

+

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3486/2-80

28/7-80
13-80-263

С.Г.Басиладзе

РАСЧЕТ
ВРЕМЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ ФОРМИРОВАТЕЛЕЙ
ПО ПЕРЕДНЕМУ ФРОНТУ ИМПУЛЬСОВ
ДЕТЕКТОРОВ С ВНУТРЕННИМ УСИЛЕНИЕМ

Направлено в ПТЭ

1980

Нахождение временного разрешения реального формирователя по переднему фронту импульса есть важнейшая задача в съеме временной информации с детекторов. Частичное решение этой задачи было дано в работах ^{1,2/}.

Сравнительно просто, основываясь на форме токовых импульсов с детектора и их амплитудном распределении, найти временное разрешение идеального /безынерционного/ формирователя импульсов - /см. рис.1а/.

Реальный формирователь всегда имеет худшее временное разрешение вследствие инерционности, которая выражается в наличии собственного временного сдвига выходных импульсов - Δt_c^* /рис.1б/, при ступенчатых входных сигналах. В работе ^{2/} показано, что эквивалентную схему реального формирователя /см. рис.1в/ можно представить в виде последовательно соединенных интегрирующего звена с постоянной времени $\tau_3 = 1,5 \Delta t_c$ и идеального дискриминатора с порогом, равным статическому порогу формирователя. Основанием к этому служат результаты измерений временного сдвига формирователей различных типов ^{3-7/} /рис.1г,д/, подчиняющиеся с достаточной точностью логарифмической зависимости изменения их задержки от превышения входного ступенчатого сигнала над порогом.

ПАРАМЕТРЫ СИГНАЛОВ С ДЕТЕКТОРОВ

Все детекторы экспериментальной ядерной физики являются источниками отрицательных токовых импульсных сигналов. С точки зрения съема временной информации нам интересны:

- а/ амплитудное распределение сигналов,
- б/ форма и длительность выходных токовых импульсов.

Общая функциональная схема детекторов с внутренним усилением примерно одинакова и отличается лишь порядком функциональных звеньев /рис.2а/.

Амплитудное распределение сигналов. Основной вклад в амплитудное распределение сигналов вносят: статистические флуктуации ионизационных потерь /особенно при регистрации частиц вы-

* Ранее для этого параметра использовалось выражение: собственное "гуляние" ^{3/}.

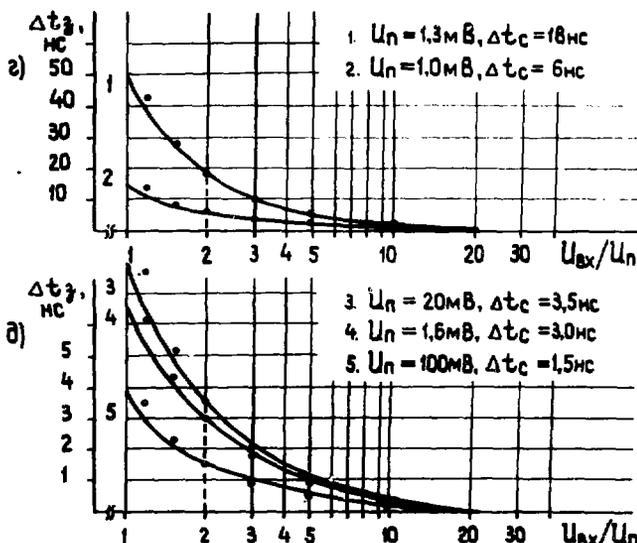
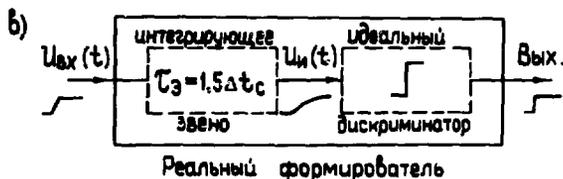
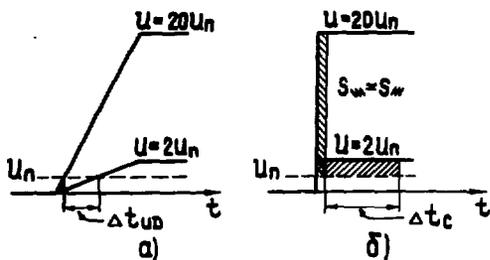


Рис. 1. Иллюстрация причины возникновения временного сдвига сигнала идеального формирователя - а/ и дополнительного временного сдвига реального формирователя - б/; эквивалентная схема реального формирователя - в/; графики зависимости момента срабатывания практических схем формирователей ³⁻⁷ от амплитуды запускающего ступенчатого перепада напряжения - г/, д/.

