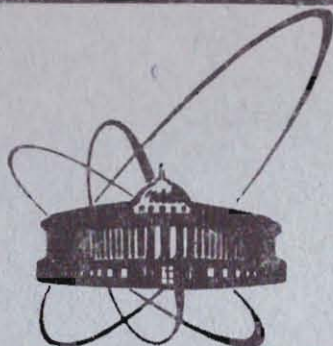


84-542



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

13-84-542

В.Г. Зинов, В.А. Морозов, В.И. Стегайлов,
С.Н. Яшин*

ВЛИЯНИЕ ВРЕМЕНИ СБОРА ЗАРЯДА
НА ВРЕМЕННОЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Направлено в журнал
"Nuclear Instruments and Methods"

* НИИ прикладной физики ТашГУ им. В.И. Ленина,
Ташкент

1984

ВВЕДЕНИЕ

Полупроводниковые детекторы ядерного излучения /ППД/ находят применение как в исследованиях энергетических спектров α , β^{\pm} , γ -излучения, так и в анализе временных корреляций в ядерных процессах. Основными достоинствами ППД являются: хорошее энергетическое разрешение, большой диапазон анализируемых энергий излучения, возможность создания детекторов, селективно регистрирующих определенный тип ядерного излучения, сравнительно высокая эффективность регистрации ядерных частиц или гамма-излучения, возможность создания детекторов различных конфигураций и объемов.

При измерениях времен жизни возбужденных состояний ядер ППД широко применяются, по крайней мере, в двух методах:

- в методе отдачи /в ядерных реакциях/;
- в методе задержанных совпадений.

Последний метод находит применение как в исследованиях радиоактивного распада, так и в ядерных реакциях. Степень достоверности определения времени жизни состояния методом задержанных совпадений в значительной мере зависит от надежности выделения каскадных гамма-переходов, связывающих изомерный уровень, или перехода, разряжающего изомерное состояние, при использовании внешнего сигнала синхронизации, например, от ускорителя. Хорошее энергетическое разрешение ППД позволяет успешно решать эту задачу. Достигнутое временное разрешение в спектрометрах совпадений с ППД дает возможность определять времена жизни в наносекундном диапазоне по экспоненциальному спаду кривой задержанных совпадений. Измерения в пикосекундном диапазоне по методу сдвига центров тяжести кривых задержанных и мгновенных совпадений встречают значительные трудности вследствие того, что физические процессы, происходящие при регистрации излучения в ППД и приводящие к формированию выходного сигнала, существенно сложнее, чем, например, в сцинтилляционном детекторе. Время сбора носителей заряда в ППД определяется размерами и конфигурацией детектора, величиной и степенью однородности электрического поля в нем, местом взаимодействия излучения с материалом детектора, типом процесса взаимодействия /однократный или многократный/, качеством материала детектора. Все это приводит к тому, что выходной сигнал с ППД отличается как по форме, так и по длительности фронта импульса даже для моноэнергетического излучения. Временные дисторсии в спектрах совпадений, которые возникают при этом, проявляются в запаздывании центра тяжести кривой мгновен-

ных совпадений от комптоновского распределения по сравнению с центром тяжести мгновенных совпадений от фотопика той же энергии, как это было показано в работе /1/. В этой работе изучались совпадения гамма-лучей в диапазоне 300÷1300 кэВ на истинном коаксиальном Ge(Li) детекторе объемом 23 см³. В другой работе /2/ было обнаружено опережение центра тяжести мгновенных совпадений комптоновского распределения по сравнению с центром тяжести мгновенных совпадений от фотопика, но в низкоэнергетической области в диапазоне от 70÷150 кэВ. Измерения проводились с HPGe детектором планарного типа. В работе /3/ было показано, что для коаксиальных Ge(Li) детекторов объемом ~40 см³ наблюдаются "аномальные" /по сравнению с плавным ходом кривой/ отклонения центров тяжести кривых мгновенных совпадений в районе пиков обратного рассеяния, краев комптоновского распределения и фотопиков. Эти обстоятельства послужили нам стимулом в изучении влияния времени сбора заряда на временное и энергетическое разрешение в Ge(Li) детекторе.

АНАЛИЗ ВРЕМЕНИ СБОРА ЗАРЯДА В ППД

В спектрометрии электронного и гамма-излучения используются следующие материалы: германий, компенсированный литием - Ge(Li), сверхчистый германий - HPGe и кремний, компенсированный литием - Si(Li). Во временных измерениях наиболее часто применяются планарные и коаксиальные ППД /истинные коаксиальные и полукоаксиальные/. Учесть все процессы, происходящие в ППД и влияющие на сбор заряда, невозможно, но можно установить характерные особенности развития этого процесса.

Планарные детекторы p-i-n типа

К планарным детекторам p-i-n типа относятся Ge(Li) и Si(Li) ППД, в которых отсутствует /в первом приближении/ фиксированный пространственный заряд в обедненной области. В детекторах этого типа электрическое поле постоянно и равно $E = -V/d$, где d - толщина детектора, а V - потенциал, приложенный к нему.

Учитывая это обстоятельство, можно рассчитать время сбора заряда. Дрейфовая скорость перемещения заряда $v = \mu E$, где μ - подвижность электрона (n) или дырки (p). Рассчитаем величину наведенного заряда при $\mu_n \neq \mu_p$, если в процессе взаимодействия излучения с веществом образуется n_0 электрон-дырочных пар в точке x_0 /отсчет ведется от p⁺-контакта детектора/ - рис.1а.

$v_n = \mu_n E$, $\int_{d-x_0}^d dx = \mu_n Et$. После интегрирования получаем уравнение движения электронов $x_n(t) = \mu_n Et + x_0$. Максимальное время сбора электронов для планарного детектора $T_{n \max} = d/\mu_n \cdot E$. Воспользовав-

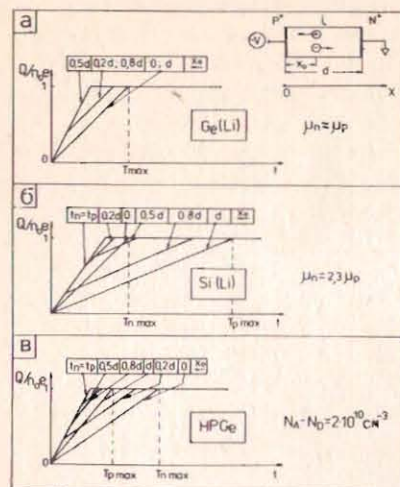


Рис.1. Время сбора заряда в планарных Ge(Li), Si(Li) и HPGe детекторах.

