

04
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

P - 404

Ю.К. Акимов

АМПЛИТУДНЫЕ И ВРЕМЕННЫЕ
ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСОВ
СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЕТЧИКОВ

/ Обзор /

Дубна. 1959 год

04

Р - 404

Ю.К. Акимов

**АМПЛИТУДНЫЕ И ВРЕМЕННЫЕ
ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСОВ
СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЕТЧИКОВ**

/ Обзор /

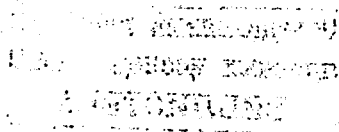
С о д е р ж а н и е

Введение

1. Флуктуации потерь энергии частицы в веществе сцинтиллятора.
2. Конверсионная эффективность сцинтилляторов.
3. Оптическая эффективность сцинтилляторов.
4. Выход фотоэлектронов.
5. Умножение электронов.
6. Флуктуации в амплитуде импульсов фотоумножителей.
7. Временные характеристики сцинтилляторов.
8. Форма импульса тока фотоумножителя.
9. Форма импульса напряжения фотоумножителя.
10. Шумовые импульсы.
11. Вопросы питания фотоумножителей.
12. Влияние магнитного поля и излучений.
13. Постоянство чувствительности фотоумножителей.

Приложения

Литература



В в е д е н и е

Регистрация излучений с помощью сцинтилляционного счетчика является в настоящее время одним из наиболее распространенных методов экспериментальной ядерной физики. Сцинтилляционный счетчик представляет собою прибор, состоящий из сцинтиллирующего вещества, испускающего свет при прохождении через него ионизирующей частицы, и фотоумножителя, преобразующего световой импульс в электрический. Имеется много вариантов применения сцинтилляционного счетчика в эксперименте. В большинстве этих экспериментов сцинтилляционный счетчик используется для двух основных целей: как временной — для регистрации момента прохождения частицы через сцинтиллятор и как спектрометрический — для определения величины энергии, оставляемой частицей в веществе сцинтиллятора. Временные счетчики применяются в схемах временной селекции /схемы совпадений, временные анализаторы/, а спектрометрические — в схемах амплитудного анализа и дискриминации. Точность, или разрешающая способность схем временной селекции повышается с уменьшением длительности импульсов счетчика и, самое главное, с уменьшением разброса во времени, разделяющем момент появления импульса от момента прохождения частицы через сцинтиллятор. С уменьшением длительности импульсов уменьшаются также амплитудные искажения, так как убывает вероятность наложения импульсов друг на друга. Постоянство амплитуды импульсов облегчает условия работы временных схем, но оно не является таким обязательным, как в случае амплитудной селекции. Амплитуда импульсов спектрометрического счетчика должна быть стабильной и пропорциональной ионизационным потерям.

Амплитуда и длительность, амплитудный и временный разброс импульсов определяются процессом формирования импульсов, а также рядом внешних факторов, оказывающих влияние на эти процессы. Первым процессом является взаимодействие заряженной частицы с атомами вещества, в результате которого частица теряет часть или всю свою энергию, распределяющуюся по разным каналам. Только небольшая доля энергии, оставленной в веществе сцинтиллятора, переходит /1/ затем в энергию сцинтилляционной вспышки. Коэффициент $\eta = \frac{\Delta E_c}{\Delta E}$, определяющий отношение энергии вспышки ΔE_c и полной потери энергии частицы в веществе ΔE , называется конверсионной эффективностью. Световая

вспышка состоит из фотонов разной энергии. Если E_{ϕ} - средняя энергия фотонов, то число фотонов в световой вспышке можно принять равным $N_0 = \frac{\Delta E_{\phi}}{E_{\phi}}$. В процессе передачи фотонов от места вспышки сцинтилляции к фотокатоду количество фотонов уменьшается. Коэффициент Ω , показывающий долю собранных на фотокатод фотонов, называется оптической эффективностью сцинтиллятора. Процесс выбивания электрона отдельным фотоном идет с некоторой вероятностью ρ , называемой квантовым выходом фотокатода. Образовавшиеся фотоэлектроны собираются на первый диод с некоторой эффективностью $\mu < 1$. В процессе вторичной эмиссии на системе диодов число электронов увеличивается в K раз, где K - коэффициент усиления умножителя.

В результате на анод фотоумножителя поступает при каждой сцинтилляционной вспышке заряд

$$Q = \Delta E \cdot \frac{\eta \Omega \rho \mu}{E_{\phi}} \cdot K e, \quad (11)$$

Величина $\Gamma = \frac{\eta \Omega \rho \mu}{E_{\phi}}$ представляет собой полную конверсионную эффективность [2]

Каждый из рассмотренных процессов, которые в первом приближении можно считать независимыми, имеет статистический характер, приводящий к разбросу величин ΔE , Γ и K . Флуктуации величины Q вызывают амплитудные и временные флуктуации импульсов напряжения U , связанных с зарядом дифференциальным уравнением:

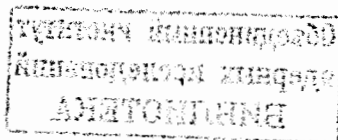
$$\frac{dQ}{dt} = I(t) = \frac{U}{R} + C \frac{dU}{dt}, \quad (12)$$

где R - омическое сопротивление, а C - паразитная емкость в аноде фотоумножителя.

Ниже подробно рассмотрены факторы, обуславливающие амплитудный и временной разброс импульсов в каждом процессе. Изложение основано на результатах многих экспериментальных работ, выполненных в последние годы.

1. Флуктуации потерь энергии частицы в веществе сцинтиллятора

Потери энергии заряженной частицей в веществе обусловлены тремя процессами: столкновениями частицы с атомными электронами /ионизационные потери/, радиационным излучением, ядерными взаимодействиями [3]. Потерями на



радиационное излучение можно пренебречь, если энергия частицы мала по сравнению с величиной $\frac{m}{m_e} \cdot mc^2$, где m - масса частицы, а m_e - масса электрона. Для тяжелых частиц, у которых $m \gg m_e$, ионизационные потери являются основным источником потерь энергии.

Флуктуации ионизационных потерь^{14/} связаны с характеристической величиной

$$G = \frac{2Cm_e c^2 \chi}{\beta^2 E_m'} \quad , \quad /3/$$

где $C = 0,15 \frac{Z}{A}$, Z - атомный номер и A - атомный вес вещества, m_e - масса электрона, E_m' - максимальная энергия, передаваемая атомному электрону, β - скорость частицы, а χ - толщина поглотителя в $г/см^2$. Для значений $G \gg 1$ спектр ионизации имеет вид функции Гаусса со средним значением, равным $\frac{dE}{d\chi} \cdot \chi$ и дисперсией $\Delta = \sqrt{\chi} \cdot \rho$, где

$$\rho = \sqrt{\frac{2Cm_e c^2 E_m' (1 - \frac{\beta^2}{2})}{\beta^2}} \quad . \quad /4/$$

Условие $G \gg 1$ эквивалентно требованию $\Delta \gg E_m'$, то есть максимальная энергия, передаваемая атомному электрону, должна быть меньше величины дисперсии Δ . Если же $G < 1$, то в одном соударении появляется возможность большой передачи энергии с образованием δ -электронов, в результате чего в спектре ионизации $\Phi(\Delta E)$ появляется "хвост" в сторону больших потерь /рис. 1/. На рис. 1 введены следующие обозначения: $\tilde{\Delta}$ - ширина на полувысоте, ΔE_6 - значение наиболее вероятных потерь, ΔE_{10} - значение энергетических потерь, выше которых число событий составляют примерно 10%.

На рис. 2 приведена для разных β зависимость относительной полуширины кривых распределения $\frac{\tilde{\Delta}}{\Delta E_6}$ от толщины органического сцинтиллятора $\chi \frac{2}{см^2}$. Расчет был проведен по методу, изложенному в /3/ для однозарядной частицы. Из рис. 2 видно, как с уменьшением толщины сцинтиллятора или с увеличением скорости частицы растут статистические флуктуации величины ионизационных потерь. Например, при $\beta = 0,3$ для $\chi = 1$ относительная полуширина $\frac{\tilde{\Delta}}{\Delta E_6} = 5\%$, а для $\chi = 0,2$ $\frac{\tilde{\Delta}}{\Delta E_6} = 10\%$. При постоянной толщине сцинтиллятора $\chi = 1 \frac{2}{см^2}$ изменение скорости частицы от $\beta = 0,3$ до $\beta = 0,7$

приводит к повышению относительной полуширины от 5% до 20%. При этом кривая распределения становится все более асимметричной, сдвигаясь в сторону больших потерь. Последний случай иллюстрируется на рис. 3, на котором показана зависимость отношения $\frac{\Delta E_{10} - \Delta E_0}{\Delta E_0}$ от β при $\chi = 1 \frac{2}{\text{см}^2}$. Например, для $\beta = 0,3$ это отношение составляет всего лишь $\sim 3\%$, в то время как для $\beta = 0,7$ оно равно $\sim 20\%$, а для $\beta = 0,95$ $\frac{\Delta E_{10} - \Delta E_0}{\Delta E_0} = 70\%$.

Чтобы уменьшить флуктуации энергетических потерь, следует увеличить толщину сцинтиллятора. Однако это связано как с чисто техническими ограничениями, так и с ограничениями, вызываемыми ядерными взаимодействиями. Полное сечение неупругого взаимодействия для углерода при энергии бомбардирующих протонов в области 100-700 Мэв составляет $\sigma_H \approx 0,22 \cdot 10^{-24} / 5-7$. Отсюда вероятность неупругого ядерного взаимодействия W в сцинтилляторе толщиной 1 г/см² равна $W = \frac{N}{A} \sigma_H = \frac{6,05 \cdot 10^{23}}{12} \cdot 0,22 \cdot 10^{-24} = 0,011$. Основная часть ядерных взаимодействий, особенно при малых β , относится к процессам звездообразования. При пробеге частицы порядка толщины сцинтиллятора образование звезды может привести к уменьшению ионизационных потерь за счет передачи некоторой доли энергии нейтральным частицам. Если же толщина сцинтиллятора значительно меньше пробега, то образование звезды будет, как правило, сопровождаться возрастанием ионизационных потерь за счет сильно ионизирующих продуктов ядерного расщепления. Практически толщина сцинтиллятора выбирается с учетом условий и целей эксперимента.

Отметим, что флуктуации для частиц с зарядом, большим единицы, уменьшаются, поскольку ионизационные потери пропорциональны квадрату заряда.

2. Конверсионная эффективность сцинтилляторов

Конверсионная эффективность η разных сцинтилляторов обычно сравнивается с конверсионной эффективностью антрацена η_a . Этот выбор был сделан не совсем удачно, так как трудно изготовить чистые кристаллы антрацена. В связи с этим полученные разными авторами значения η_a различаются между собой. В среднем для быстрых частиц $\eta_a \approx 0,04$, что соответствует расходу энергии 65 эв на фотон со средней длиной волны 4450 Å.^{18,9/} Для стильбена $\eta_c = 0,6 \eta_a$. В последнее время сцинтилляционный выход чаще стали приводить

по отношению к стильбену, так как последний можно изготовить более совершенным, чем антрацен. Для жидких и пластических ^{/10/} сцинтилляторов конверсионная эффективность составляет $0,5 \div 0,8 \zeta_c$.