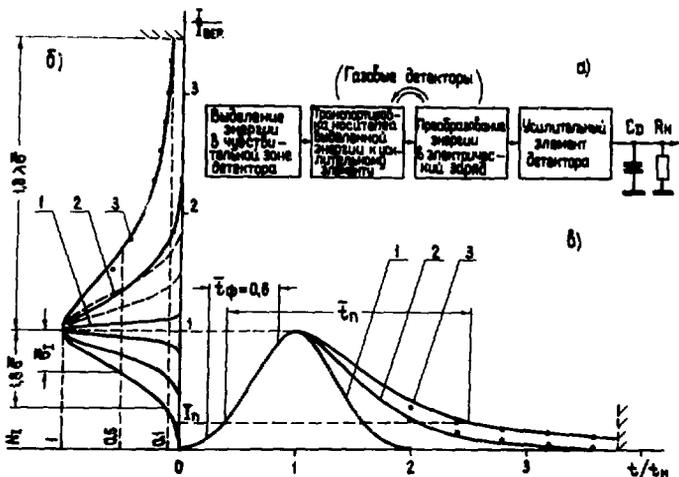


Рис.2. Обобщенная функциональная схема детекторов с внутренним усилением - а/; амплитудное распределение - б/ и форма токовых сигналов - в/ с их выходов.

соких энергий/; флуктуации образующегося числа носителей электрического заряда при постоянном энерговыделении, и флуктуации коэффициента усиления "активного элемента" детектора. В детекторах полного поглощения амплитудное распределение сигналов является нормальным, т.е. описывается известным распределением Гаусса /см. рис.2б - кривая 1/. По мере уменьшения толщины детектора распределение амплитуд становится асимметричным за счет уширения и появления "хвоста" в области больших амплитуд /рис.2б - кривая 2, распределение Ландау ^{8/} /.

Для описания несимметричного амплитудного распределения сигналов введем поправку в формулу для гауссова распределения. Форма его определяется функцией: $\exp(-x^2)$, поэтому добавочный член необходимо вводить в показатель степени x , причем для обеспечения гладкого хода кривой добавочный член и его производная должны обращаться в нуль при $x=0$. Указанным требованиям удовлетворяет показатель степени вида: $y = x - k \cdot x^\alpha$, где k и α - константы, требующие определения с точки зрения соответствия искомой аппроксимации распределению Ландау. Предположим, что на некоторой высоте распределение должно уширяться в λ раз, т.е. вместо соотношения $y_0 = x_0$ /см. рис.3/ должно выполняться: $y_0 = x_1 - k \cdot x_1^\alpha$, где $x_1 = \lambda \cdot x_0$. Отсюда: $k = (x_1 - y_0) / x_1^\alpha$. Указанная аппроксимация будет справедлива до точки x_{\max} , где $dy/dx = 0$. Найдя производную dy/dx и приравняв ее нулю,

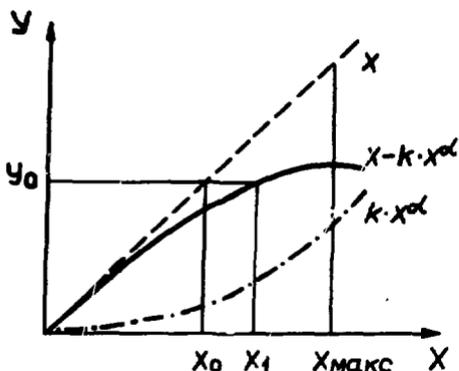


Рис. 3. График зависимости $y(x)$ в показателе степени функции $\exp(-y^2)$, с наличием поправочного члена, отражающего асимметрию кривой.