шись теоремой Рамо /4/, $\Delta Q = n_0 e (\Delta x / d)$, можно рассчитать наведенный заряд за счет движения электронов

$$Q_n(t) = n_0 e \frac{\mu_n Et}{d}$$

Аналогичным образом находим

$$x_p(t) = -\mu_p Et + x_0$$

$$T_{p \max} = d/\mu_p \cdot E$$

$$Q_p(t) = -n_0 e \mu_p \cdot Et / d$$

Наведенный заряд за счет движения носителей разного знака определяется из выражения $Q(t) = Q_n(t) - Q_p(t)$, или в приведенном виде

$$\frac{Q(t)}{n_0 e} = \frac{E}{d} \left(\mu_n \frac{t_n}{T_{n \max}} + \mu_p \frac{t_p}{T_{p \max}} \right) \quad /1/$$

где

$$\left. \begin{aligned} t_n = t, & \quad t \leq \frac{x - x_0}{\mu_n E}; \\ t_n = T_{n \max}, & \quad t > \frac{x - x_0}{\mu_n E}; \end{aligned} \right\} \quad /2/$$

$$\left. \begin{aligned} t_p = t, & \quad t \leq \frac{x_0}{\mu_p E}; \\ t_p = T_{p \max}, & \quad t > \frac{x_0}{\mu_p E}. \end{aligned} \right\} \quad /3/$$

Выражение /1/ можно применять для расчета сбора заряда и формы импульса как для Si(Li) детекторов ($\mu_n \neq \mu_p$), так и для Ge(Li) детекторов ($\mu_n \approx \mu_p$). В последнем случае

$$T_{n \max} = T_{p \max} = T_{\max}, \quad \frac{Q(t)}{n_0 e} = \frac{\mu E}{d \cdot T_{\max}} (t_n + t_p)$$

Значения t_n и t_p приведены в /2/, /3/.

На рис.1а представлены формы фронтов импульсов при взаимодействии излучения в разных точках Ge(Li) детектора. Для де-

текторов из Si(Li) распределение фронтов импульсов будет иное вследствие значительного отличия в подвижности электронов и дырок /рис.1б/. Необходимо отметить, что мы рассмотрели только однократный процесс взаимодействия излучения с детектором, считая начальное пространственное распределение электрон-дырочных пар точечным. Этот подход будет использован и в дальнейшем.

Планарные детекторы из HPCe

Отличительной особенностью детекторов из HPCe является наличие пространственного заряда в обедненной свободными носителями области, что приводит к следующему распределению поля в планарном детекторе /5/: $E(x) = V/d + (\rho/\epsilon)(d/2 - x_0)$; x_0 - расстояние от p^+ -контакта, ρ - пространственная плотность заряда, $\rho = e(N_A - N_D)$; e - заряд электрона, $N_A - N_D$ - разностная концентрация примеси. Произведя соответствующие преобразования, мы получим следующие выражения, которые характеризуют сбор заряда в планарном HPCe детекторе ($\mu_n \approx \mu_p = \mu$).

$$\frac{Q(t)}{q_0 e} = \frac{\mu}{2\epsilon d^2} \left[(2\epsilon V + \rho d^2) \frac{t_p}{T_{p \max}} + (2\epsilon V - \rho d^2) \frac{t_n}{T_{n \max}} \right] \quad /4/$$

где

$$\left. \begin{aligned} t_p = t, \quad t \leq \frac{x_0}{\mu \cdot E(x)}; \\ t_p = T_{p \max}, \quad t > \frac{x_0}{\mu \cdot E(x)}; \end{aligned} \right\} \quad /5/$$

$$\left. \begin{aligned} t_n = t, \quad t \leq \frac{x - x_0}{\mu \cdot E(x)}; \\ t_n = T_{n \max}, \quad t > \frac{x - x_0}{\mu \cdot E(x)}; \end{aligned} \right\} \quad /6/$$

$$T_{p \max} = \frac{1}{\mu} \frac{2\epsilon d^2}{2\epsilon V + \rho d^2}; \quad /7/$$

$$T_{n \max} = \frac{1}{\mu} \frac{2\epsilon d^2}{2\epsilon V - \rho d^2}. \quad /8/$$

На рис.1в приведены фронты импульсов для планарного детектора из HPCe. Приведенное на этом рисунке время сбора заряда рассчитано для той же толщины детектора и при том же напряжении на нем, что и для Ge(Li) ППД /рис.1а/. Отметим, что

$$\frac{T_{p \max}}{T_{\max}(\rho=0)} = \frac{1}{1 + \frac{\rho d}{2\epsilon E_0}} \quad /9/$$

$$\frac{T_{n \max}}{T_{\max}(\rho=0)} = \frac{1}{1 - \frac{\rho d}{2\epsilon E_0}}, \quad E_0 = -\frac{V}{d}. \quad /10/$$

Как видно из выражений /9/ и /10/ и рис.1в, для детекторов из материала с собственной проводимостью максимальное время сбора дырок в зависимости от пространственной плотности заряда может быть заметно меньше времени сбора электронов. По форме зарядовые импульсы с HPCe ППД аналогичны импульсам с Si(Li) ППД, хотя роль быстрой компоненты заряда в HPCe ППД играют дырки, а в Si(Li) ППД - электроны.

Коаксиальные детекторы p-i-n типа

В истинном коаксиальном Ge(Li) детекторе процесс сбора заряда может быть прослежен на основе уравнения движения носителей заряда в поле цилиндрического конденсатора. Подробно этот процесс рассмотрен в работах /1,6,7/. Мы только приведем формы фронтов импульсов для некоторых точек взаимодействия излучения в детекторе и форму распределения в нем напряженности электрического поля /рис.2/.

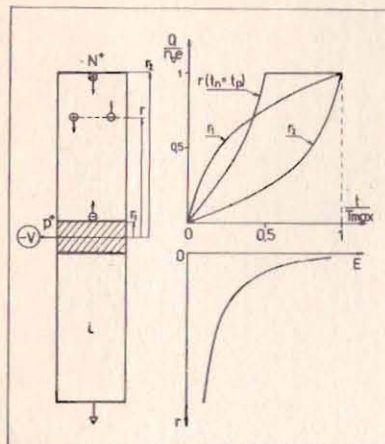


Рис.2. Формы фронтов импульсов и распределение напряженности электрического поля в коаксиальном Ge(Li) детекторе.

Расчет времени сбора заряда для полукоаксиальных детекторов затруднен вследствие недостаточно точного знания размера и конфигурации чувствительной области детектора, что не позволяет произвести точный расчет напряженности электрического поля в кристалле и проследить за процессом сбора заряда.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

При развитии методов измерения времен жизни уровней с помощью ППД необходимо располагать данными о месте взаимодействия излучения в материале детектора, т.е. данными о фронте импульса -

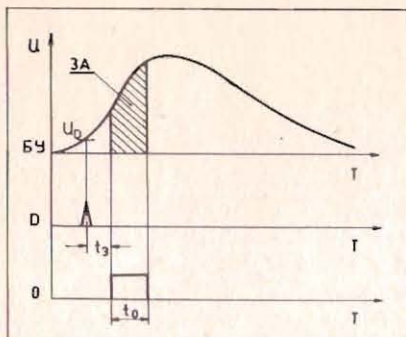


Рис.3. Принцип метода стробирования фронта импульса.