Конверсионная эффективность определяется не только веществом сцинтиллятора, но и степенью ионизации ^{/11-13/}. На рис. 4 показан относительный световой выход при разных значениях ионизационных потерь ^{/13/}. По оси абсцисс взята обратная величина ионизационных потерь, умноженная на 1000. Кривая дана для антрацена. Предполагается, что эффект насыщения сильно не меняется при переходе от одного органического сцинтиллятора к другому. На рис. 4 нанесены также точки, измеренные ^{/14/} для пластического сцинтиллятора. Из рис. 4 видно, что эффекты насыщения для антрацена и пластического сцинтиллятора близки друг к другу. Насыщение отсутствует, если величина удельных ионизационных потерь не превышает $\sim 10 \text{ Мэв см}^2/\text{г}$.

Влияние удельных ионизационных потерь энергии возбуждающих частиц на эффективность отдельных сцинтилляторов принято определять величиной, получаемой путем сравнения отношения выхода сцинтилляции к энергии для α -частиц $P_0 (E=5,3 \text{ Мэв})$ с соответствующим отношением, расположенным в области линейности, для электронов с энергией $E \approx 1,0 \text{ Мэв}$. Эта величина называется $\frac{\alpha}{\beta}$ -отношением.

Для органических сцинтилляторов она близка к 0,1. Однако наблюдались и исключения. Для жидких сцинтилляторов /терфенил в толуоле/ $\frac{\alpha}{\beta}$ -отношение уменьшалось с понижением концентрации растворенного вещества ^{/15/}.

Зависимость светового выхода $\frac{dS}{dx}$ от величины ионизационных потерь $\frac{dE}{dx}$ выражается формулой ^{/16-18/}

$$\frac{dS}{dx} = \frac{A \frac{dE}{dx}}{a + b \frac{dE}{dx} + c \left(\frac{dE}{dx}\right)^2}, \quad /5/$$

где A, b, a, c - некоторые коэффициенты, причем c - небольшая отрицательная величина. Если $\frac{dE}{dx} < 1000 \text{ Мэв см}^2/\text{г}$, то $c \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)^2 \approx 0$ и формула /5/ совпадает с формулой, приведенной в /1/. Однако при более высоких потерях энергии учет члена $c \left(\frac{dE}{dx}\right)^2$ становится обязательным. Например, при регистрации осколков деления наблюдалась ^{/18/} флуоресценция, в 10 раз превышающая вычисленную по формуле, приведенной в /1/, т.е. когда $c = 0$.

Переход энергии возбуждения в люминисценцию имеет характер, близкий, как это принято считать, к распределению по закону Пуассона.

Конверсионная эффективность понижается с ростом температуры. При изменении температуры от 15° до 25°C амплитуда импульсов от сцинтилляционного счетчика для антрацена уменьшается на 6%, для стильбена - 4%, пластика - 5%, $\text{NaI}(\text{Tl})$ - 3%, причем уменьшение за счет фотоумножителя составляет 2%^{/19/}. При понижении температуры от 0 до -100°C сцинтилляционный выход пластических сцинтилляторов повышается примерно на 20%. Однако при более глубоком понижении температуры сцинтилляция снова уменьшается^{/20/}.

Непрерывное интенсивное облучение сцинтиллятора уменьшает его конверсионную эффективность. Опубликованы данные для антрацена и пластических сцинтилляторов^{/21/}. Облучение сопровождается ухудшением прозрачности и уменьшением сцинтилляционного выхода за счет радиационных повреждений, причем последний эффект преобладает. Из работы /21/ можно оценить, например, что интенсивность свечения пластического сцинтиллятора, помещенного в протонный пучок с энергией 670 Мэв и плотностью 10^9 $1/\text{см}^2\text{сек}$, уменьшится вдвое через ~ 600 часов. Доза практически не зависит от мощности излучения. Для антрацена доза в 50 раз меньше.

3. Оптическая эффективность сцинтилляторов

Оптическая эффективность зависит от места вспышки сцинтилляции. Степень оптической неоднородности сцинтиллятора определяется следующими факторами:

1. Формой и размерами сцинтиллятора и световода.
2. Типом светособирающих стенок.
3. Поглощением в сцинтиляторе, стенках и световоде.

Наиболее простой и удобной в эксперименте является форма сцинтиллятора в виде параллелепипеда. Кроме того, параллелепипед в случае с прозрачными стенками является также лучшей формой, обеспечивающей оптическую однородность^{/22,23/}. В параллелепипеде с прозрачными стенками выходит в воздух та часть света, которая падает на поверхность под углом, меньшим угла пол-

ного внутреннего отражения δ_0 /рис.5/. Поскольку у параллелепипеда шесть граней, то из какой-либо точки, находящейся внутри параллелепипеда, можно построить шесть конусов с углом в вершине, равным δ_0 . Можно считать, что свет, идущий в этих конусах, теряется, за исключением света в конусе, направленном в сторону собирающей поверхности^{/24/}. Относительное количество света dR в элементе телесного угла $d\Omega$ при изотропном распределении составляет

$$dR = \frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \sin \delta d\delta. \quad /16/$$

Следовательно, в конусе с углом δ_0

$$R = \int_0^{\delta_0} \frac{1}{2} \sin \delta d\delta = \frac{1}{2} (1 - \cos \delta_0). \quad /17/$$

Таким образом, доля собранного света без учета поглощения в сцинтилляторе составляет^{/25/}

$$R_1 = 1 - 5R = \frac{1}{2} (5 \cos \delta_0 - 1). \quad /18/$$

Для двух собирающих плоскостей

$$R_2 = 1 - 4R = 2 \cos \delta_0 - 1. \quad /19/$$

Две собирающие плоскости можно получить, если на грань, противоположную собирающей, поместить зеркальный отражатель. Угол полного внутреннего отражения δ_0 связан с коэффициентом преломления n известным соотношением

$$\sin \delta_0 = \frac{1}{n}. \quad /10/$$

Для большинства органических сцинтилляторов $n \approx 1,5$. Из /8/ и /9/ получается $R_1 = 0,36$ и $R_2 = 0,49$. В работе /26/ при расчете количества собранного света принимается во внимание только та часть света, которая идет в двух конусах полного внутреннего отражения, направленных один вверх к отражающей поверхности, а другой вниз - к собирающей. При таком подходе из рассмотрения выпадает часть света, проходящая более сложный и длинный путь к собирающей поверхности. При наличии поглощения эта часть света теряется в первую очередь. С учетом поглощения можно считать, что из сцин-

тиллятора с верхней отражающей стенкой выходит примерно 30% образовавшегося света^{/23/}. Исключение будут представлять нижние точки сцинтиллятора, расположенные вблизи собирающей поверхности, оптически связанной с фотоумножителем. В этих точках почти половина всего света попадает на фотокатод без отражения от боковых стенок. Степень неоднородности счетчика принято выражать величиной

$$\Delta = \pm \frac{I_{\alpha}^{\text{макс.}} - I_{\alpha}^{\text{мин.}}}{I_{\alpha}^{\text{макс.}} + I_{\alpha}^{\text{мин.}}}, \quad /11/$$

где I_{α} - ток в аноде фотоумножителя, измеренный при облучении разных точек сцинтиллятора. Однородность счетчика можно улучшить, если передавать свет на фотокатод через световод, например, из плексигласа. На рис. 6 иллюстрируется случай, когда световод имеет форму параллелепипеда и является прямым продолжением сцинтиллятора^{/25/}. Если высота световода $l = d \operatorname{tg} \delta_0$, то свет из точки "а" и тем более из любой другой точки нижней грани сцинтиллятора не испытывает полного внутреннего отражения и не попадает непосредственно на нижнюю грань световода /точка "в"/ при углах $\gamma < \delta_0$, где углы берутся по отношению к боковым стенкам. Если же $\gamma > \delta_0$, то свет из точки "а" падает непосредственно на собирающую плоскость /точка "в"/, а свет из точки "а₁" после внутреннего отражения в точке "с" тоже поступает на собирающую плоскость. Следовательно, при высоте световода $l > d \operatorname{tg} \delta_0$ однородность светосбора улучшается за счет уменьшения света, поступавшего бы с нижней части сцинтиллятора непосредственно на фотокатод, если бы не было световода. Ограничение сверху на высоту l накладывается поглощением света самим световодом.

На практике световод редко имеет форму правильного параллелепипеда. Для больших сцинтилляторов боковым стенкам световода придают наклон с таким расчетом, чтобы нижняя грань световода соответствовала площади фотокатода. При этом желательна такая форма световода, чтобы не происходило уменьшение площади поперечников с приближением к фотокатоду. В противном случае сбор света уменьшается пропорционально уменьшению площади поперечников^{/26/}.

Из-за поглощения внутри сцинтиллятора свет от дальних по отношению к фотокатоду точек сцинтиллятора будет ослабляться сильнее, чем от ближних.

Покрытие стенок сцинтиллятора отражающими поверхностями не приводит к улучшению сбора света. Поскольку коэффициент отражения зеркальных стенок всегда меньше единицы /он различен для фотонов разной энергии/, то поглощение света стенками возрастает с удалением места сцинтилляции от фоточувствительной поверхности. При этом основным источником неоднородности являются проделывающие большой путь лучи с углом падения к боковым стенкам $\delta < \delta_0$, которые не собираются в сцинтилляторе с прозрачными стенками, работающем на полном внутреннем отражении. Эти лучи будут исключены, если применить световод с прозрачными стенками. Отражающие стенки на сцинтилляторе имеет смысл ставить только в тех случаях, когда коэффициент поглощения сцинтиллятора меньше, чем коэффициент поглощения стенок, например, при использовании стеклянных контейнеров ^{/25/}.

Другим типом стенок сцинтиллятора являются стенки, отражающие свет под разными углами от шероховатой поверхности. Лучшие результаты при таком диффузном отражении получаются для сферической формы сцинтиллятора ^{/25/}, часто применяется также цилиндрическая форма. Исследовались ^{/27/} разного рода отражатели: MgO , алюминиевая фольга, напыленные на стекло алюминий или серебро, TiO_2 , Al_2O_3 , нанесенные на цилиндрический кристалл $NaI(Tl)$. Лучшим отражателем оказалась MgO , нанесенная не на полированную, а на обработанную наждачной бумагой поверхность кристалла. Для сцинтиллятора /3x3 дюйма/ с диаметром, большим диаметра фотокатода, лучшее спектрометрическое разрешение наблюдалось при непосредственной связи сцинтиллятора с фотокатодом и нанесением MgO на всю остальную поверхность, не имеющую контакта с фотокатодом. Использование в данном случае световода в виде конуса давало худшие результаты. Однако из этого правила были и исключения, встречавшиеся обычно при оптически неоднородном фотокатодом.

В работе /28/ описаны передающие характеристики больших световодов $\ell = 20$ дюймов, для небольшого цилиндрического кристалла $NaI(\frac{1}{2} \times 1\frac{1}{2} \text{ дюйма})$. Световодам из плексигласа придавалась разная форма фигур вращения и применялись разные типы отражателей. Лучшие результаты были получены для полированной поверхности, покрытой без оптического контакта алюминиевой фольгой.

В работе /29/ описан дисковый сцинтиллятор с одновременным использова-

нием как диффузного, так и полного внутреннего отражения. Верхняя половина диска покрыта гипсом, а нижняя - прозрачна. Нижняя часть световода из плексигласа зачернена, что снижало неоднородность за счет уменьшения света, в основном, с нижней части сцинтиллятора. Для диска ϕ 60 мм неоднородность $\Delta = 7,5\%$, а для диска ϕ 100 мм $\Delta = 15\%$.

