрана.

ЭОП применяются в ИК-технике, спектроскопии, медицине, ядерной физике, телевидении, для преобразования УЗ-изображения в видимое (см. *Визуализация звуковых полей*).

Лит.: Козелкин В. В., Усольцев И. Ф., Основы инфракрасной техники, 3 изд., М., 1985; Зайдель И. Н., Куренков Г. И., Электронно-оптические преобразователи, М., 1970.

А. А. Жигарев.

ЭЛЕКТРОННО-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — см. *Электрон-фононное взаимодействие*.

ЭЛЕКТРОННО-ФОТОННЫЕ ЛИВНИ (электромагнитные каскады, электронно-фотонные лавины) — группы генетически связанных частиц, обусловленные многократными последовательными актами взаимодействия электронов и фотонов высоких энергий с веществом. Электрон достаточно высокой энергии ϵ_0 , попадая на слой вещества,

испускает фотон (см. *Тормозное излучение*), к-рый в дальнейшем способен породить электрон-позитронную пару (см. *Рождение пар*) или испытать комптоновское рассеяние (см. *Комптона эффект*, *Гамма-излучение*). Компоненты пары вновь испускают тормозные фотоны и т. д. Процесс «размножения» частиц лавинообразно нарастает до тех пор, пока ср. энергия родившихся частиц не упадёт до критич. энергии ϵ (табл.), ниже к-рой *ионизационные потери* энергии преобладают над потерями на тормозное излуче-

Вещество	Z	$t_{0, \epsilon}^2$ Г/см ²	ϵ , МэВ
H ₂	1	61,28	251
C	6	42,70	74,5
Al	13	24,01	38,8
Cu	29	12,86	18,04
Pb	82	6,37	7,4
U	92	6,00	6,5
Воздух	(20° С, 1 атм)	36,66	67
Вода		36,08	71,8
Ядерная эмульсия		11,4	16,4

ние (*радиационными потерями*). После достижения максимума числа частиц, к-рое пропорционально ϵ_0/ϵ , лавина начинает затухать из-за поглощения частиц за счёт ионизаци. потерь.

Аналогичные лавины порождаются фотонами с энергией $\epsilon_0 > 2m_e c^2$, где m_e — масса электрона, а также более тяжёлыми заряж. частицами, напр. *мюонами*, создающими тормозные фотоны или порождающими электрон-позитронные пары. Однако для тяжёлых (массивных) частиц сечения соответствующих процессов малы. Напр., сечение тормозного излучения обратно пропорционально квадрату массы t частицы: $(m_e/m)^2$.

Помимо продольного развития лавина распадается в поперечном направлении из-за многократного кулоновского рассеяния электронов, причём поперечный размер Э.-ф. л. много меньше продольного.

Как продольное, так и поперечное развитие Э.-ф. л. резко зависит от ат. номера Z вещества. Однако если ввести спец. масштаб, то свойства Э.-ф. л. в разл. веществах становятся близкими. Такими характеристичными переменными являются радиационная, или лавинная, единица длины t_0 (табл.) и т. н. мольеровский радиус $r_0 = (\epsilon_s/\epsilon) t_0$ ($\epsilon_s = 21$ МэВ), определяющий среднеквадратичный радиус ливня $\sqrt{\langle r^2 \rangle} \sim r_0$ и среднеквадратичный угол рассеяния $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} \sim 0,7 (\epsilon_s/\epsilon) \sqrt{t}$ для частиц с энергией ϵ или $0,7 (\epsilon_s/\epsilon) \sqrt{t}$ для полного числа частиц вблизи максимума ливня и на больших глубинах t .

Каскадная теория. Теоретич. описание ливня состоит в нахождении числа электронов и фотонов с энергией ϵ на глубине t , т. е. ф-ций $\mathcal{P}(\epsilon_0, \epsilon, t, \theta)$ и $\Gamma(\epsilon_0, \epsilon, t, \theta)$. Для практич. целей часто достаточно знать зависимость ср. числа частиц от глубины, независимо от их угл. распределения, т. н. каскадную кривую. Эта кривая вычисляется путём решения кинетич. ур-ний

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial t} = & 2 \int_{\epsilon}^{\epsilon_0} \Gamma(t, \epsilon', \epsilon_0) W_p(\epsilon', \epsilon) d\epsilon' + \\ & + \int_{\epsilon}^{\epsilon_0} \mathcal{P}(t, \epsilon', \epsilon_0) W_e(\epsilon', \epsilon' - \epsilon) d\epsilon' - \\ & - \int_0^{\epsilon} \mathcal{P}(t, \epsilon, \epsilon_0) W_e(\epsilon, \epsilon') d\epsilon' - \epsilon \frac{\partial \mathcal{P}(t, \epsilon, \epsilon_0)}{\partial \epsilon}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} = \int_{\epsilon}^{\epsilon_0} \mathcal{P}(t, \epsilon', \epsilon_0) W_e(\epsilon', \epsilon) d\epsilon' - \int_0^{\epsilon} \Gamma(t, \epsilon, \epsilon_0) W_p(\epsilon, \epsilon') d\epsilon'. \quad (2)$$

Здесь $W_e(\epsilon', \epsilon)$ и $W_p(\epsilon', \epsilon)$ — соответственно вероятности процессов тормозного излучения и рождения пар фотонами, а член $\epsilon \partial \mathcal{P} / \partial \epsilon$ описывает ионизаци. потери.