его длительности и форме. Существует несколько методов, позволяющих решать эту задачу ^{1,8-10/}. В одном из них - интегральном - проводится сравнение зарядов, получающихся при частичном и полном интегрировании импульса /этот метод был применен при изучении временных свойств ППД ^{11/}. Модификацией этого метода является временной анализ, в котором проводится интегрирование импульса с его последующим дифференцированием. Интегральный метод широко применяется для выделения спектра нейтронов, зарегистрированных на фоне γ -лучей.

Помимо этого метода существует метод прямого анализа распределения фронтов импульсов по величине временного интервала между моментами срабатывания двух дискриминаторов с разными порогами от одного импульса. В этом методе канал "СТАРТ" время-амплитудного или время-цифрового преобразователя запускается от дискриминатора с низким порогом, а канал "СТОП" - от дискриминатора с более высоким порогом ^{1,9,12/}.

Возможен еще один способ получения информации о распределении скорости нарастания фронтов импульсов: коррелированное измерение заряда на определенной части фронта импульса тока от ППД с помощью преобразователя заряд-код /ЗЦП/ или заряд-амплитуда /ЗА/ и полного заряда /энергии/. Принцип этого метода - метода стробирования импульса - представлен на рис.3. U_d - порог срабатывания дискриминатора, t_3 - задержка строба и t_0 - длительность строба. Варьируя U_d , t_3 и t_0 , можно по величине заряда провести детальное изучение скорости нарастания фронтов импульсов.

Изучение распределения скорости нарастания фронтов импульсов методом стробирования проводилось нами как в режиме самозапуска /запуска строба от исследуемого импульса/, так и в режиме внешнего запуска строба от сцинтилляционного детектора при изучении мгновенных совпадений на источнике ^{60}Co . Блок-схема спектрометра фронтов импульсов приведена на рис.4а,б. В спектрометре использованы блоки стандартной электроники, разработанные в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ ^{13/}. На рис.4а представлен двухмерный спектрометр, предназначенный для изучения E_γ -Q-спектров в режиме самозапуска. Для стробирования использовался быстрый канал предусилителя ППД /ПУ/^{14/}, сигнал которого получался после зарядочувствительного каскада и обеспечивал фронт нарастания импульса 2,5 нс. В качестве дискриминатора запуска строба /Д/ применялись различные типы дискриминаторов - интегральный,

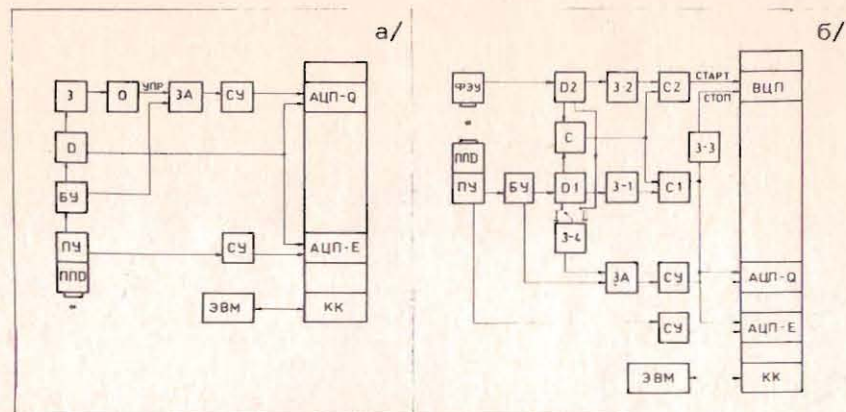


Рис.4. Блок-схема спектрометров фронтов импульсов: а/ режим самозапуска; б/ режим совпадений. БУ - быстрый усилитель, СУ - спектрометрический усилитель, АЦП - амплитудно-цифровой преобразователь, ВЦП - время-цифровой преобразователь, КК - контроллер.

дискриминатор со следящим порогом и дискриминатор с компенсацией влияния амплитудного разброса и изменений во фронте импульса. Длительность строба, получаемого с одновибратора /О/, была равна 10 нс. Задержка /З/ позволяла перемещать строб в пределах длительности всего импульса. При подаче на вход преобразователя "заряд-амплитуда" /ЗА/ исследуемого импульса и на вход управления импульса строба на выходе ЗА получался импульс, амплитуда которого пропорциональна скорости нарастания импульса в момент времени t , соответствующий задержке строба от момента срабатывания дискриминатора. Спектр импульсов с ЗА условно назовем Q-спектр. Трехмерный спектрометр совпадений /рис.4б/ E_γ -Q-Т получен на основе трехмерного спектрометра совпадений E_γ -Т- $E_\gamma^{3/}$, в одном из каналов которого использован ППД, а в другом - сцинтилляционный детектор. Была применена быстро-медленная схема совпадений, включающая в себя схемы совпадений С, С1 и С2 а также задержки 3-1÷3. Задержка 3-4 позволяла изменять задержку строба. Режим I соответствовал запуску строба от ППД, а режим II - запуску строба от ФЭУ. Нами были изучены распределения скорости нарастания фронтов импульсов от коаксиальных Ge(Li) детекторов, а также от планарных детекторов из сверхчистого германия - HPGe и кремния, компенсированного литием - Si(Li). Был также получен Q-спектр от сцинтилляционного спектрометра с кристаллом NaJ(Tl).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Сцинтилляционный спектрометр

Распределение скорости спада задних фронтов импульсов со сцинтилляционного спектрометра от источника ^{60}Co дано на рис.5а,

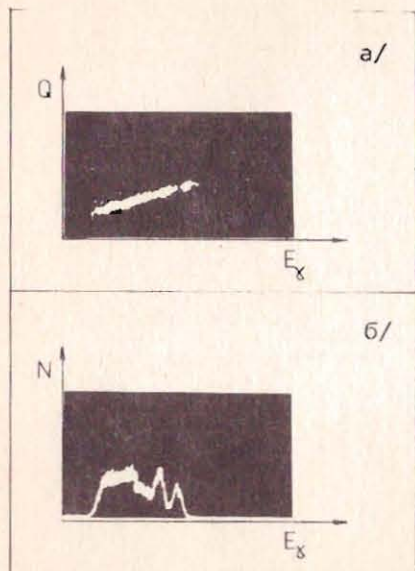


Рис.5. Стробирование импульса со сцинтилляционного спектрометра. а/ E_γ - Q -спектр ^{60}Co ; б/ гамма-спектр ^{60}Co .

