ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ УМЕНЬШЕНИЯ ВКЛАДА ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ПРОХОДЯЩЕЙ ЧАСТИЦЫ В ДЕТЕКТОРАХ РЕНТГЕНОВСКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Р. А. АСТАБАТЯН, М. П. ЛОРИКЯН, К. Ж. МАРКАРЯН

Приводятся формулы, на основе которых можно оценить зависимость формы и амплитуды импульса на выходе детектора излучения от пространственного распределения ионизации, образованной излучением. Обсуждается возможность практического использования вышеуказанной зависимости для разделения ионизаций от фотонов РПИ и проходящей частицы при использовании в качестве детектора излучений пропорциональной камеры. Приводятся результаты экспериментальных исследований.

В ояде методических задач физики высоких энергий может возникнуть необходимость выделения локальной ионизации на фоне непрерывной. Важным примером является регистрация рентгеновского переходногоизлучения (РПИ). Малость интенсивности и угла излучения РПИ и относительно большие ионизационные потери энергии падающей частицы, на фоне которой ведется регистрация фотонов РПИ, создают определенные трудности при использовании РПИ для идентификации частиц высоких энергий. Однако различие в пространственном распределении ионизаций от РПИ и частипы может позволить при соответствующих условиях регистрации эффективнее выделять фотоны РПИ на фоне ионизационных потерь энергии падающей частицы. В работах [1] был предложен детектор, состоящий из радиаторов РПИ, чередующихся с многопроволочными пропорциональными камерами, в котором использован тот факт, что из-за локального характера поглощения фотонов РПИ в газе камеры можно уменьшить вклад ионизации от частицы посредством регистрации РПИ по отдельным отсекам.

Однако вклад ионизационных потерь энергии можно компенсировать в детекторах РПИ и другим путем. Рассмотрим камеру, содержащую область дрейфа и регистрирующий детектор. Излучение проходит через дрейфовый отсек, образованные при этом электроны ионизации под действием электрического поля движутся к детектору и регистрируются. Такой тип камеры позволяет изменять условия дрейфа электронов ионизации без существенного изменения режима работы регистрирующего детектора.

Форма и амплитуда образованного импульса, помимо других факторов, зависят от разброса во времени прихода электронов ионизации в чувствительную область детектора. Рассмотрим эту зависимость. Форма импульса, образованного единичным электроном ионизации, задается следующим выражением [2]:

$$V(t) = \frac{1}{C} \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \int_{0}^{t} \exp\left(\frac{t}{RC}\right) I(t) dt, \qquad (1)$$

тде I(t) — ток в регистрирующем детекторе, образованный единичным электроном ионизации, С — эквивалентная емкость входа, RC — постоянная времени формирования импульса.

Если число первичных электронов больше единицы, то импульс, образованный на выходе детектора, представляет собой суперпозицию импульсов, образованных каждым электроном ионизации. Обозначим через T время сбора электронов ионизации в чувствительную область детектора (время дрейфа) и начало отсчета втого времени будем вести с момента попадания первого электрона ионизации в эту область. Тогда импульс от *j*-го электрона будет смещен на время T_j относительно импульса от первого электрона, а форма импульса будет задаваться выражением (1) с заменой t на $t-T_j$. Если число первичных электронов ионизации есть N_0 и известен дифференциальный закон N(T) распределения этих электронов по времени сбора в чувствительную область регистрирующего детектора,

который удовлетворяет условию нормировки $N_o = \int_0^\infty N(T) \, dT$, то сум-

марный импульс на выходе детектора будет даваться формулой

$$U(t) = \frac{1}{C} \int_{0}^{t} \exp\left(-\frac{t-T}{RC}\right) N(T) \left[\int_{0}^{t} \exp\left(\frac{t-T}{RC}\right) I(t-T) dt\right] dT.$$
(2)

В частном случае одновременного сбора электронов ионизации в чувствительную область детектора N(T) представляет собой δ -функцию и выражение (2) принимает вид

$$U(t) = \frac{1}{C} N_0 \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \int_0^t \exp\left(\frac{t}{RC}\right) I(t) dt = N_0 V(t), \quad (3)$$

т. е. получаем хорошо известную пропорциональную зависимость импульса от числа первичных электронов. В общем же случае амплитуда образованного импульса, вообще говоря, не будет пропорциональна числу первичных электронов N_0 , так как условие $N(T) = \delta(T)$ может не выполняться.