Результаты и методика исследования однородности счетчиков с жидким сцинтиллятором /раствор терфенила в фенилциклогексане/, заключенном в плексигласовый контейнер с прозрачными стенками, приведены в работе /30/. Неоднородность счетчика с размерами 115x112x10мм составляла 35%, а с размерами 60x60x10мм - 30%. С увеличением длины световода из плексигласа однородность улучшалась.

Нередко находят применение тонкие сцинтилляторы, в которых сбор света осуществляется через боковые поверхности. В работе /14/ были использованы пластиковые сцинтилляторы толщиной 0,5 мм. Свет от сцинтиллятора собирался "домиком" из алюминиевой фольги с основанием 80x55мм на световод из плексигласа высотой 50 мм /рис. 7/. Основание сцинтиллятора отстояло от световода на 7 мм, для того чтобы снизить неоднородность за счет уменьшения сбора света с нижней части сцинтиллятора. При размере 80x70x0,5мм неоднородность составляла $\Delta < 10\%$.

Использование плексигласового световода иногда бывает нежелательным из-за возникающих в нем небольших сцинтилляций^{/31/} или черенковского свечения, которые могут оказаться помехой при большом усилении импульсов от сцинтилляционного счетчика. Плексигласовый световод заменяется в таких случаях на полый с отражающими стенками. Была измерена неоднородность такого счетчика. Сцинтиллятор-раствор терфенила в фенилциклогексане, заключенный в плексигласовый контейнер, - имел размеры 90x90x10мм. Узкие грани сцинтиллятора были отражающими, а широкие - прозрачными. Конструкция светособирающей системы аналогична представленной на рис. 7. Основание "домика" имело размеры 100x35мм. Высота световода составляла 115 мм. Неоднородность светосбора $\Delta = \pm 20\%$. Без "домика" $\Delta = \pm 40\%$ и выход света падал вдвое. Таким образом, в данном варианте собирающей системы примерно поровну свет выходил через нижнюю и через боковые грани.

Кроме указанных выше факторов на неоднородность сцинтилляционного

счетчика может влиять также неоднородность фоточувствительной поверхности.

4. Выход фотоэлектронов

Область спектральной чувствительности фотокатодов промышленных отечественных умножителей типа ФЭУ-19, ФЭУ-33 лежит в районе $(3000 - 6000) \text{ \AA}^\circ$ с максимумом около 4000 \AA° . Интегральная чувствительность составляет $\sim 45 \text{ мка/лм}$, а синяя больше 8 мка/лм , что соответствует квантовому выходу примерно 9% ^{/32, 33/}. Спектральная чувствительность сильно зависит от толщины сурьмяно-цезиевого слоя. С увеличением толщины в первую очередь растет поглощение в синей части спектра. Оптимальные толщины слоев для интегральной и для синей чувствительности не совпадают. Чувствительность по площади фотокатода распределена неравномерно. Волновой спектр собранного света не одинаков для разных точек сцинтиллятора, поскольку по-разному поглощаются фотоны разной длины волны. Кроме того, с изменением места вспышки сцинтилляции меняется распределение света по фоточувствительной поверхности. В связи с этими причинами даже одинаковое количество света, падающего на фотокатод, может выбивать разное число электронов.

Число фотоэлектронов подвержено флуктуациям, возрастающим с уменьшением количества света и квантового выхода. Флуктуации могут возрастать также за счет неоднородности фотокатода. Этот вопрос изучался в работе /34/. В указанной работе не удалось установить строгую зависимость флуктуаций от неоднородности фотокатода. Однако отмечено, что флуктуации в числе фотоэлектронов в основном уменьшаются при увеличении средней величины чувствительности по всему фотокатоду.

5. Умножение электронов

Сбор фотоэлектронов на первый диод зависит от напряжения на участке, по которому проходят фотоэлектроны. Эта зависимость называется вольт-амперной характеристикой входа. Для не очень больших световых потоков она имеет вид характеристики пентода ^{/36/}. При заданном напряжении в районе плато должна соблюдаться пропорциональность световому потоку. Напряжение

между диодами также должно превышать некоторую величину $/30 \div 50\text{в}/$, чтобы соблюдалась пропорциональность световому потоку ^{/2/}. Зависимость тока от напряжения между анодом и последним диодом носит название вольт-амперной характеристики выхода. При коллекторе с прямым собиранием электронов /ранние ФЭУ-19/ в вольт-амперной характеристике появляется максимум из-за пролета электронов мимо последнего диода непосредственно на анод. Вольт-амперная характеристика имеет пентодный характер, если применяется рефлекторный коллектор. Например, в фотоумножителе ФЭУ-12 насыщение наступает при напряжении $U_{\text{нас.}} = 40 \text{ в}$ ^{/36/}. Рабочее напряжение между анодом и последним диодом U_{AD} должно быть:

$$U_{AD} > U_{\text{нас.}} + U, \quad /12/$$

где U - максимальная амплитуда импульсов.

При большом токе через умножитель зависимость амплитуды импульса от светового потока становится нелинейной вследствие образования пространственного заряда на последних каскадах умножителя ^{/37/}. Линейность фотоумножителя ФЭУ-29 соблюдается до $U = 7 \div 8 \text{ в}$, а ФЭУ-12 до $U = 50 \div 100 \text{ в}$ ^{/36/} на нагрузке $R = 50$ при облучении кристалла NaI /время высвечивания $\tau_0 \sim 2,5 \cdot 10^{-7}$ сек/ препаратом Cs^{137} . При облучении органических сцинтилляторов / $\tau_0 < 10^{-8}$ сек/ время сбора электронов на аноде фотоумножителя от единичной вспышки на порядок меньше, и, следовательно, при меньших амплитудах импульсов возникает пространственный заряд и отступление от линейности.

6. Флуктуации в амплитуде импульсов фотоумножителей

При одинаковых световых вспышках флуктуации в амплитуде импульсов ФЭУ определяются статистическим характером фотоэлектрического выбивания электронов с фотокатода и электронного умножения в диодной системе. Когда фотон попадает на катод, то либо происходит конверсия электрона с вероятностью p , либо не происходит с вероятностью $1 - p$. Определим, следуя ^{/38/}, вероятность $V(v, m, p)$ образования v электронов, если число фотонов m .

Вероятность того, что все первые V фотонов образуют электроны, а остальные не образуют, равна

$$p^V (1-p)^{m-V} \quad /13/$$

Вероятность же того, что любые V фотонов из общего числа m выйдут электроны, равна найденной из /13/, умноженной на число различных способов C_m^V , которыми можно выбрать V фотонов из m , т.е.

$$b(V, m, p) = \frac{m!}{V! (m-V)!} p^V (1-p)^{m-V} \quad /14/$$

Зависимость $b(V, m, p=0,1)$ изображена на рис. 8. /37/

При больших $m, V, m-V$ выражение /14/ переходит в гауссовское

$$b(V, m, p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} e^{-\frac{(V-mp)^2}{2\sigma^2}} \quad /15/$$

со средним значением mp и стандартом

$$\sigma(V) = \sqrt{mp(1-p)}. \quad /16/$$

Среднее число поступивших на анод электронов $\bar{N} = \bar{V} \cdot \bar{K}$. Дисперсия средних значений произведения двух случайных величин равна

$$\sigma^2(N) = \sigma^2(V) \cdot (\bar{K})^2 + \sigma^2(K) \cdot \bar{V}. \quad /17/$$

Отсюда, разделив на $(\bar{N})^2 = (\bar{V})^2 \cdot (\bar{K})^2$, получаем /39/

$$\frac{\sigma^2(N)}{(\bar{N})^2} = \frac{\sigma^2(V)}{(\bar{V})^2} + \frac{\sigma^2(K)}{(\bar{K})^2} \cdot \frac{1}{\bar{V}}. \quad /18/$$

Если предположить, что все каскады идентичны, а для вторичной эмиссии справедлив закон Пуассона, то

$$\frac{\sigma^2(K)}{(\bar{K})^2} \approx \frac{1}{K_0 - 1}, \quad /19/ \quad /35/$$

где K_0 - коэффициент усиления на один каскад. При большом числе фотоэлектронов флуктуации за счет непостоянства коэффициента усиления имеют распределение, близкое к нормальному /гауссовскому/, в то время как для

одного фотоэлектрона это распределение сильно отличается от нормального /рис.9/^{37/}. На рис. 9 стрелка указывает амплитуду импульса, соответствующего среднему усилению \bar{K} .

Предположим, что через пластический сцинтиллятор толщиной $X = 1 \text{ г/см}^2$ проходят две группы частиц: одна с $\beta = 0,7$, а другая с $\beta = 0,4$. Каковы амплитудные флуктуации импульсов от однородного сцинтилляционного счетчика в том и другом случае? Из рис. 2 и 3 находим для $\beta = 0,7$ $\Delta E_\beta = 3 \text{ Мэв}$ и $\frac{\Delta_1}{\Delta E_\beta} = 20\%$, а для $\beta = 0,4$ $\Delta E_\beta = 8,2 \text{ Мэв}$, $\frac{\Delta_2}{\Delta E_\beta} = 9\%$. Конверсионная эффективность пластического сцинтиллятора $\eta_n = 0,7$ $\eta_c = 0,016$. Энергия, затраченная на один фотон с длиной волны $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ $E_\phi = h \frac{c}{\lambda} \approx 3 \text{ эв}$. Число фотонов для $\beta = 0,7$ $N_0 = \frac{\Delta E}{E_\phi} \eta_n = 1,6 \cdot 10^4$. Флуктуации числа фотонов составляют $\frac{\sigma(N)}{N_0} = \frac{1}{\sqrt{N_0}} = 0,008$. Поскольку этот вид флуктуаций незначителен, то для простоты им в дальнейшем пренебрегаем. Оптическая эффективность сцинтиллятора составляет $\sim 30\%$. Следовательно, на фотокатод падает $m = 0,3 \cdot N_0 = 4,5 \cdot 10^3$ фотонов. Для сурьмяно-цезиевых фотокатодов $\rho \approx 0,1$. Из /16/ находим $\sigma^2(V) = 400$. Среднее число фотоэлектронов $\bar{V} = m\rho = 450$. Считаем, что практически все фотоэлектроны достигают первого диода. Коэффициент усиления для спектрометрического фотоумножителя $\bar{K} \approx 10^6$. Тогда при 13 диодах $K_0 = \sqrt[13]{\bar{K}} = 2,9$. Из /19/ $\frac{\sigma^2(K)}{(K)^2} = 0,53$. Из /18/ $\frac{\sigma^2(M)}{(M)^2} = 0,21 \cdot 10^{-2}$. Следовательно, $\frac{\sigma(M)}{M} = 0,046$. Полуширина нормального распределения $\tilde{\Delta}_2 = 2,36 \sigma$. Отсюда $\frac{\tilde{\Delta}_2}{M} = 0,11$. Результирующая полуширина, обусловленная как флуктуациями в фотоумножителе, так и флуктуациями ионизационных потерь, составляет $\frac{\tilde{\Delta}}{N} \approx \sqrt{(\frac{\tilde{\Delta}_1}{\Delta E_\beta})^2 + (\frac{\tilde{\Delta}_2}{M})^2} = 0,23$. Таким образом, при $\beta = 0,7$ флуктуации амплитуд импульсов от сцинтилляционного счетчика определяются в основном флуктуациями ионизационных потерь.