в предположении $x_1 = x_{\text{макс}}$ получим: $\alpha_{\text{макс}} = \lambda / (\lambda - 1)$. Поскольку на уровне 0,1 распределение Ландау уширяется в ~ 4 раза, получаем величины: $\alpha = 1,3$; $k = 1,8(\lambda - 1) / (1,8\lambda)^{1,3}$. Соответственно для амплитудного распределения сигналов имеем формулу:

$$N_I = \exp\{-\ln 2 \cdot [\frac{I - I_{\text{вер}}}{\sigma_I} - 1,8(\lambda - 1) (\frac{I - I_{\text{вер}}}{1,8\lambda \cdot \sigma_I})^{1,3}]^2\} \quad /1/$$

где $I_{\text{вер}}$ - наиболее вероятная величина распределения, σ_I - полуширина распределения в области $I < I_{\text{вер}}$ на полувысоте *, λ - коэффициент асимметрии, показывающий, во сколько раз амплитудное распределение в области $I > I_{\text{вер}}$ уширяется на уровне 0,1 /в записи /1/ "высота" распределения всегда равна 1/, по сравнению с его шириной на этом уровне в области $I < I_{\text{вер}}$.

Аппроксимация /1/ является кусочной, т.е. $\lambda \geq 1$ для $I > I_{\text{вер}}$, но для $I \leq I_{\text{вер}}$ всегда $\lambda = 1$. Она с достаточной для нашей задачи точностью описывает форму кривой распределения Ландау /нам важен, в основном, ее "хвост" - кружки на кривой 3 - рис.26/, например, на уровне 0,5 дает коэффициент уширения 1,6. Кривые на рис.26 построены по формуле /1/ для $\lambda = 1-(1)$, $\lambda = 2-(2)$, $\lambda = 4-(3)$. Очевидно, что при $\lambda = 1$ формула /1/ точно описывает распределение Гаусса.

Можно указать следующие типичные значения параметров распределения амплитуд сигналов для детекторов различных типов:

	Черенковские детекторы полного поглощения	Сцинтилляционные детекторы	Газовые детекторы
$\bar{\sigma}_I$	$0,05 / \sqrt{E_{\text{част}}}$	0,2	0,35
λ	1	2÷4	4

* Напомним, что среднеквадратичное отклонение, являющееся параметром распределения Гаусса, есть полуширина распределения на уровне 0,6, оно меньше σ_I в 1,18 раза.

где $\bar{\sigma}_I = \sigma_I / I_{\text{вер}}$, а $E_{\text{част.}}$ - энергия регистрируемой частицы /в ГэВ/. Эти данные были использованы для кривых на рис.2б.

Форма выходного импульса. Процесс размножения носителей электрического заряда в детекторах с внутренним усилением носит статистический характер. Поэтому форма переднего фронта импульса тока с хорошей точностью описывается кривой нормального распределения вероятностей. В черенковских детекторах полного поглощения ФЭУ используются в линейном режиме, т.е. эффект действия объемного заряда у последних динодов не проявляется. Форма импульса тока у них симметрична /см. рис.2в - кривая 1/, т.е. полностью описывается функцией Гаусса. В сцинтилляционных и газовых детекторах начальный спад импульсов тока носит примерно линейный характер, а далее имеется "хвост" импульса, механизм возникновения которого различен. В сцинтилляционных детекторах затягивание импульса происходит из-за наличия медленной компоненты высвечивания, примерно в 7 раз большей по времени, чем основная компонента, и имеющей относительную амплитуду - 0,12. В газовых детекторах, благодаря радиальной конфигурации поля вблизи сигнальной нити, спад импульса тока происходит по гиперболе, пропорционально; $2 \text{ нс} / (t + 2 \text{ нс})$.

В целом нетрудно заметить сходство формы токовых сигналов /кривые на рис.2в/ с формой кривых амплитудного распределения /рис.2б/. Поэтому в дальнейших расчетах мы будем пользоваться для описания формы токовых импульсов с различных детекторов функцией /1/, приведенной к новым координатам:

$$I(t) = I_{\text{макс}} \cdot \exp \left\{ -\ln 2 \cdot \left[\frac{t - t_H}{\sigma_T} - 1,8(\lambda - 1) \left(\frac{t - t_H}{1,8\lambda \cdot \sigma_T} \right)^{1,3} \right]^2 \right\}, \quad /2/$$

где t_H - время нарастания токового импульса /в пределах от 0 до 100%/.

Укажем типичные величины:

	Черенковские детекторы полного поглощения	Сцинтилляционные детекторы	Газовые детекторы
$\bar{\sigma}_T = \frac{\sigma_T}{t_H}$	0,4	0,4	0,4
λ	1	2	4

Отметим, что обычно:

t_H	10 ÷ 30 нс	2 ÷ 4 нс	6 ÷ 10 нс
-------	------------	----------	-----------

Кривые с этими параметрами построены на рис.2в, кружками нанесены расчетные величины спада импульсов в сцинтилляционных /кривая 2/ и газовых /кривая 3/ детекторах.

