

И И С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

И Я Ф 15 - 72

А.В.Немаров, И.Г.Фельдман

ВРЕМЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ БОЛЬШИХ
СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЁТЧИКОВ

Новосибирск

1972

А.В.Немаров, И.Г.Фельдман
ВРЕМЕННОЕ РАЗМЕЩЕНИЕ БОЛЬШИХ
СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЕТЧИКОВ

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе произведен численный расчёт и экспериментальная проверка временного разрешения сцинтилляционных счетчиков больших размеров.

Введение

Расчет временного разрешения для сцинтилляционного счетчика малых размеров при использовании дискриминатора тока анодных импульсов ФЭУ произведен в работе /1/. При использовании счетчика больших размеров необходимо учесть влияние времени светосбора на форму импульса фотоэлектронного тока.

Светосбор происходит за счет полного внутреннего отражения света. Для соединения ФЭУ со сцинтиллятором используется изогнутый световод /2/. Применение такого световода обеспечивает лучший светосбор и исключает влияние ширины счетчика на форму фотоэлектронного тока.

Если предположить, что время высвечивания сцинтиллятора $\tau_1 = 0$; световод оптически соединен с ФЭУ и отражений от обратного конца сцинтиллятора нет, то при прохождении частицы через счетчик на расстоянии l от фотокатода зависимость фотоэлектронного тока от времени имеет следующий вид:

$$J_1 \sim \begin{cases} 0 & t < t_0 \\ \frac{1}{t^2} & t_0 \leq t \leq t_0 n \\ \approx \frac{1}{t^4} & t_0 n < t \end{cases} \quad (1)$$

$n \approx 1,5$ - показатель преломления сцинтиллятора, $t_0 = \frac{ln}{c}$ - время распространения света по кратчайшему пути до фотокатода.

Функция (1) хорошо аппроксимируется экспонентой, совпадающей с J_1 в точке t_0 с точностью до первой производной. Постоянная этой экспоненты $\tau_2 = \frac{t_0}{2}$ является "постоянной времени светосбора" и определяет вклад геометрии счетчика в "расширение" светового импульса на фотокатоде. Чтобы учесть время высвечивания сцинтиллятора, нужно произвести свертку двух экспонент; в результате, с учетом нормировки, получим зависимость фотоэлектронного тока от времени в виде

$$J(t) = \frac{N}{\tau_1 - \tau_2} \left(e^{-\frac{t}{\tau_1}} - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right) \quad (2)$$

Расчет временного разрешения сцинтилляционных счетчиков больших размеров опирается на результаты работы /1/ при использовании функции (2) для фотоэлектронного тока.

Результаты расчёта и эксперимента

Расчет среднеквадратичного временного разброса σ_t выполнен на машине "Минск-22". Длина счетчика l изменялась от 0,4 до 1,6 м

На рис.1 показана зависимость величины $\frac{\sigma_t \sqrt{N}}{\tau}$ от относительного порога дискриминатора (по отношению к амплитуде импульса). N - полное число фотоэлектронов. Параметр $\tau = 1,1 \div 1,2$ зависит от коэффициента усиления ФЭУ /1/.

Из приведенных кривых ясно, что оптимальный порог для длинных счетчиков равен 10 - 20% от амплитуды анодного импульса. Для малых счетчиков эта величина составляет 5 - 10% (кривая $l = 0$).

Зависимость $\frac{\sigma_t \sqrt{N}}{\tau}$ от l при оптимальном пороге дискриминатора показана на рис.2. Одна кривая приведена для $\tau_1 = 2,2$ нсек, другая для $\tau_1 = 3,3$ нсек. В этом диапазоне изменения τ лежат времена высвечивания пластических сцинтилляторов.

С увеличением расстояния l количество фотоэлектронов N падает за счет поглощения света в сцинтилляторе. Для получения высокого временного разрешения следует применять ФЭУ с высоким квантовым выходом фотокатода и сцинтилляторы, обладающие хорошей прозрачностью. Требование же к временным параметрам сцинтиллятора (и тем более ФЭУ) для счетчиков больших размеров слабее.