Аналогичным образом находим для $\beta = 0,4$ $\frac{\tilde{\Delta}_2}{M} = 0,07$, $\frac{\tilde{\Delta}}{N} = 0,115$. В данном случае флуктуации в фотоумножителе и флуктуации ионизационных потерь близки друг к другу.

7. Временные характеристики сцинтилляторов

Среди большого количества данных по временам высвечивания сцинтилляторов в литературе имеются серьезные расхождения, которые определяются не только методами измерений, но также и влиянием примесей^{/40/} и размеров.

Примесь может действовать как гаситель, сокращая время высвечивания, или же флуоресцировать, определяя время высвечивания. Время высвечивания зависит также от вида излучений. Для сильно ионизирующих α -частиц /5 Мэв/ или для ультрафиолетового излучения оно несколько меньше, чем при облучении сцинтиллятора γ -лучами /1/. В среднем время высвечивания стильбена и толуана составляет $\tau_0 = 4 \div 8 \cdot 10^{-9}$ сек, а жидких /растворитель толуол, фенилциклогексан/ и пластических сцинтилляторов $\tau_0 = 2 \div 4 \cdot 10^{-9}$ сек. Время высвечивания несколько уменьшается при понижении температуры /40/. В ряде сцинтилляторов наряду с основным быстрым излучением имеются еще и медленные компоненты. Компоненты высвечивания длительностью ~ 100 мкс наблюдались во многих органических сцинтилляторах, но в жидких не были обнаружены /41,42/. Согласно работе /43/, у антрацена, стильбена, толуола, кватерфенила есть медленная компонента с длительностью $2 - 4 \cdot 10^{-7}$ сек, которая составляет 10% полного светового выхода, причем этот вклад возрастает при увеличении удельной ионизации за счет усиления процесса рекомбинации ионов /44/.

Если у сцинтиллятора одна поверхность собирающая, а противоположная ей - отражающая, то собранный свет можно разбить на две части: первую, направленную в сторону собирающей поверхности, и вторую, отраженную от противоположной поверхности. Вторая часть накладывается во времени на первую. Свет в количестве 99% будет собран за время

$$T = \eta \tau_0 + t_1 = \eta \tau_0 + \frac{2\alpha}{v_{cp}}, \quad /20/ /25/$$

где $\eta = 5 \div 10$ - коэффициент, зависящий от размеров сцинтиллятора, τ_0 - время высвечивания сцинтиллятора, t_1 - максимальное время сдвига между первой и второй частью света, α - расстояние от верхней грани параллелепипеда до нижней, v_{cp} - средняя скорость распространения света. При всех прочих равных условиях коэффициент η меньше для счетчиков с прозрачными стенками, поскольку в них исключены лучи с длинным путем.

Рассмотрим численный пример. Имеется сцинтиллятор с прозрачными стенками, $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-9}$ сек, $\alpha = 10$ см, $\eta = 7$, коэффициент преломления $n = 1,5$.

Максимальную скорость будут иметь прямые лучи $v_{max} = \frac{c}{n} = 2 \cdot 10^{10} \frac{cm}{сек}$.

Скорость движения от нижней грани к верхней и наоборот будет наиболее медленной для лучей, идущих под углом полного внутреннего отражения. Так

как этот угол близок к $\frac{\pi}{4}$, то такие лучи пройдут путь примерно в $\sqrt{2}$ раз больший, чем прямые лучи, т.е. $U_{\text{мин.}} = \frac{U_{\text{макс.}}}{\sqrt{2}}$. Следовательно, $U_{\text{ср}} = \frac{U_{\text{макс.}} + U_{\text{мин.}}}{2} = 1,7 \cdot 10^{10} \frac{\text{см}}{\text{сек}}$. Из /20/ находим $\tau_1 = 1,2 \cdot 10^{-9}$ сек, $T = 1,5 \cdot 10^{-9}$ сек.

8. Форма импульса тока фотоумножителя

Длительность сбора электронов на анод умножителя определяется как временем высвечивания сцинтиллятора, так и разбросом во времени пролета электронов через умножитель. Ток для одного фотоэлектрона хорошо аппроксимируется законом Гаусса. Для многих же фотоэлектронов форма выходного импульса тока заметно отличается от гауссовской и тем сильнее, чем меньше отношение $\frac{T_m}{\tau_0}$, где T_m - постоянная, определяющая размытие времени пролета, τ_0 - время высвечивания сцинтиллятора. Изменение тока во времени определяется выражением /45/

$$I(t) = \frac{\sqrt{\pi} T_m}{2 \tau_0} I_0 e^{\left[-\frac{t-t_{\text{ср}}}{\tau_0} + \frac{T_m^2}{4\tau_0^2}\right]} \left\{ \exp\left[\frac{t-t_{\text{ср}}}{T_m} - \frac{T_m}{2\tau_0}\right] + \exp\left[\frac{t_{\text{ср}}}{T_m} + \frac{T_m}{2\tau_0}\right] \right\}, \quad /21/$$

где $t_{\text{ср}}$ - среднее время пролета электронов через умножитель, \exp - интеграл ошибок. Форма тока зависит в большей степени не от самой величины $t_{\text{ср}}$, а от ее размытия T_m , которое обусловлено различием в длине и форме траекторий электронов между каскадами и разбросом начальных скоростей электронов по величине и направлению. С ростом напряжения на фотоумножителе величина T_m убывает, так как вообще уменьшается время пролета и меньше сказывается различие начальных скоростей электронов. Однако, если конструкция фотоумножителя такова, что часть электронов проходит мимо очередного каскада на следующий, то при больших напряжениях можно не получить уменьшения размытия T_m /46/. Верхний предел напряжений ограничен наступлением пробоя в фотоумножителе, поэтому в ряде случаев напряжения питания подают импульсами с длительностью, не превышающей 2 мксек. Например, в работе /47/ на фотоумножителе RCA 931-A импульсы напряжения питания имели амплитуду 10 кв при длительности 0,1 мкс. При этом время

нарастания шумового импульса составляло $0,9 \cdot 10^{-9}$ сек и время спада 10^{-9} сек, а для пластического сцинтиллятора эти величины составляли соответственно $1,2 \cdot 10^{-9}$ сек и $2,2 \cdot 10^{-9}$ сек. Анодная нагрузка имела малую величину /52 ома/, при которой импульс напряжения был близок по форме к импульсу тока /см.п.9/.

9. Форма импульса напряжения фотоумножителя

Зависимость $U(t)$ может быть найдена из /2/. Обозначив постоянную времени анодной цепи через $\tau = RC$ запишем /2/ в виде

$$\frac{dU}{dt} + \frac{U}{\tau} = \frac{I(t)}{C}. \quad /22/$$

В общем виде выражение /21/ для тока $I(t)$ сложно. Вначале рассмотрим более простой случай, когда можно пренебречь разбросом электронов в фотоумножителе и считать, что изменение заряда на аноде определяется экспоненциальным процессом сцинтилляции. Можно показать /2,40/, что при этом

$$U(t) = \frac{Q}{C} \frac{\tau}{\tau - \tau_0} \left(e^{-\frac{t}{\tau}} - e^{-\frac{t}{\tau_0}} \right). \quad /23/$$

Из /23/, в частности, имеем

$$U\left(\frac{t \rightarrow \infty}{\tau \rightarrow \infty}\right) \rightarrow \frac{Q}{C}. \quad /24/$$

Момент времени, соответствующий максимуму импульса, найдем, если положим

$$\frac{dU}{dt} = 0. \quad \text{Отсюда}$$

$$t_{\text{макс.}} = \frac{\tau_0 \tau}{\tau_0 - \tau} \ln \frac{\tau_0}{\tau}. \quad /25/$$

Например, при $\tau_0 = 4 \cdot 10^{-9}$ сек, $R = 100$ ом и $C = 10$ пф

$$t_{\text{макс.}} = 1,8 \cdot 10^{-9} \text{ сек} \quad \text{и} \quad U_{\text{макс.}} = 0,16 \frac{Q}{C}.$$

Увеличим паразитную емкость C вдвое, т.е. $C' = 2C$. Тогда

$$t_{\text{макс.}} = 2,75 \cdot 10^{-9} \text{ сек, а } U_{\text{макс.}} = 0,25 \frac{Q}{C'} = 0,125 \frac{Q}{C}. \quad \text{В результате уве-}$$

личения паразитной емкости вдвое длительность переднего фронта импульса в данном случае возрастает в 1,5 раза, а амплитуда падает на 30%.

Другой пример. Пусть $\bar{t} = 4\tau_0 = 1,6 \cdot 10^{-8}$ сек. Из /25/
 $t_{\text{макс.}} = 7,5 \cdot 10^{-9}$ сек, из /23/ $U_{\text{макс.}} = 0,62 \frac{a}{c}$. Положим $C' = 2C$. Тогда $t'_{\text{макс.}} = 9,8 \cdot 10^{-9}$ сек, а $U'_{\text{макс.}} = 0,33 \frac{a}{c}$. В этом случае $\frac{t'_{\text{макс.}}}{t_{\text{макс.}}} = 1,3$, $\frac{U'_{\text{макс.}}}{U_{\text{макс.}}} = 0,53$, т.е. при больших τ амплитуда импульса примерно обратно пропорциональна паразитной емкости.

Наличие разброса T_m во времени пролета электронов приводит к увеличению длительности импульса и уменьшению его амплитуды. Для оценки длительности и амплитуды импульса напряжения не будет большой ошибкой, если кривую $I(t)$, взятую из /45/, представить в виде треугольника /рис.10/. Тогда $I(t)$ можно будет разбить на три составляющих:

$$I = I_1 = at = \frac{I_0}{t_0} t \quad \text{для } t < t_0 \quad /26/$$

$$I = I_1 - I_2, \quad I_2 = b(t - t_0) = \frac{I_0'}{t_k - t_0} (t - t_0) \quad \text{для } t_0 < t < t_k \quad /27/$$

$$I = I_3 = 0 \quad \text{для } t > t_k. \quad /28/$$

Введем $U_1(t) = f(I_1)$ и $U_2(t) = f(I_2)$, причем $U_2(t) = 0$, если $t < t_0$. В результате

$$U = U_1(t) - U_2(t) \quad \text{для } 0 < t < t_k \quad /29/$$

$$U = U(t_k) e^{-\frac{t-t_k}{\tau}} \quad \text{для } t > t_k. \quad /30/$$

Составляющие напряжения $U_1(t)$ и $U_2(t)$ найдем из /22/

$$\frac{dU_1}{dt} + \frac{U_1}{\tau} = \alpha t, \quad \text{где } \alpha = \frac{a}{c} \quad /31/$$

$$\frac{dU_2}{dt} + \frac{U_2}{\tau} = \gamma(t - t_0) \quad \text{для } t > t_0, \quad \text{где } \gamma = \frac{b}{c}. \quad /32/$$

Запишем уравнение /31/ без правой части

$$\frac{dU_1}{dt} + \frac{U_1}{\tau} = 0. \quad / 33/$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$U_1 = A_1 e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad / 34/$$

Подставим /34/ в /31/, получим

$$\frac{dA_1}{dt} e^{-\frac{t}{\tau}} = dt, \quad / 35/$$

откуда

$$A_1 = \alpha e^{t/\tau} (\tau t - \tau^2) + B_1. \quad / 36/$$

Подставим A_1 из /36/ в /34/ и положив $U_1 = 0 (t=0)$, найдем $B_1 = \alpha \tau^2$ и /34/ приобретает следующий вид:

$$U(t < t_0) = U_1(t) = \alpha \tau [t + \tau (e^{-t/\tau} - 1)]. \quad / 37/$$

Уравнение /32/ аналогично /31/, если ввести новую переменную $t' = t - t_0$. Из /32/ и /37/ получим

$$U_2(t > t_0) = \gamma \tau [t - t_0 + \tau (e^{-\frac{t-t_0}{\tau}} - 1)]. \quad / 38/$$