Для численных расчетов удобнее пользоваться нормированным представлением соотношений /1/ и /2/:

$$F(x, \lambda) = \exp\{-\ln 2 \cdot [x - 1,8(\lambda - 1) \left(\frac{x}{1,8\lambda}\right)^{1,3}]^2\} \quad /3/$$

Укажем границы применимости формулы /3/:

$$\begin{aligned} x \leq 0, \text{ тогда } \lambda &= 1, \\ 0 < x \leq 7, \text{ тогда } 1 &\leq \lambda \leq 4. \end{aligned} \quad /3a/$$

График $F(x, \lambda)$ для типичных λ приведен на рис. 4а. Подчеркнем, что указанные выше значения λ и, особенно, σ_T и σ_T , являются ориентировочными и могут изменяться в зависимости от конкретных условий.

Интегрирование выходного импульса. Поскольку собственное выходное сопротивление детекторов велико, при большом нагрузочном сопротивлении R_H /рис. 2а/ будет происходить интегрирование выходного токового импульса на выходной емкости детектора C_D . Дифференциальное уравнение, связывающее напряжение на выходе детектора $U(t)$ с его выходным током, будет иметь вид:

$$C_D \frac{dU(t)}{dt} + \frac{U(t)}{R_H} = I(t). \quad /4/$$

Решением этого уравнения является функция:

$$U(t) = \frac{I_{\max}}{C_D} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot \int_0^t e^{\frac{t}{\tau}} \cdot I(t) dt, \quad /5/$$

где $\tau = R_H \cdot C_D$.

Для численных расчетов удобнее перейти к нормированному представлению функции:

$$\phi(x, \lambda, \bar{\tau}) = \frac{1}{\bar{\tau}} e^{-\frac{x}{\bar{\tau}}} \int_0^x e^{\frac{x}{\bar{\tau}}} F(x, \lambda) dx. \quad /6/$$

Очевидно, что при отсутствии интегрирования ($C_D = 0$): $\phi(x, \lambda, 0) = F(x+1, \lambda)$. В табл. 1 приведены значения функции $\phi(x, \lambda, \bar{\tau})$, полученные путем численного интегрирования*, а на рис. 4б-г показаны ее графики для различных λ и $\bar{\tau}$.

В современной многоканальной аппаратуре, в целях экономии затрат, детекторы соединяют с регистрирующей аппаратурой кабелями малого диаметра, имеющими, как известно, большое затухание, особенно в области высших частот. Тем самым к выходу

* На микропроцессоре системы MIŠKA /9/ язык программирования - REST /10/.

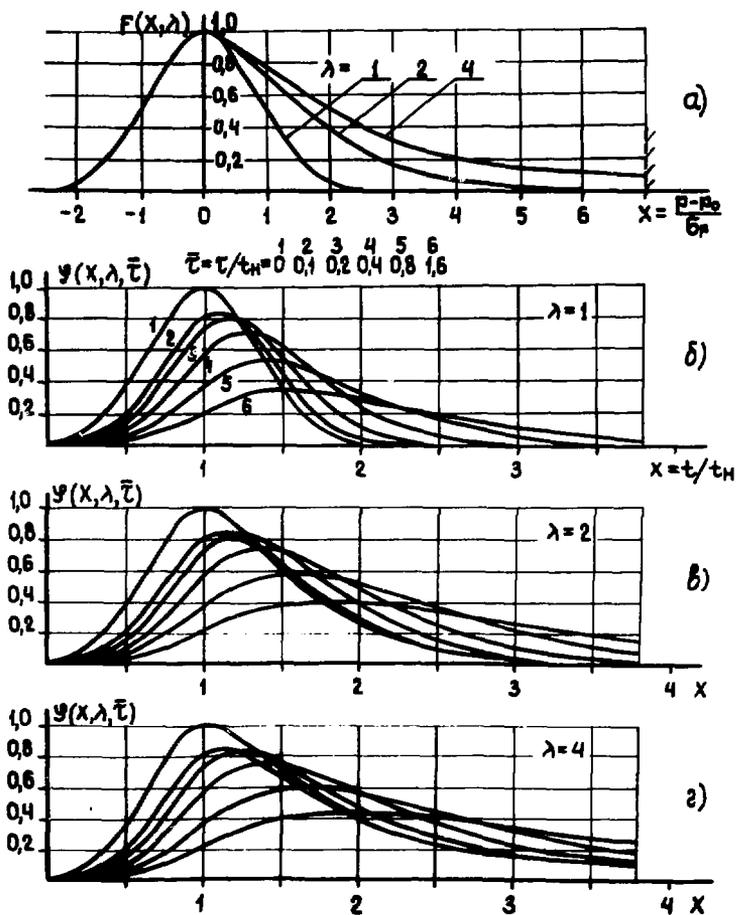


Рис. 4. Графики функций $F(x, \lambda)$ и $\phi(x, \lambda, \bar{\tau})$.