Точками на рис.2 показаны экспериментальные результаты. Блок-схема установки показана на рис.3. Расстояние $l = 0,6$; 1; и 1,4 метра устанавливалось смещением свинцового коллиматора с источником γ -квантов C_{60} . Количество фотоэлектронов N в каждой точке (на рис.3 указано цифрами) задавалось порогом дифференциального дискриминатора Д.Д. Измерение N осуществлялось сравнением с одноэлектронным спектром ФЭУ-1 /3/.

Канал II, включенный на совпадения с каналом I, имел собственное временное разрешение $\sigma_t = 100$ псек.

В эксперименте использовался сцинтиллятор NE - 110 ($\tau_1 = 3,3$ нсек), толщиной 1 см.

Статистические и систематические ошибки измерений составляли около 7%. Наибольшее отклонение экспериментальных данных от кривой $\tau_1 = 3,3$ нсек (рис.2) равно 10%.

Распределение потенциалов на входных каскадах ФЭУ 56 DVP подбиралось по максимуму сбора фотоэлектронов, последних каскадов - по минимуму фронта анодного импульса.

Авторы выражают признательность Хабахашеву А.Г. за постоянное внимание и помощь.

Литература

1. Хайман, Шварц и Шлютер. Приборы для научных исследований № 3, 135 (1964).
2. Piroue, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS13. No.3,1 (June, 1966).
3. H.Bertolaceini, S.Cova and C.Bussolati. International symposium on nuclear electronics, Versail (1968).
4. Хинтербергер и Уинстон. Приборы для научных исследований № 3, 132 (1968).