Из /29/, /37/ и /38/ имеем

$$U(t) = \tau \left[\gamma t_0 + (\gamma - \alpha)(\tau - t) + \tau (\alpha - \gamma e^{t_0/\tau}) e^{-t/\tau} \right]. \quad / 39/$$

$t_0 < t < t_k$

Найдем соотношение между γ и α . Из /31/, /32/ и рис. 10 следует

$$\frac{\gamma}{\alpha} = \frac{t_k}{t_k - t_0}, \quad \text{т.е.}$$

$$\gamma = \frac{t_k}{t_k - t_0} \alpha. \quad / 40/$$

Определим, чему равно напряжение $U(t_k)$ для большой постоянной времени, т.е. когда $\tau \gg t_k$. Разложив в выражении /39/ в ряд экспоненциальные члены и ограничившись первыми тремя значениями ряда, получим

$$U(t_k) = \gamma t_0 t_k - \frac{\gamma t_0^2}{2} - \frac{(\gamma - \alpha) t_k^2}{2}. \quad / 41/$$

$\tau \rightarrow \infty$

Подставив /40/ в /41/, найдем

$$U(t_k) = \frac{I_0 t_k}{2} \cdot \frac{1}{C}$$

Так как площадь треугольника $\frac{I_0 t_k}{2}$ равна заряду Q , то аналогично /24/

$$U(t_k) \rightarrow \frac{Q}{C}, \quad /42/$$

что подтверждает правильность вывода /39/.

Определим момент появления максимума импульса. Положим $\frac{dU}{dt} = 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} = 0$. Отсюда $t = 0$, т.е. максимум должен быть при $t > t_0$. Дифференцируя /39/ и приравнявая результат к нулю, находим

$$t_{\text{макс}} = \tau \ln \frac{\gamma e^{\frac{t_0}{\tau}} - \gamma}{\gamma - 1}. \quad /43/$$

При симметричной кривой $I(t)$ /шумовые импульсы/ $\gamma = 2$ и /43/ примет вид

$$t_{\text{макс.}} = \tau \ln(2e^{\frac{t_0}{\tau}} - 1). \quad /44/$$

Приведем пример: $t_0 = 0$, $\tau = 0,5 \cdot 10^{-9}$ сек и $t = 1,5 \cdot 10^{-9}$ сек / из. рис. 10, где $T_m = 10^{-9}$ сек/. Из /43/ найдем $t_{\text{макс.}} = 1,8 \cdot 10^{-9}$ сек. Из /39/

$U_{\text{макс}} = 0,26 \frac{Q}{C}$, а $U(t_k) = 0,098 \frac{Q}{C}$. Из /30/ найдем, что импульс напряжения уменьшается до $U(t') = 0,1 U_{\text{макс.}}$ через время $t' - t_k = 0,66 \cdot 10^{-9}$ сек.

Рассмотрим еще случай, когда $t_0 = T_m = 1,5 \cdot 10^{-9}$ сек. При этом /рис. 10/ $t_0 = 3 \cdot 10^{-9}$ сек, $t_k = 7 \cdot 10^{-9}$ сек. Положим $\tau = 10^{-9}$ сек. Получим из /42/, /40/ и /39/ $t_{\text{макс.}} = 3,8 \cdot 10^{-9}$ сек, $U_{\text{макс}} = 0,226 \frac{Q}{C}$ и $U(t_k) \approx 0,24 \frac{Q}{C}$

Теперь положим $\tau = 10^{-8}$ сек. Получим $t_{\text{макс}} = 6 \cdot 10^{-9}$ сек, $U_{\text{макс}} = 0,742 \frac{Q}{C}$, $U(t_k) = 0,714 \frac{Q}{C}$ и $U(t' = 3,7 \cdot 10^{-8} \text{ сек}) \approx 0,05 U_{\text{макс.}}$ Из разоб-

бранных примеров видно, что при небольших постоянных времени анодной цепи τ длительность импульса напряжения близка к длительности импульса тока.

Заметим, что в фотоумножителях ФЭУ-33 и ФЭУ-В время нарастания импульсов при малых τ составляет $2 \div 4 \cdot 10^{-9}$ сек /48-51/.

Необходимо отметить также, что значение коэффициента размытия нестабильно. Степень размытия меняется от импульса к импульсу, вызывая из-

менения в форме, амплитуде и моменте появления импульса. Относительный временной разброс импульсов от двух фотоумножителей, одновременно регистрирующих световые вспышки, описывается в первом приближении функцией Гаусса. Измеренная^{/52/} для ФЭУ-33 величина средне-квадратичного отклонения гауссовской кривой равна $\sim 2,3 \cdot 10^{-9}$ сек. В фотоумножителях фирмы **RCA** максимальный разброс во времени пролета протонов составляет для 6810-A 1 *м/сек* а для С7251 - несколько десятых *м/сек*.

Чтобы уменьшить влияние временных флуктуаций на амплитуду импульсов спектрометрических фотоумножителей, следует выбирать достаточно большое R . При больших постоянных времени анодной цепи $T \gg t_k$ амплитуда импульсов меняется мало и равна $U_{\max} \approx \frac{Q}{C}$.

10. Шумовые импульсы

Шумовые импульсы фотоумножителя обусловлены следующими основными причинами^{/35/}:

1. Термоэлектронной эмиссией фотокатода и динодов.
2. Ионной и оптической обратной связью.
3. Током утечки через изоляцию.
4. Автоэлектронной эмиссией.

Темновой ток, обусловленный термоэмиссией, пропорционален, в основном, площади фотокатода, поскольку термоток с фотокатода усиливается больше, чем с динодов. Темновой ток растет с ростом температуры и напряжения, при этом все более заметным становится вклад от первых динодов.

При столкновении электронов с атомами остаточного газа или парами цезия образуются ионы, которые, в свою очередь, вырывают из фотокатода электроны. Кроме того, при бомбардировке электронами стекла и эмиттеров происходит образование фотонов, которые также могут попадать на фотокатод и вырывать электроны. В результате ионной и оптической связи от сцинтилляционных вспышек будут сопровождаться так называемыми послеимпульсами или сателлитами. При оптической обратной связи послеимпульсы следуют через время

$2 \cdot 10^{-8}$ сек, а при ионной - через доли микросекунды или несколько микросекунд /87/. Сателлиты могут возникать также за счет запаздывающего на несколько мксек излучения одиночных электронов с фотокатода /53/.

Ток утечки зависит, в основном, от чистоты поверхности баллона, а автоэлектронная эмиссия возникает на неровностях фотокатода, в местах с большим градиентом напряжения.

Темновой ток возрастает после освещения фотоумножителя.

При комнатной температуре может быть до $\sim 10^4$ шумовых импульсов в секунду. При охлаждении фотоумножителя темновой тока уменьшается примерно на половину своей величины на каждые 10°C охлаждения /55/. При температуре жидкого воздуха число шумовых импульсов составляет несколько импульсов в секунду. При этом не исчезает фон за счет β -излучения K^{40} , входящего в состав стекла и слюды фотоумножителя, за исключением молибденового и кварцевого стекла /56/.

Число шумовых импульсов, также как и зависимость этого числа от той или иной причины, определяются типом фотоумножителя /57-59/. В большинстве современных фотоумножителей главной причиной является термоэмиссия с фотокатода.

В качестве примера на рис. 11 приведены дифференциальные спектры шумовых импульсов фотоумножителя $\text{EMT} 6262$, снятые при разной температуре T и разном напряжении питания U_0 . Начальная часть спектра соответствует термотоку, а участок с максимумом возникает за счет бомбардировки ионами фотокатода, что сопровождается вырыванием 5-6 электронов в каждом таком акте. /58/

11. Вопросы питания фотоумножителей

Обычным способом подачи напряжения питания на фотоумножитель является подключение его каскадов к общему омическому делителю напряжения, снимаемого с высоковольтного выпрямителя. Распределение потенциалов на делителе для спектротметрического и для временного режимов одного и того же фотоумножителя существенно различаются друг от друга. В первом

случае необходимо такое распределение потенциалов, при котором минимален амплитудный разброс импульсов, а во-втором - наиболее важен максимальный коэффициент усиления, для чего на последние каскады подают большие напряжения.

Коэффициент усиления фотоумножителя сильно зависит от величины напряжения питания. Например, в спектрометрическом фотоумножителе ФЭУ-29 отклонение напряжения питания от номинального ~ 1000 в/ на 10% вызывает изменение коэффициента усиления примерно в четыре раза ^{/39/}. Для повышения стабильности коэффициента усиления может быть использован способ подключения фотоумножителя к напряжению питания, приведенный на рис.12 ^{/60-63/}. Один из диодов D_i /номер i зависит от типа фотоумножителя/ соединяется с постоянным источником напряжения, а диоды D_{i-1} и D_{i+1} связываются между собой через сопротивление делителя R . При некоторых значениях R коэффициент усиления имеет участок плато по напряжению. Например, для фотоумножителя ФЭУ-19 / $i=10$ / этот участок составляет ~ 100 вольт ^{/63/}. Недостатком указанного способа является заметное уменьшение коэффициента усиления фотоумножителя.

Для того, чтобы напряжение на каскадах фотоумножителя не менялось, ток через фотоумножитель должен быть в $10 \div 100$ раз меньше тока через делитель. Ток в фотоумножителе максимален на последних каскадах. Напряжение на этих каскадах при импульсном изменении тока фиксируется конденсаторами емкостью в $0,01 \div 1$ мкф.

В тех случаях, когда ток на последних каскадах становится сравним с током через делитель, происходит понижение напряжения на этих каскадах. Последнее приводит к увеличению напряжения на средних диодах, что увеличивает усиление, вызывая дальнейшее увеличение тока через фотоумножитель. В результате этого возрастают шумы, и наступает пробой ^{/64/}. Чтобы было возможно пропустить большой ток через фотоумножитель, нужно применить два источника питания, причем последние каскады фотоумножителя подключаются к более низкоомному делителю напряжения, чем все остальные /рис.13/.

12. Влияние магнитного поля и излучений

Магнитное поле изменяет направление движения электронов внутри умножителя, снижая его коэффициент усиления. Наиболее сильно магнитное поле

действует на участке фотокатод - первый диод умножителя. В качестве защиты от слабого магнитного поля находят применение экраны из листов отожженного пермолоя, а при сильных полях - железные трубы. Экран должен превышать фотокатод на расстояние, большее чем его радиус.

По отношению к интенсивности излучений разные типы фотоумножителей ведут себя по-разному^{/65/}. При изменении загрузки часто требуется длительное время, чтобы восстановить прежние характеристики фотоумножителя. При освещении фотоумножителя возрастают шумы, меняется амплитуда и разброс импульсов по амплитуде. Чаще всего этот разброс возрастает. По данным^{/66/} спектрометрические свойства фотоумножителей сохраняются, если загрузка хаотически распределенных во времени импульсов не превышает для ФЭУ-29 - 10^4 имп/сек, ФЭУ-С - $4 \cdot 10^4$ имп/сек, ФЭУ-11 - 10^5 имп/сек, причем в последнем случае, как указывают авторы, ограничение могло накладываться регистрирующей аппаратурой.