на котором представлен двухмерный спектр, сфотографированный с экрана дисплея. Ось абсцисс характеризует энергетическое распределение гамма-излучения / E -ось/, ось ординат - распределение фронтов импульсов / Q -ось/. Стробирование производилось в режиме самозапуска /рис.4а/ от дискриминатора со следящим порогом. На ЗА подавался импульс с нагрузки 50 Ом в аноде ФЭУ ХР-2020 Q. Стробировался задний фронт импульса, скорость спада которого определялась временем высвечивания NaJ(Tl) $\tau = 230$ нс. Прямая пропорциональная зависимость Q от E свидетельствует о равенстве задних фронтов импульсов в рассматриваемом энергетическом диапазоне. Гамма-спектр ^{60}Co приведен на рис.5б. Обрезание спектра в низкоэнергетической области определяется порогом срабатывания дискриминатора.

Планарный Si(Li) детектор

На рис.6а представлен Q -спектр от конверсионных электронов ^{152}Eu , энергетический спектр которых приведен на рис.6б. Si(Li) детектор имел размеры 50×4 мм². Рабочее напряжение на детекторе равнялось 500 В. Входное окно было со стороны P^+ -контакта. В этом случае, как и в дальнейшем, стробировался передний фронт импульса. Использовался режим самозапуска. Дискриминатор запуска строга работал в интегральном режиме.

По своему виду Q -спектр напоминает спектр со сцинтилляционного детектора, что, очевидно, объясняется малой величиной пробега электронов в кремнии и регистрацией их вблизи поверхностного слоя. Малая величина размытия Q -спектра связана, по-видимому, с малой эффективностью регистрации гамма-лучей в кремнии.

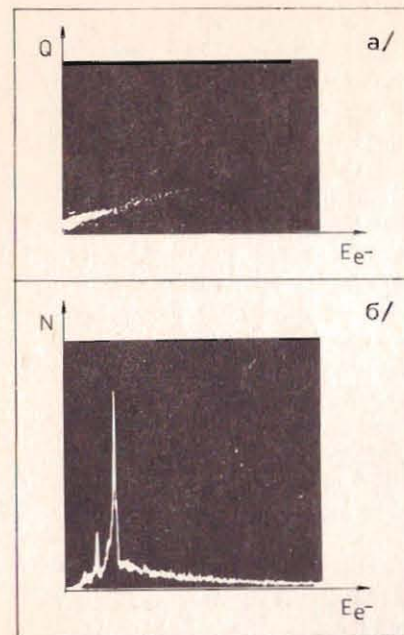


Рис.6. Стробирование импульса с планарного Si(Li) детектора. а/ E_e - Q -спектр ^{152}Eu ; б/ спектр конверсионных электронов ^{152}Eu . /По сравнению со спектром на рис.6а на этом рисунке ось абсцисс растянута в 4 раза/.

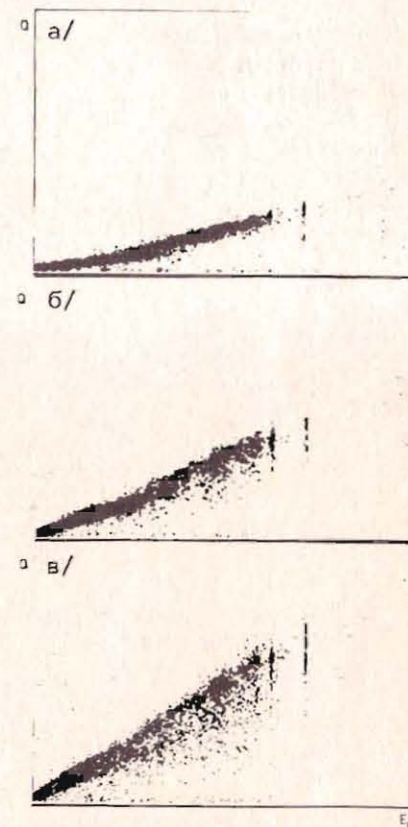


Рис.7. Стробирование импульсов от планарного HPGe детектора / E_γ - Q -спектр/. а/ $t_3 = 0$; б/ $t_3 = 6$ нс; в/ $t_3 = 10$ нс.

Планарный HPGe детектор

На рис.7а-в представлены Q -спектры, полученные на источнике ^{60}Co . Измерения были проведены на планарном HPGe детекторе диаметром 32 мм и толщиной 6 мм при напряжении 1000 В / $^{15}\text{Ис}$ -пользовался режим самозапуска. Дискриминатор работал в режиме интегрального дискриминатора. Как видно из приведенных рисунков, разброс скорости нарастания фронтов импульсов не только довольно значительным, но и имеет, по крайней мере, две группы фронтов,

скорость нарастания которых пропорциональна энергии. Заметно выделяется также группа фотопиков. Данные на рис.7а-в отличаются только величиной задержки строба, значение которой приведено на тех же рисунках. Величина задержки строба на рис.7а принята за нуль.

Коаксиальные Ge(Li) детекторы

Изучение распределения фронтов импульсов с коаксиальных Ge(Li) детекторов представляет особый интерес вследствие более высокой эффективности регистрации ими гамма-излучения, позволяющей применять эти детекторы в спектрометрах совпадений. При применении любого метода, позволяющего исследовать фронты импульсов, важно, чтобы спектрометр фронтов импульсов имел как можно большую дисперсию. Метод стробирования в применении к коаксиальным детекторам обладает при значительной дисперсии скорости нарастания фронтов импульсов /особенно для гамма-лучей с энергией больше 300 кэВ/ рядом неожиданных свойств, позволяющих использовать этот метод для улучшения временного и энергетического разрешений спектрометра, а также осуществлять селективный отбор событий, зарегистрированных во внешнем поверхностном слое детектора.

В наших измерениях применялись истинные коаксиальные и полукоаксиальные Ge(Li) детекторы, изготовленные в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ /16/. Можно отметить, что в процессе исследований не было замечено существенных отличий в распределении фронтов импульсов в этих детекторах. Нами использовались два режима запуска строба - самозапуск /рис.4а/ и запуск от сцинтилляционного детектора в режиме совпадений /рис.4б/. В сцинтилляционном спектрометре применялись ФЭУ XP-2020Q и пластический сцинтиллятор NE-104.

А. Режим самозапуска

При этом способе запуска строба сигнал с быстрого канала ПУ подавался на дискриминатор, который работал в одном из трех режимов:

- в режиме дискриминатора со следящим порогом (CFD);
- в режиме интегрального дискриминатора (LE);
- в режиме дискриминатора с компенсацией влияния амплитудного разброса и изменений во фронте импульса (ARC).