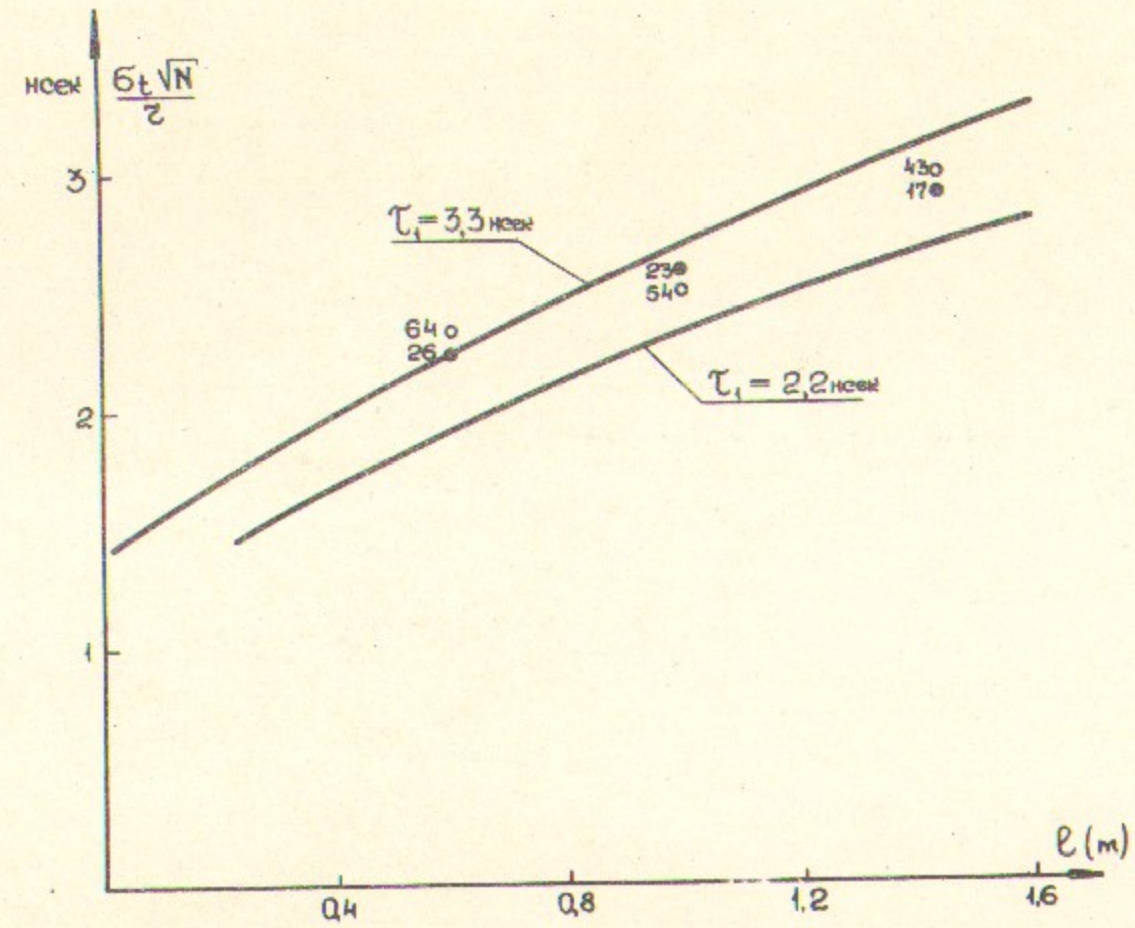


Рис. 2

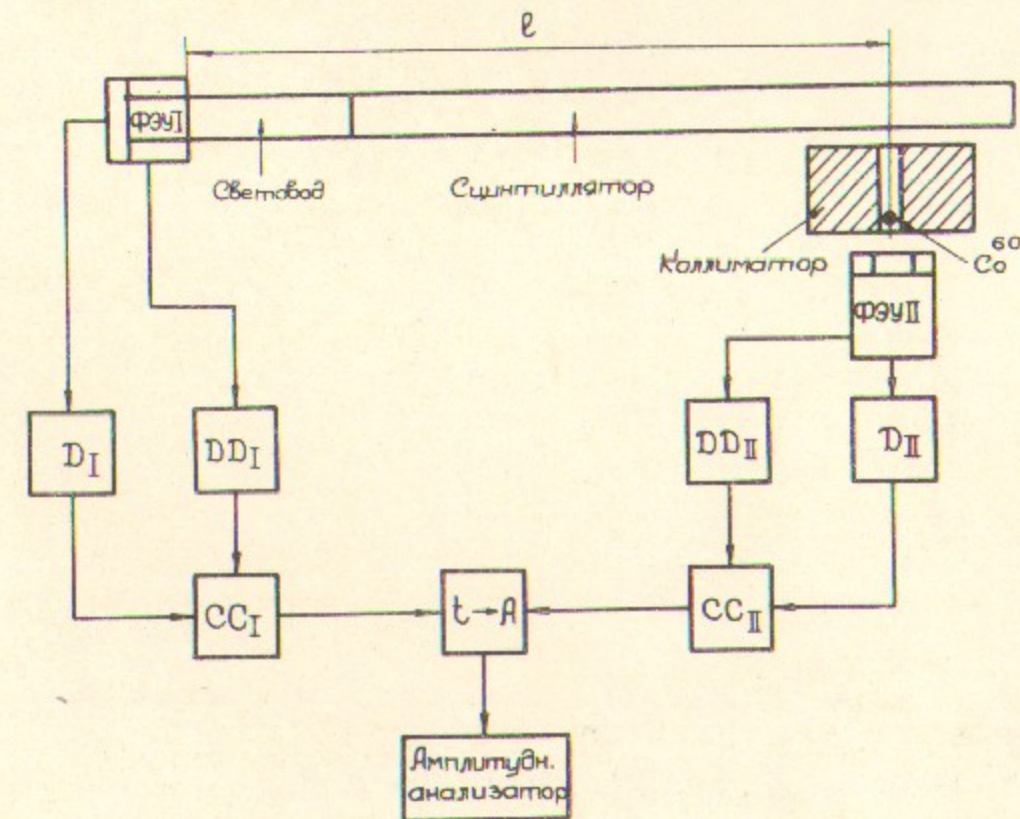


Рис. 3

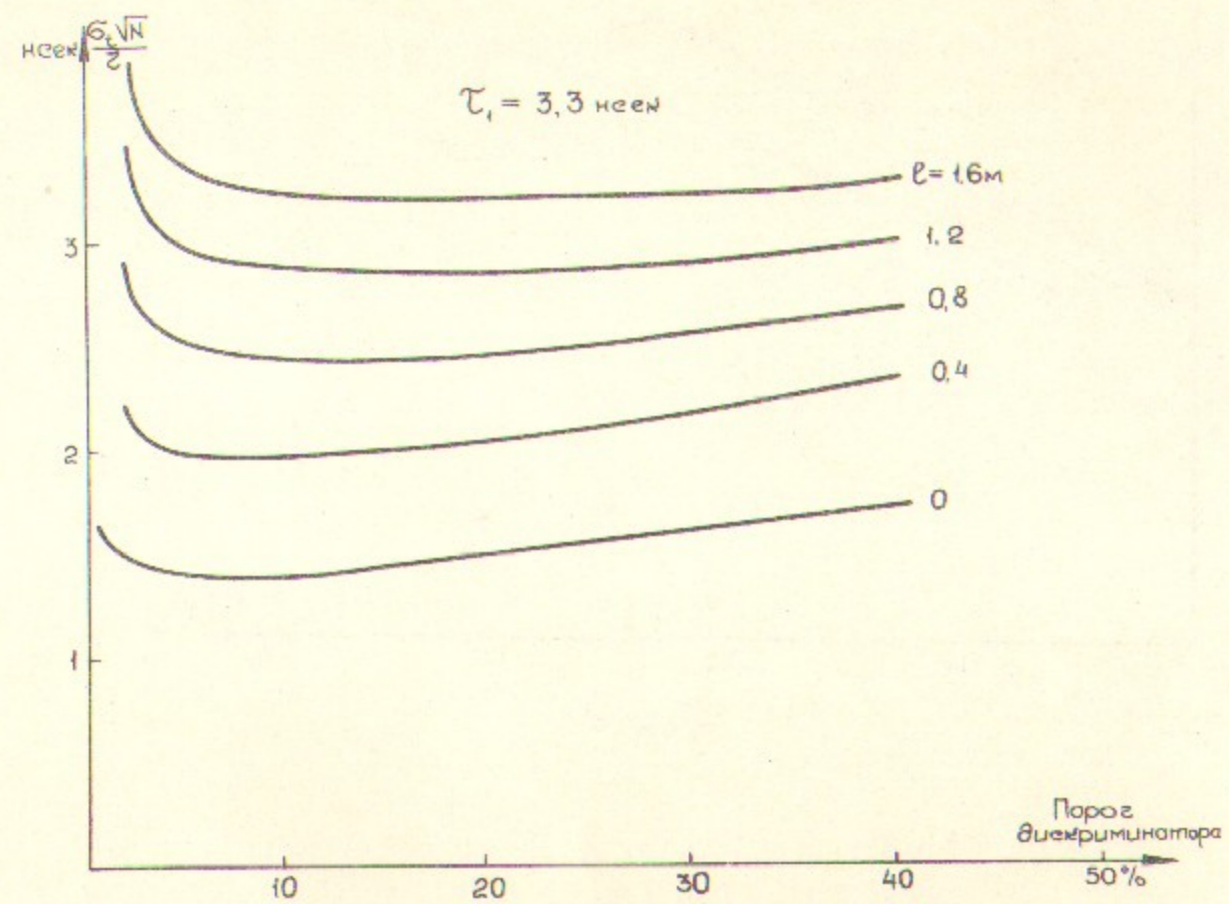


Рис. 1

Ответственный за выпуск Фельдман И.Г.
 Подписано к печати **2.3.72. МН 10172**
 Усл. **0,4** печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.
 Заказ № **15**, ПРЕПРИНТ.

Отпечатано на ротапринтере в ИЯФ СО АН СССР, вг