Рассмотрим случай, когда время задержки электронов ионизации друг относительно друга есть $\Delta t = T_0/N_0 = \text{сопst}$, где $T_0 - \text{полное}$ время сбора. Тогда функция N(T) имеет вид

$$N(T) = rac{N_0}{T_0}$$
 при $T \leqslant T_0$,
 $N(T) = 0$ при $T > T_0$

107

и интеграл (2) может быть представлен суммой

$$U(t) = \sum_{j=1}^{N_0} \varphi(t-j\Delta t),$$

где

$$\varphi(t - j\Delta t) = V(t - j\Delta t)$$
 при $t \ge j\Delta t$,
 $\varphi(t - j\Delta t) = 0$ при $t < j\Delta t$;

 $V(t-j\Delta t)$ определяется выражением (1), в котором t заменено на $t-j\Delta t, j\Delta t$ – время задержки j-го электрона относительно первого.

Из сравнения формул (3) и (4), соответствующих одновременному сбору электронов ионизации и сбору с постоянным временным сдвигом между электронами, легко получить, что амплитуда импульса, рассчитанная по формуле (4), меньше амплитуды импульса, рассчитанной по формуле (3), и это различие тем больше, чем больше Δt и меньше RC.

При достаточно больших N₀ дальнейшее увеличение числа первичных электронов ионизации не ведет к увеличению амплитуды сигнала, рассчитанной по формуле (4), т. е. зависимость амплитуды от числа первичных электронов выходит на плато. Это объясняется тем, что доля импульса, образованного единичным электроном, компенсируется вследствие процесса разряда эквивалентной емкости на сопротивлении нагрузки.

Зависимость амплитуды сигнала от числа первичных электронов ионизации проиллюстрируем на примере пропорциональной камеры в качестве регистрирующего детектора. Конструктивные параметры камеры и поперечный разрез приводятся ниже.

Функцию I(t) для пропорциональной камеры можно получить из [3], продифференцировав выражение для индуцированного на аноде заряда по времени:

$$I(t) = \frac{dQ}{dt} = \frac{qMe}{V_0} \frac{1}{2\beta} \frac{1}{\exp\left(\frac{t+t_0}{2\beta}\right) - 1},$$
(5)

где

$$\beta = 2 q \pi^2 \omega/s^2, \ t_0 = \frac{1}{\beta} \ln \operatorname{ch} \pi d/2 s,$$

q — заряд, приходящийся на единицу длины проволоки, V_0 — поданное на камеру напряжение, ω — подвижность положительных ионов, M — коэффициент газового усиления, s — шаг между сигнальными проволоками, d — межэлектродное расстояние.

На рис. 1 представлена зависимость амплитуды импульсов от числа первичных влектронов N_0 , рассчитанная по формулам (3) (кривая 1) и (4) (кривая 2). Кривые даны в единицах qM/V_0C . Расчеты проводились при RC = 30 нс, $\Delta t = 1$ нс.

В приведенной формуле (5) и в проведенных расчетах не учитывался вклад электронной, наиболее быстрой компоненты в импульсе. Очевид-

108

(4)

но, что учет последнего вклада приведет к еще большей разнице между амплитудами и формой сигналов, рассчитанных по формулам (3) и (4). Из вышеизложенного следует, что если обеспечить разброс времени сбора первичных электронов ионизации, направленный вдоль падающего излучения, то амплитуда импульса от частицы, создающей непрерывную ионизацию, будет меньше амплитуды импульса от частицы, создающей локальную ионизацию, при одинаковых энерговыделениях, и это отличие существенно зависит от Δt , RC и N.



Рис. 1. Зависимость амплитуды сигнала в единицах $gM/V_{0}C$ от числа первичных электронов ионизации при RC = 30 ис: кривая 1 — расчет производился согласно формуле (3) в случае одновременного сбора первитных электронов ионизации в чувствительную область анода; кривая 2 — расчет производился по формуле (4) при $\Delta t = 1$ ис. Рис. 2. Поперечный разрез детектора.

Однако необходимо отметить, что в реальном случае из-за разброса передач энергия в соударениях образованные на треке первичной частицы δ-электроны будут несколько ограничивать эффективность разделения.

Экспериментальные исследования проводились путем регистрации у-квантов и электронов от радиоактивных источников детектором, содержащим многопроволочную пропорциональную камеру и дрейфовый отсек, совмещенных в одном газовом объеме [4]. Поперечный разрез детектора показан на рис. 2. Детектор работает следующим образом: при прохождении излучения через дрейфовый отсек образованные электроны ионизации под действием электрического поля движутся к пропорциональной камере и, проходя через проволочную сетку катода, регистрируются.