1. Дискриминатор CFD. Результаты стробирования фронтов от истинного коаксиального детектора приведены на рис.8а-г. Объем детектора равен 41 см^3 , $V = 2000 \text{ В}$. Измерения проведены в идентичных условиях, различие в E_γ -Q-спектрах связано только с ве-

Рис.8. Стробирование импульсов от истинного коаксиального Ge(Li) детектора / E_γ -Q-спектр/. а/ $t_3 = 0$; б/ $t_3 = 8 \text{ нс}$; в/ $t_3 = 24 \text{ нс}$; г/ E_γ -спектр ^{60}Co .

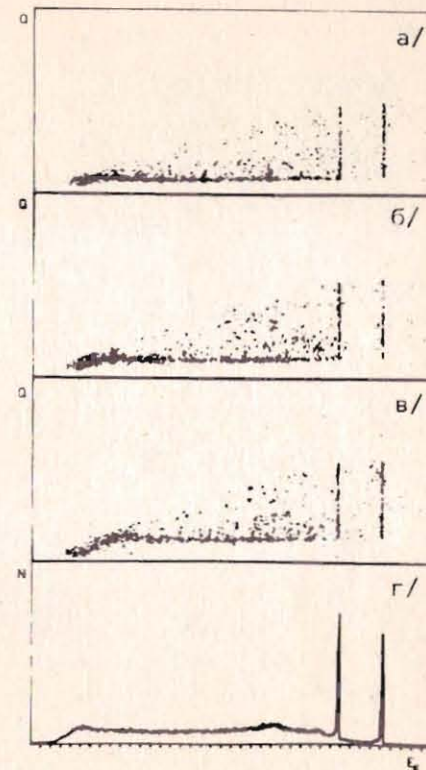
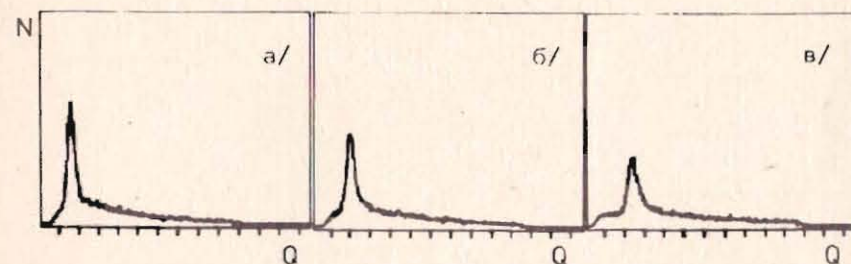


Рис.9. Стробирование импульсов от истинного коаксиального Ge(Li) детектора / Q-спектр, $E_\gamma > 80 \text{ кэВ}$ /. а/ $t_3 = 0$; б/ $t_3 = 8 \text{ нс}$; в/ $t_3 = 24 \text{ нс}$.



личиной задержки строба. Обращает на себя внимание горизонтальная линия, соответствующая импульсам с малой скоростью нарастания фронта, которая по мере увеличения задержки строба смещается в сторону больших Q. Этот эффект более отчетливо виден на одномерных Q-спектрах /рис.9а-в/, которые представляют собой интегральные /для всего энергетического спектра ^{60}Co / Q-спектры. Эта группа импульсов несомненно соответствует регистрации излучения в поверхностном слое детектора. Фотопики ^{60}Co также очень четко выделены и характеризуются большим спектром фронтов

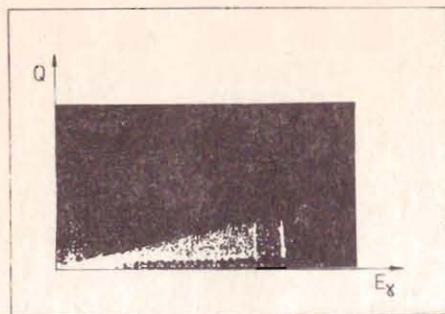
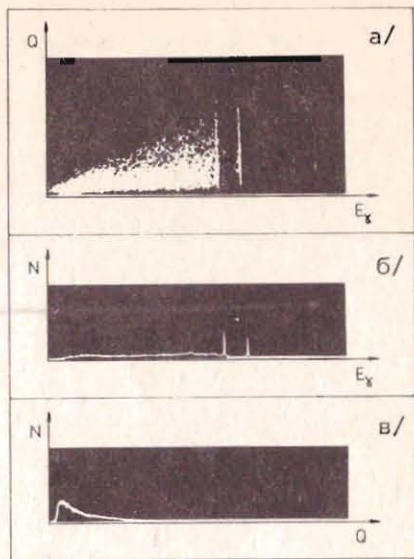


Рис.10. Стробирование импульсов от истинного коаксиального Ge(Li) детектора / E_γ -Q спектр, $t_3 = 64$ нс/.

Рис.11. Стробирование импульсов от истинного коаксиального Ge(Li) детектора. а/ E_γ -Q-спектр / $t_3 = 96$ нс/; б/ E_γ -спектр; в/ Q-спектр / $t_3 = 96$ нс/.



в отличие от планарного детектора. Интересен также район почти прямой пропорциональной зависимости величины скорости нарастания фронта от энергии зарегистрированного излучения.

2. Дискриминатор LE. Этот режим качественно идентичен предыдущему. Здесь также четко выделяются группа фронтов с малыми значениями Q и фотопики, наблюдается и район пропорциональной зависимости Q от E_γ /рис.10/.

3. Дискриминатор ARC. Применение дискриминатора ARC привело к аналогичному результату. Можно только отметить, что менее четко стала выделяться группа импульсов с малой скоростью нарастания фронта, и уменьшился диапазон их смещения по Q-спектру при увеличении задержки строба /при этом происходит более быстрое размытие этой группы/. Результаты измерений спектра импульсов от ^{60}Co в этом режиме при большой величине задержки строба показаны на рис.11. На рис.12 приведен спектр импульсов от источника ^{152}Eu /величина задержки та же/.

Б. Режим совпадений

В режиме совпадений /рис.4б/ строб запускался от дискриминатора со следящим порогом от сцинтилляционного спектрометра. Результаты эксперимента представлены на рис.13. Отметим, что наблюдается почти полное согласие полученного E_γ -Q-спектра

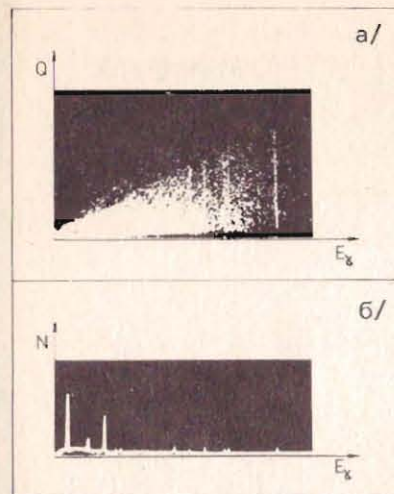


Рис.12. Стробирование импульсов от истинного коаксиального Ge(Li) детектора. а/ E_γ -Q-спектр ^{152}Eu ($t_3 = 96$ нс) б/ E_γ -спектр ^{152}Eu / $t_3 = 96$ нс/.