детектора подключают дополнительное интегрирующее звено, которое может существенно увеличить фронт и даже длительность импульса. Переходный процесс в кабеле описывается двумя экспонентами, приближенно же постоянная интегрирования равна^{11/}:

$$r_K = 15 \left[0,12 \left(\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} \right) L_K^2 + 2,3 L_K \cdot \ln \frac{d_2}{d_1} \right], \quad 17/$$

где d_1, d_2 - диаметр внутреннего и внешнего проводников кабеля /в миллиметрах/, L_K - длина кабеля /в метрах/.

Таблица значений функции $\phi(x, \lambda, \bar{r})$

	$\lambda=0$	+0,1	+0,2	+0,3	+0,4	+0,5	+0,6	+0,7	+0,8	+0,9	
$\lambda = 1 \bar{r} = 0,0$	$x=0$	0,00	0,03	0,06	0,12	0,21	0,34	0,50	0,68	0,84	0,96
	1	0,00	0,96	0,84	0,68	0,50	0,34	0,21	0,12	0,06	0,03
	2	0,00	0,37	0,29	0,26	0,23	0,20	0,18	0,16	0,14	0,12
$\bar{r} = 0,1$	$x=0$	0,00	0,01	0,03	0,06	0,11	0,19	0,30	0,43	0,58	0,71
	1	0,80	0,84	0,81	0,72	0,59	0,45	0,32	0,21	0,13	0,07
	2	0,04	0,02	0,01							
$\bar{r} = 0,2$	$x=0$	0,00	0,01	0,02	0,04	0,08	0,15	0,25	0,35	0,44	0,52
	1	0,73	0,80	0,82	0,78	0,69	0,58	0,46	0,34	0,24	0,16
	2	0,11	0,07	0,04	0,03	0,02	0,01				
$\bar{r} = 0,4$	$x=0$	0,00	0,01	0,01	0,03	0,05	0,10	0,16	0,24	0,35	0,46
	1	0,57	0,65	0,70	0,71	0,68	0,63	0,55	0,47	0,38	0,31
	2	0,25	0,19	0,15	0,12	0,09	0,07	0,06	0,04	0,03	0,03
$\bar{r} = 0,8$	$x=0$	0,00	0,00	0,01	0,02	0,03	0,06	0,10	0,15	0,22	0,29
	1	0,37	0,44	0,49	0,53	0,56	0,52	0,50	0,46	0,42	0,37
	2	0,19	0,15	0,14	0,13	0,12	0,11	0,10	0,10	0,10	0,10
$\bar{r} = 1,6$	$x=0$	0,00	0,00	0,00	0,01	0,02	0,03	0,05	0,08	0,12	0,17
	1	0,22	0,26	0,30	0,34	0,35	0,35	0,34	0,32	0,31	0,31
	2	0,29	0,27	0,26	0,24	0,22	0,20	0,19	0,16	0,14	0,12
$\lambda = 2 \bar{r} = 0,0$	$x=0$	0,00	0,03	0,06	0,12	0,21	0,34	0,50	0,68	0,84	0,96
	1	0,00	0,97	0,91	0,83	0,74	0,65	0,58	0,47	0,39	0,33
	2	0,00	0,37	0,29	0,26	0,23	0,20	0,18	0,16	0,15	0,14
$\bar{r} = 0,1$	$x=0$	0,00	0,01	0,03	0,06	0,11	0,19	0,30	0,43	0,58	0,71
	1	0,80	0,84	0,83	0,79	0,73	0,65	0,57	0,49	0,42	0,35
	2	0,29	0,24	0,20	0,16	0,13	0,10	0,09	0,07	0,06	0,04
$\bar{r} = 0,2$	$x=0$	0,00	0,01	0,02	0,04	0,08	0,15	0,25	0,35	0,44	0,52
	1	0,73	0,81	0,84	0,83	0,79	0,74	0,67	0,59	0,52	0,45
	2	0,11	0,08	0,07	0,06	0,05	0,04	0,03	0,02	0,01	0,01
$\bar{r} = 0,4$	$x=0$	0,00	0,01	0,01	0,03	0,05	0,10	0,16	0,24	0,35	0,46