13. Постоянство чувствительности фотоумножителей

В процессе эксплуатации чувствительность фотоумножителей уменьшается. Например, чтобы получить прежнюю чувствительность ФЭУ-19 после работы на нем в течение 1150 часов при напряжении 1000 в, надо повысить напряжение питания на $200 \div 300$ в.^{/32/}

Изменение чувствительности ускоряется с ростом тока через фотоумножитель.

Исследовалась^{/39/} стабильность работы фотоумножителя ФЭУ-29 при облучении его радиоактивным источником Co^{60} . Загрузка составляла $\sim 10^4$ имп/сек. За первые два часа скорость счета импульсов падала примерно на 20%, а затем в течение остального времени испытания /8 часов/ оставалась постоянной в пределах 1%. Приведенная стабильность наблюдалась также при выполнении эксперимента на синхроциклотроне^{/67/}.

Очень высокой стабильностью отличаются фотоумножители типа ФЭУ-12 /11/. Указывается^{/36/}, что ФЭУ-12 имеют неизменную чувствительность в течение длительного времени сразу через 2-3 минуты после момента включения.

В заключение автор выражает благодарность Л.М.Сороко и Ю.Д.Прокошкину за ряд ценных замечаний по данному обзору.

П Р И Л О Ж Е Н И Я

1. Основные характеристики органических сцинтилляторов /40/.

Сцинтиллятор	τ_0 10^{-9} сек	η отн.ед.	Спектр максим. А	Плотность г/см ³
Антрацен	32	100	4400	1,25
Транс-стильбен	6,4	60	4100	1,16
Дифенилацетилен /толан/	5,4	45	3900	1,18
Толуол+р-терфенил /5г/л/	2,2	35	3550	
Фенилциклогексан+р-терфенил /3 г/л /	2,9	27	3550	0,94
Поливинилтолуол + р - терфенил /36 г/л/+ дифенилстильбен /0,9 г/л/	3,0	48	3800	
Полистирол + р-терфенил /36 г/л/	3,0	28	3550	1,06
Полистирол +2% р-терфенила + 0,1% Δ NPO /68/	2,2 ^{x/}	49		

x/ Измерено при возбуждении ультрафиолетовым светом.

2. Сцинтилляционный выход некоторых веществ ^{/31/}

Вещество	Коэф. преломл.	Плотность г/см ³	Относит. световой выход
Дистиллированная вода	1,33	1,00	1
В о д а	1,33	1,00	0,9
Толуол	1,498	1,866	65
Плексиглас	1,49	1,18	170
Пластический сцинтиллятор	1,58	1,03	3·10 ⁵
В о з д у х	1,0003	1,2·10 ⁻³	-

3. Основные характеристики некоторых отечественных ФЭУ ^{/69/}

Наименование	Ф Э У				1Б	3Б
	1В	2В	1Б1В	1Б2В		
Диаметр фотокаатода /мм/	40		75		50	35
Интегральная чувствительность фотокаатода /мкА/лм/		30-90			30-80	35
Квант. выход фотокаатода при $\lambda = 4047 \text{ \AA}^\circ$ /эл/кв %/		8-16			8-15	10
Рабочее напряжение /кв./		2-2,5			2-2,5	2,5-3
Коэффициент усиления при максимальном напряжении	10 ⁶	10 ⁷	10 ⁶	10 ⁶	10 ⁷	10 ⁸
Время нарастания сцинтил. импульса /10 ⁻⁹ сек./	3	3	5	5	5	2
Максимальный выходной ток в импульсе /ма/		50			300	300

Л и т е р а т у р а

1. Дж. Биркс. Сцинтилляционные счетчики /ИЛ, 1955/.
2. Philips. Photomultipliers for scintillation counting/preprint/
3. Росси Б. Частицы больших энергий, 27-52 /ГИТТЛ, 1955/.
4. Л.Д. Ландау Journ. of Phys. USSR, 8, 201 (1944)
5. J.M. Cassels and J.D. Lawson. Proc. Phys. Soc., A, 67, 125 (1954)
6. A.M. Perry. Phys. Rev., 85, 497 (1952)
7. Б.В. Гавриловский и В.И. Москалев. ДАН, 110, 972 /1956/.
8. F.B. Harrison. Nucleonics, 10, N 6, 40 (1952)
9. J.B. Birks and W.A. Little. Proc. Phys. Soc., A66, 921 (1953)
10. М.Н. Медведев, Е.Н. Матвеева, Л.Я. Жильцова. ПТЭ №3, 45 /1958/
11. C.J. Taylor et al. Phys. Rev., 84, 1034 (1951)
12. A. Bisi, E. Germagnoli and Zappa. Nuovo Cimento, 3, 1007 (1956)
13. K.C. Bandtel, W.J. Frank and B.I. Moyer. Phys. Rev., 106, 806 (1957)
14. Ю.К. Акимов, В.И. Комаров, О.В. Савченко, Л.М. Сороко. Препринт ОИЯИ /1959/.
15. G.T. Reynolds. Nucleonics, 10, N 7, 46 (1952)
16. J.C.D. Milton, J.S. Fraser. Phys. Rev. 96, 1508 (1954)
17. C.N. Chow. Phys. Rev. 87, 904 (1952)
18. В.М. Горбачев и М.И. Казаринова. ПТЭ, № 4, 20 /1957/.
19. W.P. Ball, R. Booth and MacGregor Nucl. Instr., 1, 71 (1957)
20. И.М. Розман, ЖЭТФ, 28, 251 /1955/.
21. И.М. Розман и К.Г. Циммер. Атомная энергия, 2, №1, 54 /1957/.
22. Gillette. Rev. Sci. Instr., 21, 294 (1950)

23. D. Brini, L. Peli, O. Rimondi and P. Veronesi, Nuovo Cimento, 11, 655 (1954)
24. W.A. Shurcliff and R. Clark Jones. Journ. Opt.Soc.Am., 39, 912 (1949)
25. D. Brini et al. Suppl. Nuovo Cimento, 2, 1048 (1955)
26. R.L. Garwin. Rev. Sci.Instr. 23, 755 (1952)
27. C.J. Borkowski and R.L. Clark. Rev. Sci Instr., 24, 1046 (1953)
28. C.C. Harris and P.R. Bell I.R.E. Transactions, NS-3, N4,87 (1956)
29. В.Ф.Грушин и А.Н.Зилевич. ПТЭ, № 2, 29 /1958/.
30. В.В.Кривицкий. ПТЭ, № 1, 35 /1956/.
31. R. Madey and L. Leipuner. I.R.E.Transactions, NS-3, N4,61 (1956)
32. И.Я.Брейдо, Б.М.Глуховский, Л.Г.Лейтейзен. Радиотехника и электродинамика, 1, 1344 /1956/.
33. Л.Г.Лейтейзен, А.Г.Берковский и др. Известия АН СССР, 21,1653 /1957/.
34. T.F. Godlove and W.G. Wadey.Rev. Sci.Instr., 25,1 (1954)
35. Н.О.Чечик, С.М.Файнштейн и Т.М.Лифшиц. Электронные умножители, 50, 331 /ФИТТЛ,1954/.
36. Ю.М.Немилов, В.М.Овчинников, А.Н.Писаревский, Е.Д.Тетерин. Атомная энергия, 1, № 4, 51/1956/.
37. E. Bretenberger. Progress in Nucl.Phys., 4, 67 (1955)
38. Н.Арлей и К.Бух. Введение в теорию вероятностей и математическую статистику, 44, 117 /ИЛ 1951/.
39. В.И.Комаров. Дипломная работа, МГУ /1958/.
- 40 Р.К.Свэнк, У.Ф.Н., 58, вып.3,519 /1956/. Annual Review of Nucl. Science 4, 114 (1954).
41. J.A. Jackson and F.B. Harrison. Phys.Rev., 89, 322 (1953)
42. F.B. Harrison. Nucleonics, 12, N 3, 24 (1954)
43. R.B. Owen. Nucleonics, 16, N 6, 54 (1958)
44. F.D. Brooks. Nucl. Instr., 4, 151 (1959)
45. И.Льюис и Ф.Уэлс. Миллимикросекундная импульсная техника, 263 /И.Л.1956/.

46. J.S. Allen, T.C. Engelder. Rev. Sci.Instr., 22, 401 (1951)
47. S. Singer, L.K. Neher, R.A. Ruehle. Rev. Sci. Instr., 27,
40 (1956)
48. Г.А.Васильев, ПТЭ, № 4, 66 /1957/.
49. М.Н.Медведев, Е.С.Соколова, П.И.Филипов и О.Н.Цисляк.ПТЭ № 4,
37 /1958/.
50. Н.С.Хлебников и А.Е.Меламид. ПТЭ , № 6, 6 /1957/.
51. А.Г.Берковский, Л.Г.Лейтейзен, В.Г.Польский. Известия АН СССР,
22, 1002 /1952/.
52. Д.Сучков. Дипломная работа , МИФИ /1958/.
53. P.W. Davidson. Nucleonics, 10, N 3, 33 (1952)
54. G.J. Broneo, M.St. Jonh and F.G. Fowler. Rev.Sci.Instr.,29,
1145 (1958)
55. Т.М.Лифшиц, УФН, 50, вып. 3, 370 /1953/.
56. Д.Г.Флейшман и Л.Г.Шахиджанян, ПТЭ № 1, 135 /1959/.
57. Л.Г.Лейтейзен и Н.С.Хлебников, ЖТФ, 25, 943 /1955/.
58. B.P. Singh, H.S. Hans and P.S. Gill. Indian Journ.Phys.,
32/41, N4, 183 (1958)
59. Z. Naray. Acta Physica, 5, 159 (1955)
60. G.A. Morton. R.C.A. Rev., 10, 525 (1949)
61. R. Sherr and J.B. Cerhart.Rev.Sci.Instr., 23, 770 (1952)
62. G.L. Giernsey and all. Rev.Sci. Instr., 23, 480 (1952)
63. Ю.Г.Хачатуров, ПТЭ, № 4, 63 /1957/.
64. Р.Стамп и Г.Телли. Проблемы совр.физ.Rev. Sci.Instr.,25, 1132
12, 38 /1955/.
(1954)
65. P. Bell,R.Devis and W. Bernstein.Проблемы совр.физики,4, 59 /1957/.
Rev.Sci.Instr., 26, 726 (1955)
66. А.С.Мелифанский, И.В.Эстулин, Л.Ф.Калинкин. Сообщение на конферен-
ции по ядерной радиоэлектронике /1959/.
67. Ю.К.Акимов. К.С.Мариш, О.В.Савченко, Л.М.Сороко. Препринт ОИЯИ
/1959/.
68. М.Н.Медведев, Е.Н.Матвеева, Л.Я.Жильцова. ПТЭ, № 1, 55 /1957/.

69. Б.В.Рыбаков, В.А.Сидоров. Спектрометрия быстрых нейтронов, 119 /1958/.
Приложение к журналу "Атомная энергия".

Рукопись поступила в издательский отдел 9 сентября 1959 года.