с тем, что получалось при других способах запуска строба. Хотя имеется одно существенное различие: в двумерном спектре не происходит столь четкого выделения группы импульсов с малыми значениями Q, как, например, при использовании дискриминатора CFD. Таким образом, при запуске строба сигналом в момент времени, который или равен истинному нулю времени, или смещен от него на незначительную /по сравнению со временем сбора заряда в ППД/ величину, в Q-спектре не происходит четкого выделения групп импульсов с малой величиной скорости нарастания фронта.

СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУКОАКСИАЛЬНОГО Ge(Li) ДЕТЕКТОРА

Изучение спектрометрических свойств полукоаксиального Ge(Li) детектора объемом 43 см^3 при $V = 1900$ В проводилось на источнике ^{60}Co в режиме $\beta^- \gamma$ -совпадений с применением в спектрометре совпадений сцинтилляционного спектрометра в канале "СТАРТ" и ППД в канале "СТОП". В эксперименте проводилась запись трехмерных спектров совпадений E_γ -Q-T на магнитную ленту, где E_γ - энергия гамма-кванта, зарегистрированного в ППД, Q - скорость нарастания фронта импульса соответствующего гамма-кванта; T - временной интервал между моментами срабатывания сцинтилляционного и полупроводникового спектрометров. Сортировка накопленной информации производилась после окончания эксперимента. Регистрация β^- -частиц производилась сцинтиллятором NE-104. Порог срабатывания дискриминатора (CFD) в канале сцинтилляционного спектрометра не превышал 50 кэВ.

Для получения Q-спектров использовался режим самозапуска строба с помощью дискриминатора ARC-типа. Длительность строба была равна 10 нс. Задержка строба - 27 нс. Время набора информации не превышало 8 ч. Сортировка информации велась при выборе определенных диапазонов по E_γ и /или/ по Q, при этом анализировалось временное и энергетическое разрешение детектора.

В работах /17,18/ было показано, что для фотопиков различных энергий при выделении импульсов с определенными фронтами на планарных и коаксиальных детекторах происходит разложение энер-

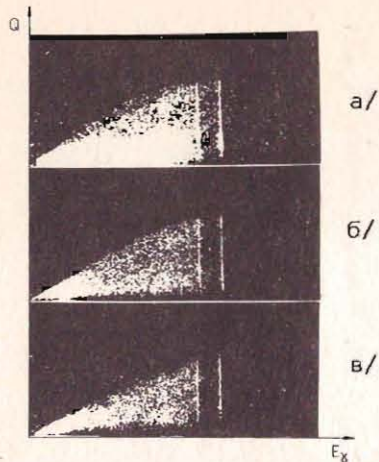
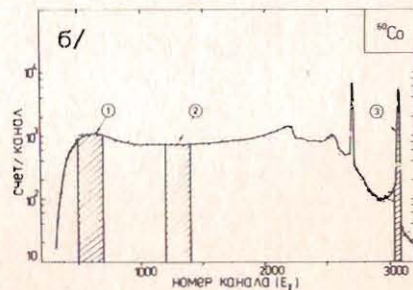
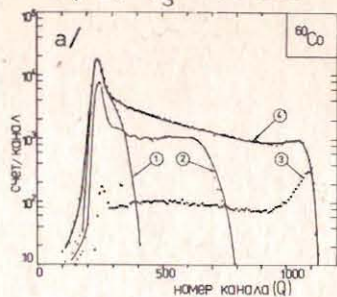


Рис.14. а/ Q-спектры для различных энергетических выборок в гамма-спектре ^{60}Co . 1. $E_\gamma = 220 \div 310$ кэВ; 2. $E_\gamma = 520 \div 610$ кэВ; 3. $E_\gamma = 1332$ кэВ; 4. $E_\gamma = 150 \div 1350$ кэВ. /Нормировка числа отсчетов по разным сечениям не производилась;/ б/ Гамма-спектр ^{60}Co .

Рис.13. Стробирование импульса от истинного коаксиального Ge(Li) детектора. а/ $t_3 = 0$ нс; б/ $t_3 = 32$ нс; в/ $t_3 = 64$ нс.



гетической линии на компоненты, центры тяжести которых смещены относительно друг друга. Величина этого смещения зависит от типа детектора, его объема и качества материала, из которого он сделан.

Нами было проведено изучение формы Q-спектров - спектров распределения скорости нарастания фронтов импульсов в зависимости от энергии излучения, зарегистрированной в детекторе. На рис.14а представлены некоторые Q-спектры для энергетических сечений в спектре ^{60}Co , приведенном на рис.14б. На рисунке хорошо видно, что форма Q-спектра комптоновского распределения отличается от формы Q-спектра фотопика. Отличается также и величина дисперсии фронтов. Отметим, что равенство по Q для гамма-квантов разных энергий не всегда означает равенства фронтов импульсов. Мы провели более детальное изучение формы Q-спектров в зависимости от того, какая часть гамма-линии используется для анализа Q. Результаты анализа двух гамма-линий ^{60}Co приведены на рис.15, где также приведен Q-спектр для всей гамма-линии. Наблюдающееся различие в Q-компонентах, очевидно, связано с процессом сбора заряда в детекторе. Помимо этого, гамма-линия была разложена на компоненты выборкой различных значений по Q, что позволяет изучить структуру гамма-линии в зависимости от крутизны фронта импульса /рис.16/. Оказывается, что

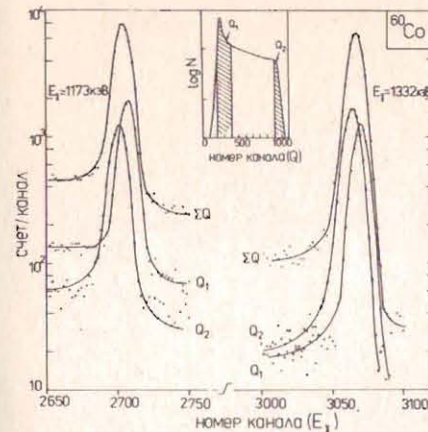


Рис.15. Q-спектры для гамма-линий

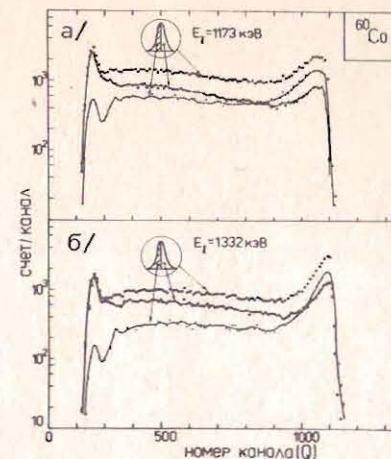


Рис.16. Структура гамма-линии в зависимости от величины скорости нарастания фронта импульса.