	1	0,57	0,65	0,71	0,74	0,75	0,73	0,70	0,66	0,60	0,55
	2	0,25	0,19	0,15	0,12	0,09	0,07	0,06	0,04	0,03	0,03
$\bar{r} = 0,8$	$x=0$	0,00	0,00	0,01	0,02	0,03	0,06	0,10	0,15	0,22	0,29
	1	0,37	0,44	0,50	0,54	0,57	0,59	0,58	0,56	0,56	0,54
	2	0,21	0,19	0,17	0,15	0,14	0,12	0,11	0,10	0,09	0,09
$\bar{r} = 1,6$	$x=0$	0,00	0,00	0,00	0,01	0,02	0,03	0,05	0,08	0,12	0,17
	1	0,22	0,26	0,30	0,34	0,37	0,39	0,40	0,41	0,41	0,41
	2	0,40	0,39	0,38	0,37	0,35	0,34	0,32	0,31	0,29	0,28
$\lambda = 4 \bar{r} = 0,0$	$x=0$	0,00	0,03	0,06	0,12	0,21	0,34	0,50	0,68	0,84	0,96
	1	0,00	0,96	0,93	0,86	0,79	0,71	0,64	0,58	0,51	0,46
	2	0,00	0,37	0,33	0,29	0,26	0,24	0,22	0,20	0,18	0,17
$\bar{r} = 0,1$	$x=0$	0,00	0,01	0,03	0,06	0,11	0,19	0,30	0,43	0,58	0,71
	1	0,80	0,84	0,84	0,80	0,75	0,69	0,63	0,57	0,51	0,45
	2	0,16	0,15	0,14	0,13	0,12	0,12	0,11	0,11	0,10	0,10
$\bar{r} = 0,2$	$x=0$	0,00	0,01	0,02	0,04	0,08	0,15	0,24	0,35	0,46	0,52
	1	0,73	0,81	0,84	0,84	0,81	0,77	0,72	0,66	0,60	0,54
	2	0,16	0,15	0,14	0,13	0,12	0,12	0,12	0,11	0,11	0,11
$\bar{r} = 0,4$	$x=0$	0,00	0,01	0,01	0,03	0,05	0,10	0,16	0,24	0,35	0,46
	1	0,57	0,65	0,71	0,75	0,76	0,75	0,73	0,70	0,66	0,62
	2	0,23	0,22	0,20	0,18	0,17	0,16	0,15	0,14	0,13	0,13
$\bar{r} = 0,8$	$x=0$	0,00	0,00	0,01	0,02	0,03	0,06	0,10	0,15	0,22	0,29
	1	0,37	0,44	0,50	0,55	0,58	0,60	0,61	0,60	0,60	0,59
	2	0,23	0,22	0,20	0,19	0,18	0,17	0,16	0,15	0,14	0,14
$\bar{r} = 1,6$	$x=0$	0,00	0,00	0,00	0,01	0,02	0,03	0,05	0,08	0,12	0,17
	1	0,22	0,26	0,30	0,34	0,37	0,39	0,41	0,42	0,43	0,43
	2	0,43	0,43	0,43	0,42	0,41	0,40	0,39	0,38	0,37	0,36

Например, для 100 м кабеля РК-50-11-13 формула /7/ дает $\tau_K = 11$ нс, а для кабеля РК-50-3-13 соответственно $\tau_K = 30$ нс.

РАСЧЕТ ВРЕМЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Эквивалентная схема реального формирователя импульсов по переднему фронту /рис. 1в/ приводит к следующей очевидной зависимости момента его срабатывания от величины $U_{ВХ}$ - ступенчатого перепада входного сигнала:

$$t_{сраб} = -\tau_3 \cdot \ln\left(1 - \frac{U_{II}}{U_{ВХ}}\right). \quad /8/$$

Заметим, что наличие интегрирующего звена может быть вызвано не только инерционностью формирователя, но и, как отмечено выше, интегрированием токового импульса на выходной емкости детектора, или на длинном соединительном кабеле.