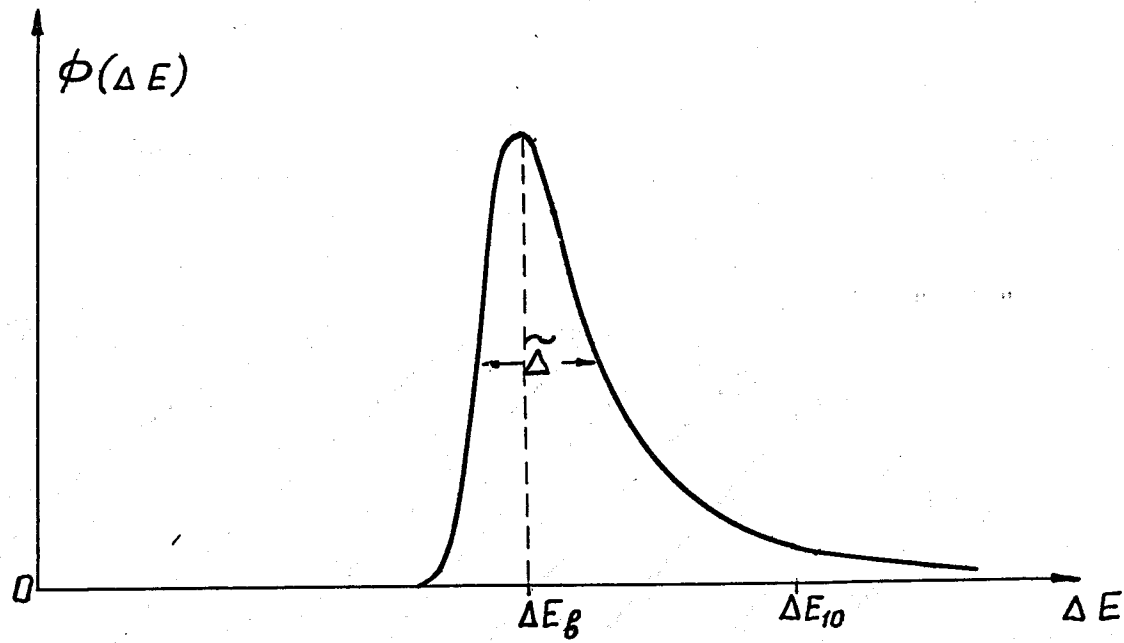


Рис.1

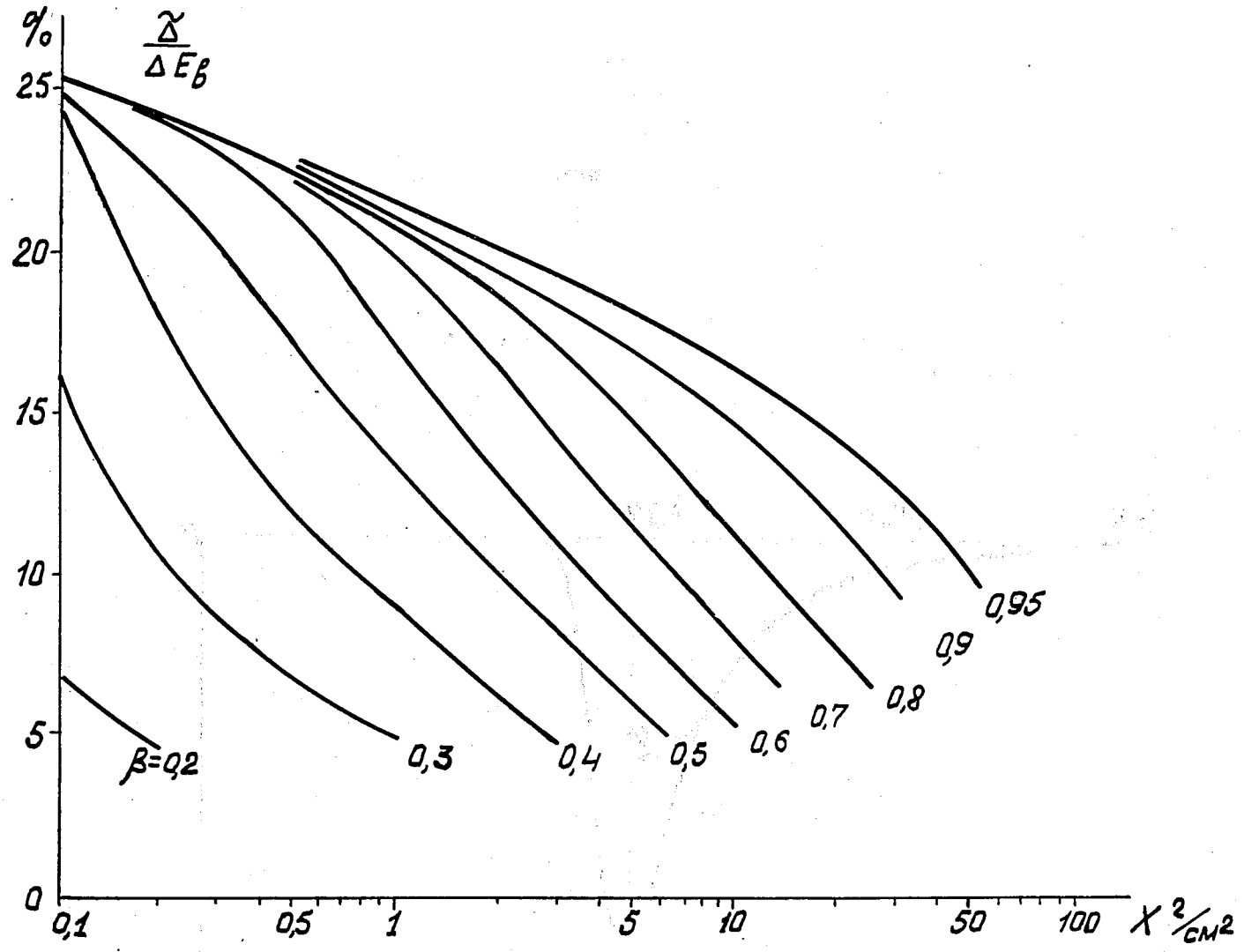


Рис. 2

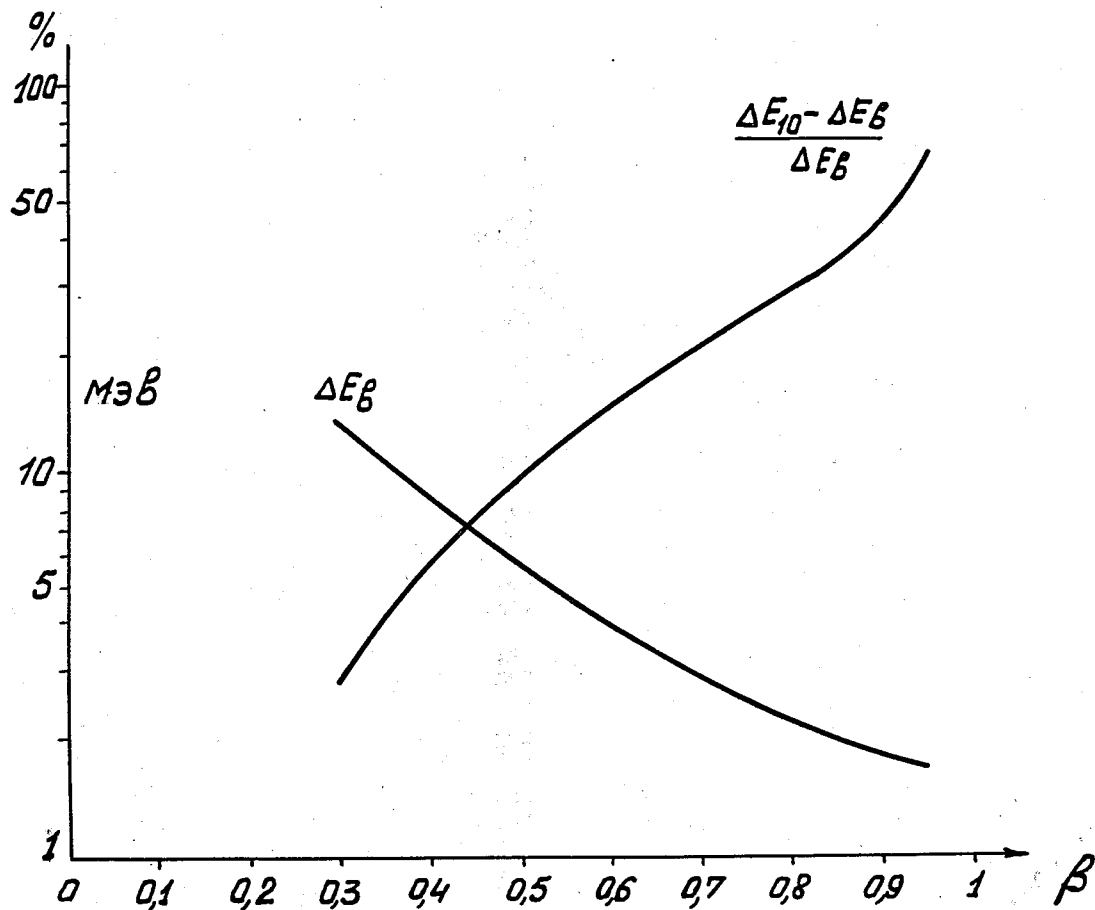


Рис. 3

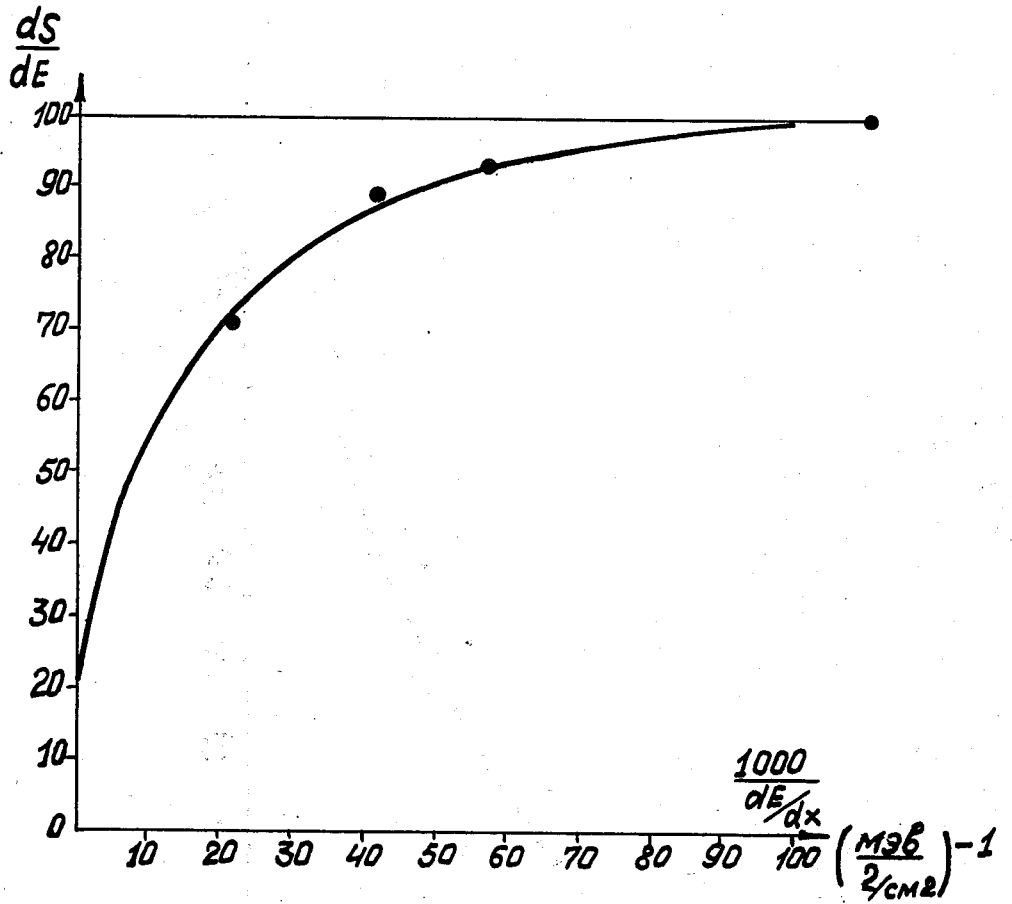


Рис. 4

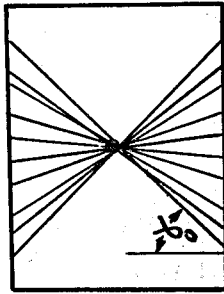


Рис. 5

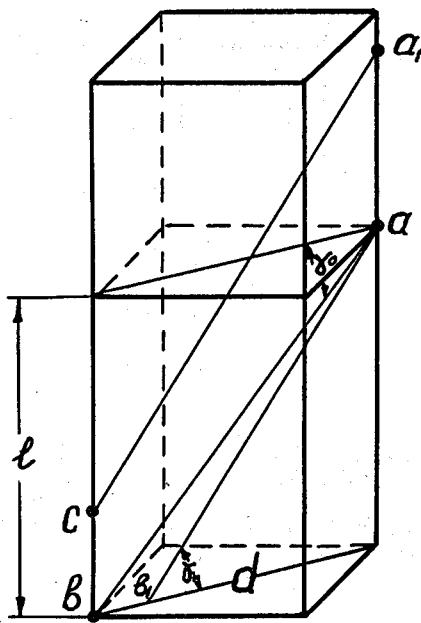


Рис. 6

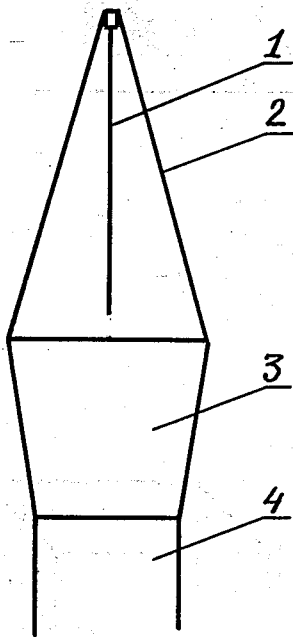


Рис. 7.

1-сцинтиллятор, 2 -отражатель / "домик"/, 3 - световод,