импульсам с наибольшей крутизной соответствует низкоэнергетическая часть линии, а с наименьшей - высокоэнергетическая часть, та, которая соответствует наиболее полному сбору заряда. Это можно понять, если учесть, что высокоэнергетическая часть соответствует регистрации излучения во внешней области детектора и связана с прохождением дырок, сечение захвата которых мало. Низкоэнергетическая компонента соответствует регистрации излучения в центральной области детектора и связана с прохождением электронов, сечение захвата которых больше по сравнению с сечением захвата дырок. Энергетическое разрешение компоненты гамма-линии для импульсов с малой крутизной фронта / Q_1 -сечение/ несколько лучше, чем для всей гамма-линии как на полувысоте, так и на уровне 1/10 высоты. Разрешение компоненты гамма-линии для импульсов с большой крутизной фронта / Q_2 -сечение/, наоборот, несколько хуже по сравнению со всей гамма-линией.

Временное разрешение спектрометра совпадений при выделении в Ge(Li) ППД всего гамма-спектра ^{60}Co от $150 \div 1350$ кэВ, а в сцинтилляционном спектрометре - β^- -спектра от $50 \div 350$ кэВ равнялось 9 нс. Во временном канале Ge(Li) детектора применялся дискриминатор ARC-типа. Влияние диапазона выборки по Q-спектру в канале ППД на временное разрешение спектрометра было изучено на примере линии 1332 кэВ ^{60}Co . Результаты сортировки показаны на рис.17а, на том же рисунке показаны диапазоны выборки по Q. Временное разрешение спектрометра при $E_\gamma = 1332$ кэВ и $E_\beta = 50 \div 350$ кэВ равно $2\tau = 5,5$ нс. За счет применения метода стробирования и отбора импульсов только с предельно большими Q /сечение - 5/ удалось улучшить временное разрешение спектромет-

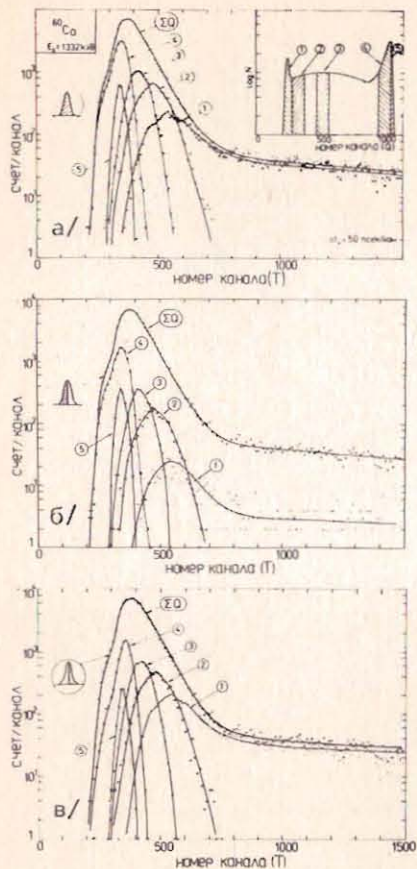
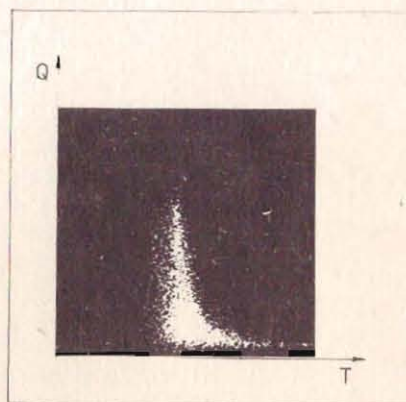


Рис.17. Временное разрешение спектрометра β^- - γ -совпадений. / $E_{\beta} = 50 \div 350$ кэВ/; а/ $E_{\gamma} = 1332$ кэВ /вся гамма-линия/; б/ $E_{\gamma} = 1332$ кэВ /низкоэнергетическая часть гамма-линии/; в/ $E_{\gamma} = 1332$ кэВ /высокоэнергетическая часть гамма-линии/.

Рис.18. Двухмерный спектр Q - T -совпадений, полученный для гамма-линии 1332 кэВ в совпадениях с β -частицами ^{60}Co .



ра при данной энергетической выборке более, чем в три раза $/2\tau = 1,65$ нс/. При этом форма кривой мгновенных совпадений на протяжении трех порядков симметрична и не имеет никаких искажений по склону. Эти результаты превосходят данные, полученные в работах ^{19,20/}. Крутизна склона при этом не превышает 0,5 нс, что позволяет для данного энергетического интервала проводить измерения времен жизни уровней с $T_{1/2} > 0,5$ нс по методу наклона. В сечении Q_3 также получается симметричная форма линии кривой мгновенных совпадений с крутизной склона, незначительно отличающейся от первого случая. Для выяснения причины затяжки кривой мгновенных совпадений при выборке сечения Q_1 мы провели дополнительную сортировку, произведя не только выборку по Q , но и разделив линию 1332 кэВ пополам на низкоэнергетическую и высокоэнергетическую части. Результаты приведены на рис.17б,в. Как видно, высокоэнергетическая часть гамма-линии дает лучшее временное разрешение по сравнению с низкоэнер-

Таблица

Временное разрешение спектрометра β - γ -совпадений*.

| № сечения по | 2τ /нс/ | | |
|--------------|---|--|--|
| | $E_{\gamma} - \Delta E \leq E \leq E_{\gamma} + \Delta E$ | $E_{\gamma} - \Delta E \leq E \leq E_{\gamma}$ | $E_{\gamma} \leq E \leq E_{\gamma} + \Delta E$ |
| 5 | 1,75 | 2,0 | 1,65 |
| 4 | 3,25 | 3,25 | 2,50 |
| 3 | 4,50 | 4,25 | 4,25 |
| 2 | 6,50 | - | - |
| 1 | 9,25 | - | - |
| ΣQ | 5,50 | - | - |

* $E_{\beta} = 50 \div 350$ кэВ; $E_{\gamma} = 1332$ кэВ; E_{γ} - энергия гамма-линии; $2\Delta E$ - полная ширина гамма-линии.

гетической, но при этом весь вклад в затяжку кривой мгновенных совпадений в сечении Q_1 дает именно эта часть гамма-линии. Некоторые данные относительно временного разрешения спектрометра совпадений для рассмотренных случаев приведены в таблице, в которой показаны также диапазоны выборки по Q и по энергии.