Связь величины выходного сигнала интегрирующего звена с величиной входного сигнала описывается дифференциальным уравнением /4/, откуда: $U_{II}(\bar{t}) = U_{макс} \cdot \phi(\bar{t}, \lambda, \bar{\tau}_3)$. Очевидно, что в момент срабатывания формирователя: $U_{II} = U_{макс} \times \phi(\bar{t}, \lambda, \bar{\tau}_3)$. Следовательно, распределение моментов срабатывания реального формирователя, вызванное разбросом амплитуд входных сигналов, будет иметь вид /см. формулы /1/, /2/, /6/:

$$N_T = F\left[\left(\frac{\bar{U}_{II}}{\phi^+(\bar{t}, \lambda, \bar{\tau}_3)}\right), \lambda\right], \quad /9/$$

здесь $\bar{U}_{II} = U_{II} / U_{вер}$, а ϕ^+ означает, что значение функции берется на возрастающей /левой - рис. 4б÷г/ части $\phi(x)$.

На рис. 5в÷д приведены построенные по данной формуле для различных \bar{U}_{II} временные распределения моментов срабатывания реального формирователя в зависимости от величины его инерционности /форма интегрированного импульса* и величины τ_3 , указаны на рис. 5а/.

Полная ширина кривой временного распределения выходных сигналов формирователя на полувысоте будет описываться формулой:

$$\Delta_T = \text{arc}\phi^+\left(\frac{\bar{U}_{II}}{\text{arc}F^+(0,5)}\right) - \text{arc}\phi^+\left(\frac{\bar{U}_{II}}{\text{arc}F^-(0,5)}\right), \quad /10/$$

* Рис. 5 иллюстрирует сигналы и распределения для сцинтилляционного детектора /см. выше/.

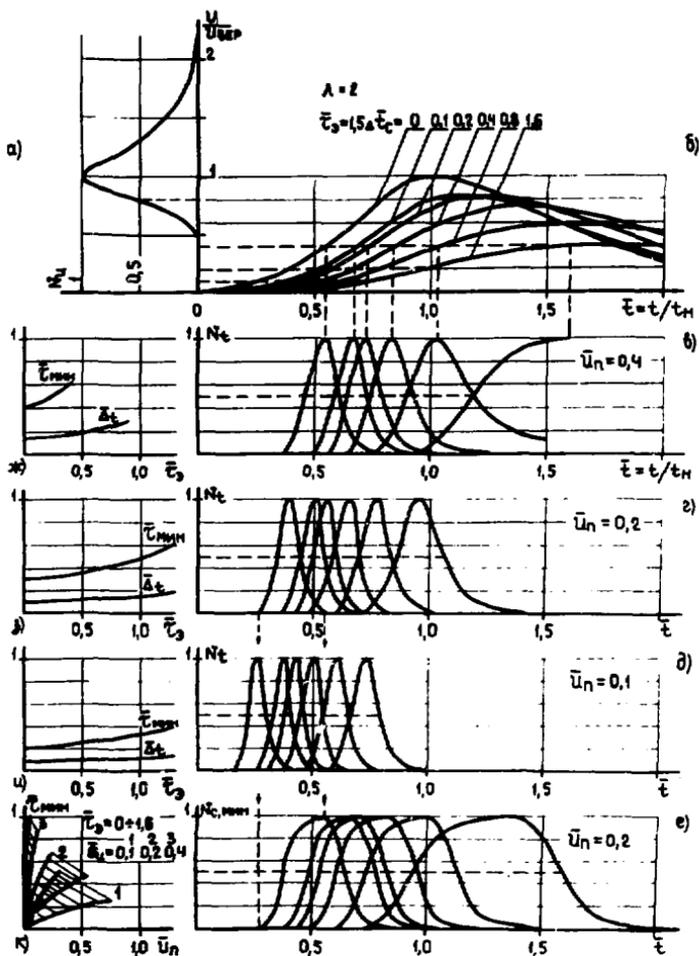


Рис. 5. Графики амплитудного распределения - а/ и формы импульсов - б/; сцинтилляционного детектора; временные распределения сигналов подключенного к нему формирователя по переднему фронту - в/з д/ и его собственные кривые задержанных совпадений - е/, при различных величинах инерционности; зависимости Δt и $\tau_{мин}$ от $\bar{\tau}_3$, \bar{u}_n , σ_{II} - ж/з к/.