4 - фотоумножитель.

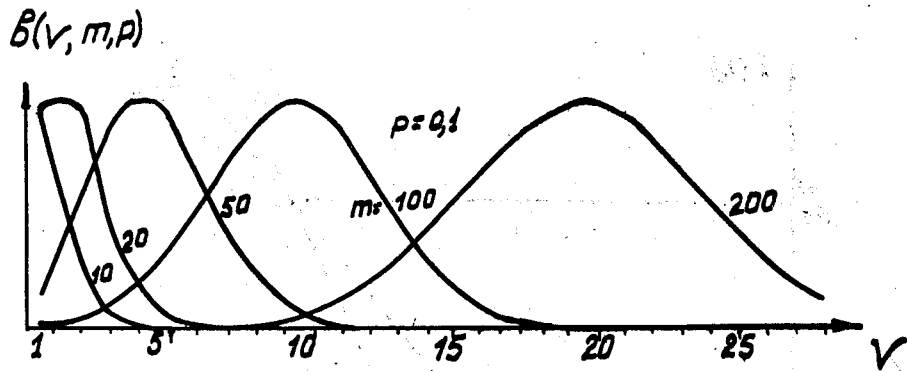


Рис. 8

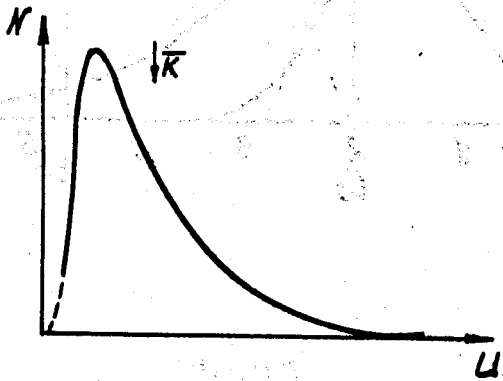


Рис. 9

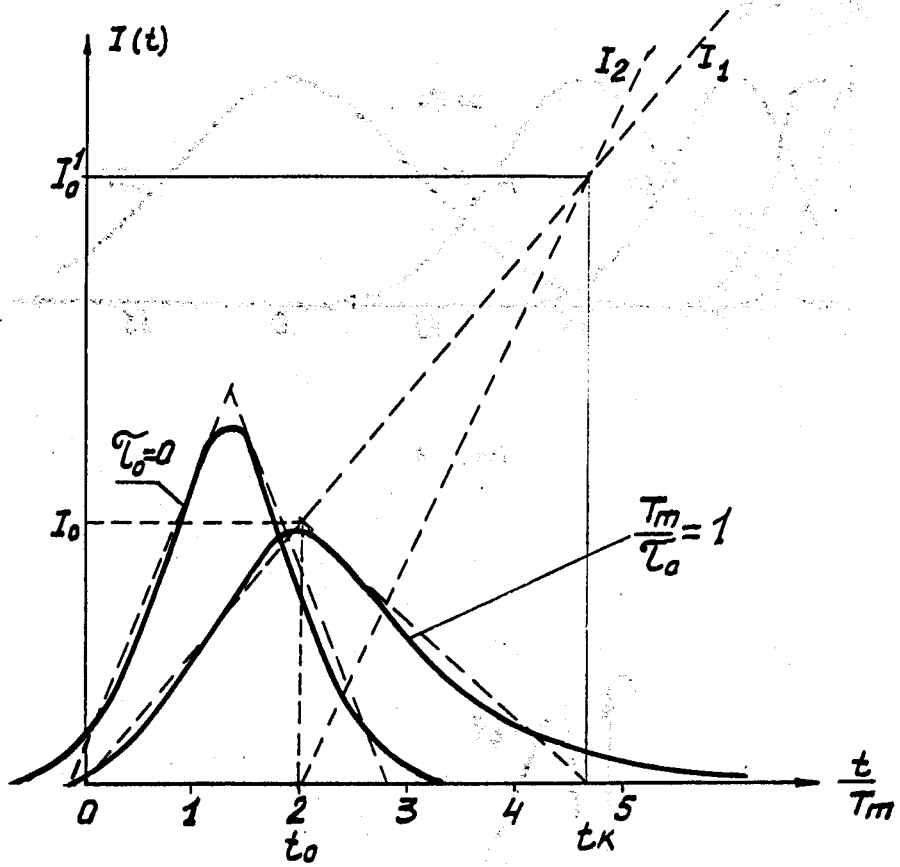


Рис. 10

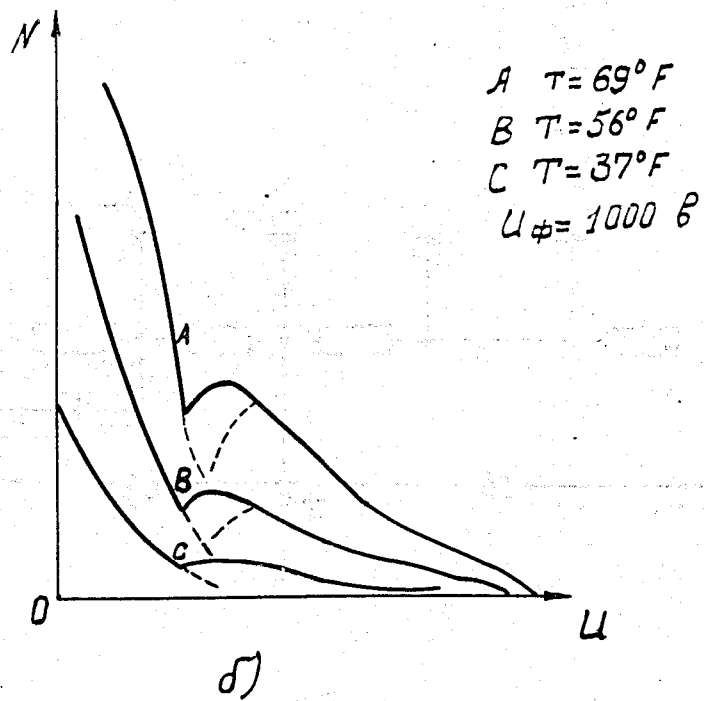
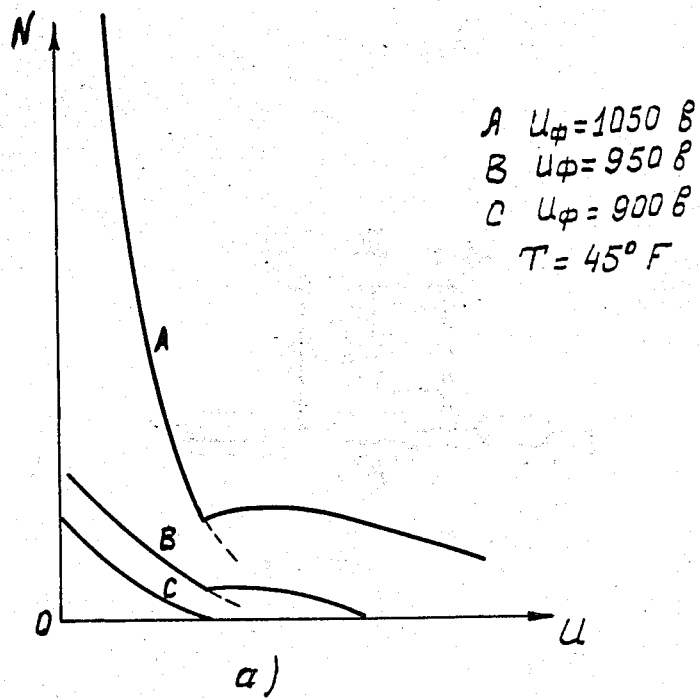


Рис. 11

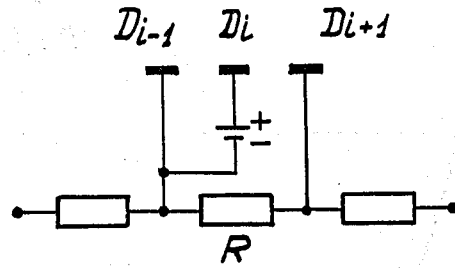


Рис. 12

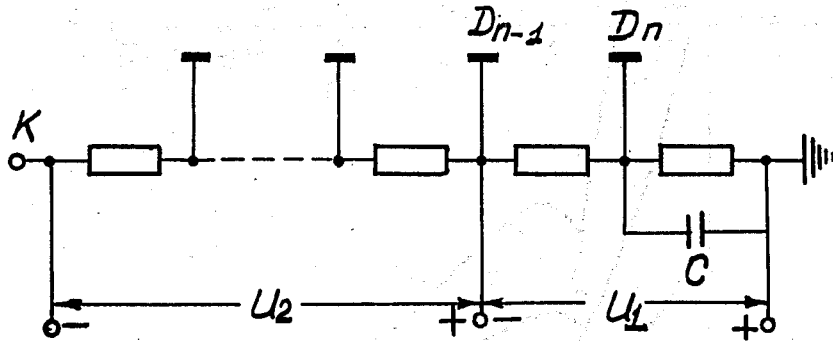


Рис. 13