Влияние выборки по Q на временное разрешение спектрометра наглядно видно из рис.18, на котором приведен двухмерный спектр Q - T /в ППД выделена гамма-линия 1332 кэВ ^{60}Co /.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Метод стробирования фронта импульса с ППД можно использовать как для улучшения спектрометрических характеристик ППД, так и для детального изучения процесса сбора заряда в нем. Было показано, что для коаксиальных детекторов удастся выделить группу импульсов в широком энергетическом интервале, которые соответствуют регистрации излучения в поверхностном слое детектора. Выбор импульсов с предельной скоростью нарастания фронта позволяет в несколько раз улучшить временное разрешение спектрометра совпадений и продвинуть границу применимости метода наклона при определении времен жизни возбужденных состояний ядер при помощи коаксиальных ППД большого объема в пикосекундную область.

Метод стробирования позволяет получить большую дисперсию скорости нарастания фронтов импульсов для гамма-квантов средних и больших энергий, что обеспечивает дальнейшее развитие метода

определения времен жизни уровней с применением ППД по методу сдвига центров тяжести кривых мгновенных и задержанных совпадений. Метод анализа EQT позволяет проводить прямое сравнение временных распределений для источников мгновенных и задержанных совпадений с целью извлечения информации о сдвиге центров тяжести.

Авторы выражают свою признательность проф. В.П.Джелепову и проф.К.Я.Громову за постоянную поддержку в работе и благодарят сотрудников ВЦ ЛЯП за обеспечение бесперебойной работы ЭВИ в длительных измерениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. White D., McDonald W. NIM, 1974, 115, p.1.
2. Kawade K. et al. NIM, 1982, 200, p.583.
3. Морозов В.А. и др. ОИЯИ, 6-84-140, Дубна, 1984.
4. Bertolini G., Coche A. Semiconductor Detectors. North-Holland Publ.Co., Amsterdam, 1968.
5. Llacer J. NIM, 1972, 98, p.259.
6. Sakai E. IEEE Trans.on Nucl.Sci., NS-14, No.5, 1967, p.1.
7. Goulding F.S. NIM, 1966, 43, p.1.
8. Sabbah B., Suhani A. NIM, 1968, 58, p.102.
9. Sakai E., McMath T.A. NIM, 1968, 64, p.310.
10. Sherman I.S., Strauss M.G. NIM, 1974, 117, p.285.
11. Strauss M.G., Larsen R.N., Sifter L.L. NIM, 1967, 46, p.45.
12. Кашеваров В.Л. и др. Препринт ФИАН, 188, М., 1979.
13. Борейко В.Ф. и др. ОИЯИ, 13-6396, Дубна, 1972.
14. Akimov Yu.K. et al. NIM, 1972, 104, p.581.
15. Морозов В.А. и др. ОИЯИ, 13-84-213, Дубна, 1984.
16. Вылов Ц., Осипенко Б.П., Чумин В.Г. ЭЧЛЯ, 1978, т.9, вып.6, с.1331.
17. Matsushita N. et al. NIM, 1981, 179, p.119.
18. Matsushita N., Kasagi J., McHarris W.C. NIM, 1982, 201, p.433.
19. Богдзель А.А. и др. ОИЯИ, P13-82-737, Дубна, 1982.
20. Kasagi J., Ohnuma H., Ohyama N. NIM, 1982, 193, p.557.

Росеначи Д.Н.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 июля 1984 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

| | | |
|---------------|---|-------------|
| | Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/ | 7 р. 40 к. |
| | Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/ | 8 р. 00 к. |
| | Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/ | 11 р. 40 к. |
| Д11-80-13 | Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979 | 3 р. 50 к. |
| Д2-81-543 | Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981 | 2 р. 50 к. |
| Д10,11-81-622 | Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980 | 2 р. 50 к. |
| Д17-81-758 | Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981. | 5 р. 40 к. |
| Р18-82-117 | Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981. | 3 р. 80 к. |
| Д2-82-568 | Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982. | 1 р. 75 к. |
| Д9-82-664 | Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982. | 3 р. 30 к. |
| Д3,4-82-704 | Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982. | 5 р. 00 к. |
| Д11-83-511 | Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982. | 2 р. 50 к. |
| Д7-83-644 | Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983. | 6 р. 55 к. |
| Д2,13-83-689 | Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983. | 2 р. 00 к. |
| Д13-84-63 | Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983. | 4 р. 50 к. |
| Д2-84-366 | Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984. | 4 р. 30 к. |

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

В Объединенном институте ядерных исследований начал выходить сборник "Краткие сообщения ОИЯИ". В нем будут помещаться статьи, содержащие оригинальные научные, научно-технические, методические и прикладные результаты, требующие срочной публикации. Будучи частью "Сообщений ОИЯИ", статьи, вошедшие в сборник, имеют, как и другие издания ОИЯИ, статус официальных публикаций.

Сборник "Краткие сообщения ОИЯИ" будет выходить регулярно.

The Joint Institute for Nuclear Research begins publishing a collection of papers entitled *JINR Rapid Communications* which is a section of the JINR Communications and is intended for the accelerated publication of important results on the following subjects:

Physics of elementary particles and atomic nuclei.
Theoretical physics.
Experimental techniques and methods.
Accelerators.
Cryogenics.
Computing mathematics and methods.
Solid state physics. Liquids.
Theory of condensed matter.
Applied researches.

Being a part of the JINR Communications, the articles of new collection like all other publications of the Joint Institute for Nuclear Research have the status of official publications.

JINR Rapid Communications will be issued regularly.



Зинов В.Г. и др.

13-84-542

Влияние времени сбора заряда на временное и энергетическое разрешение полупроводниковых детекторов

Исследовано влияние времени сбора заряда на временное и энергетическое разрешение полупроводниковых детекторов. Показано, что стробирование фронтов импульсов позволяет выделить в коаксиальных детекторах группу фронтов, соответствующих регистрации излучения в поверхностных слоях детектора. Выбор импульсов с предельной скоростью нарастания фронта позволяет улучшить разрешение временного спектрометра в режиме (β -ФЭУ - γ ИИД) -совпадений на радиоактивном источнике ^{60}Co на линии 1332 кэВ с $2\tau = 5,50$ нс до $2\tau = 1,65$ нс.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод авторов

Zinov V.G. et al.

13-84-542

Effect Produced by the Charge Collection Time Upon the Time and Energy Resolution of Semiconductor Detectors

The effect produced by the charge collection time upon the time and energy resolution of semiconductor detectors has been studied. It is shown that sampling of pulse rise times permits one to identify in co-axial detectors a group of pulses, corresponding to detection of radiation in surface layers of the detector. Choice of pulses with the maximum rise time rate allows one to improve time resolution of the coincidence spectrometer and achieve $2\tau = 1.65$ nsec, instead of $2\tau = 5.50$ nsec for coincidence of the 1332 keV gamma line and β^- particles from ^{60}Co .

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1984