здесь $\text{arc}\phi$ и $\text{arc}F^-$ - обратные функции от ϕ и F^- /по аналогии с обратными тригонометрическими функциями/, задаваемые таблицей. Индекс F^- означает, что величина аргумента $F(x, \lambda)$ выбирается на спадающем /правом - рис.4а/ участке функции.

Оценка разрешающего времени. Знание непосредственно временного разрешения необходимо только для время-координатных детекторов /сцинтилляционные детекторы по времени пролета, дрейфовые камеры/. Остальные детекторы используются для выделения частиц по методу совпадений. Для них необходимо знать величину разрешающего времени из вычисленной кривой задержанных совпадений.

Предположим, что второй канал в схеме совпадений является идеальным, т.е. не имеет временного разброса. Тогда ход кривой задержанных совпадений будет определяться суммарной долей частиц, зафиксированных схемой совпадений при текущей задержке между каналами, т.е.

$$N_{с,мин} = \int_0^t N_T \cdot dt. \quad /11/$$

Индекс "мин." означает, что данные кривые задержанных совпадений имеют минимальную ширину /в сущности, это собственная кривая задержанных совпадений отдельного канала/, поскольку второй канал не вносит временного разброса. Графики таких "минимальных" кривых задержанных совпадений, полученные путем численного интегрирования кривых временного разрешения, приведены на рис.5е. Ясно, что разрешающее время $\tau_{мин}$ равно ширине распределения N_T на уровне $\sim 0,01$ /по площади под кривой/. Чтобы не прибегать к численному интегрированию, для оценок $\tau_{мин}$ можно задаться уровнем $0,01$ по высоте /выбор 1% по площади весьма условен/, что не меняет существенно результатов. Тогда:

$$\tau_{мин} = \text{arc}\phi^+ \left(\frac{\bar{U}_{II}}{\text{arc}F(0,01)} \right) - \text{arc}\phi^+ \left(\frac{\bar{U}_{II}}{\text{arc}F^-(0,01)} \right). \quad /12/$$

На рис.5ж-и/ показаны графики зависимостей $\bar{\Delta}_T$ и $\bar{\tau}_{мин}$ от величины $\bar{\tau}_э$, а на рис.5к - графики зависимости $\tau_{мин}$ от величины \bar{U}_{II} , при различных $\bar{\tau}_э$ и $\bar{\sigma}_И$. Отметим, что приближенно выполняется соотношение: $\tau_{мин} \approx 3\Delta_T$, указанное еще в работе^{/2/}.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение хотелось бы обратить внимание на асимметрию кривых задержанных совпадений - рис.5е /вернее, даже "перевернутую" симметрию кривой/, поскольку обычно их принято изображать симметричными. Сильная асимметрия кривых на рис.5е

вызвана тем, что мы считали второй канал совпадений идеальным. В реальных условиях такой разброс всегда имеет место, и ход кривых задержанных совпадений определяется уже не формулой /11/, а интегралом свертки двух распределений. Строго говоря, симметричная кривая задержанных совпадений получается, если каналы совпадений имеют идентичные кривые временного разрешения. Во всех остальных случаях имеется определенная степень асимметрии. Она, например, хорошо заметна на кривой задержанных совпадений суммарного выхода ИЛИ с пропорциональной камеры по отношению к импульсу со сцинтилляционного монитора. Именно из-за асимметрии, в качестве величины разрешающего времени мы использовали полную ширину кривой задержанных совпадений /на уровне 0,5/, а не полуширину, как это принято в ряде работ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басиладзе С.Г. ОИЯИ, 13-9942, Дубна, 1976.
2. Басиладзе С.Г. ОИЯИ, 13-10408, Дубна, 1977.
3. Басиладзе С.Г. ОИЯИ, 13-8911, Дубна, 1975.
4. Бару С.Е. и др. ПТЭ, 1975, №4, с.105.
5. Басиладзе С.Г. ПТЭ, 1974, №3, с.99.
6. Басиладзе С.Г., Юдин В.К. ПТЭ, 1977, №5, с.113.
7. Басиладзе С.Г. ОИЯИ, 13-5732, Дубна, 1971.
8. Ландау Л.Д. Собрание трудов, т.1. "Наука", М., 1969, с.482.
9. Немеш Т. ОИЯИ, 10-12106, Дубна, 1979.
10. Басиладзе С.Г. ОИЯИ, 13-13031, Дубна, 1980.
11. Агаханян Т.М., Гаврилов Л.Е., Мищенко В.Т. Основы наносекундной импульсной техники. Атомиздат, М., 1976, с.60.