Вкратце опишем конструкцию детектора. Пропорциональный отсек состоит из четырех диэлектрических рам (1 и 3 — проволочные катоды, 2 — сигнальный электрод, 5 — дрейфовый электрод), изготовленных из стеклотекстолита и стягиваемых по углам болтами 7. Уплотнением служит пористая резина 8. Каждая рама имеет наклеенный печатный электрод, выполненный на фольгированном стеклотекстолите. На печатные электроды запаиваются проволоки высоковольтных и сигнальных плоскостей. Шаг намотки высоковольтных плоскостей составляет 2 мм. Нити сигнальной плоскости диаметром 20 мкм натянуты с шагом 20 мм. Расстояние между любой парой плоскостей пропорционального отсека — 6 мм, а между дрей-

109 7

фовой плоскостью, стягиваемой с пропорциональным отсеком шпильками 6 из тефлона, и ближайшим катодом — 100 мм. Газовый объем изолноовался майларом 4 толщиной 60 мкм. Рабочим газом детектора служила смесь Ar + (5 ÷ 7)% CH, при нормальном атмосферном давлении. Нити пропорциональной камеры объединялись на общую нагрузку 5 кОм. Емкость одной сигнальной нити составляла 5 пФ, емкость входа усилителя — 15 пФ. Таким образом, измерения проводились при постоянной времени формирования сигнала RC = 175 нс. На высоковольтные плоскости пропорциональной камеры подавалось напряжение 1.38 кВ.

Сигнал с камеры после усиления подавался на схему ворот, далее на анализатор DIDAC-4000. Линейность всего измерительного тракта в интервале энергий у-квантов (3÷26) кэВ контролировалась с помощью радиоактивных у-изотопов Am²⁴¹ и Co⁵⁷.

Если излучение падает под углом $\theta = 0$ к электродам камеры, то разброс времени дрейфа первичных электронов ионизации осуществляется на основе использования неоднородного электрического поля в дрейфовом отсеке. Известно, что скорость дрейфа электронов в определенной области значений напряженности поля зависит от последней. Поэтому подбором соответствующей неоднородности поля можно создать разброс между временами сбора электронов ионизации, образованных на разных участках тоаектории частицы. Для этого на дрейфовую плоскость подавалось распределенное напряжение с шагом 2 мм и периодом, равным шагу между сигнальными нитями (20 мм).

На рис. За, б, в сплошными линиями представлены амплитудные распоеделения ионизационных потерь энергии электронов с энергиями



Рис. 3. Распределение амплитуд импульсов при регистрации фотонов от изотопа Co⁵⁷ (пунктирная линия) и при прохождении электронов с энергиями (1 ÷ 2) МэВ (сплошная линия): а) случай однородного электрического поля в дрейфовом отсеке; б) случай неоднородного электрического поля в дрейфовом отсеке при подаче на дрейфовый электрод распределенного потенциала с шагом $\Delta U = 280$ B; в) случай неоднородного электрического поля в дрейфовом отсеке при подаче на дрейфовый электрод распределенного потенциала с шагом $\Delta U = 360$ В.

E = (1÷2) МэВ, проходящих через детектор параллельно электродам камеры перпендикулярно к анодным нитям. Для сравнения пунктирными

a

линиями изображены распределения от у-изотопа Co57 с энергиями 6,4 и 14,4 къВ. Гистограммы, изображенные на рис. За, соответствуют измерениям с постоянным электрическим полем в дрейфовом отсеке. В этом случае на дрейфовый электрод подавалось постоянное напояжение в 4,0 кВ. обеспечивающее скорость дрейфа электронов 4 см/мкс. Гистограммы на рис. 36, в получены в случае неоднородных полей в дрейфовом отсеке, соответствующих единичному шагу распределенного напряжения $\Delta U =$ = 280 В и $\Delta \tilde{U}$ = 360 В. Во всех трех сериях измерений экспериментальная установка была полностью идентичной, а сбор ионизации производился с четырех сигнальных нитей, объединенных на один усилитель. Вероятные значения амплитудных распределений ионизационных потерь энергии проходящего электрона, как видно из рис. За, б, в, соответствуют 9,5, 8 и 4,3 кэВ. Во всех сериях измерений отклонение от линейной зависимости амплитуды импульса от энергии у-квантов не наблюдалось. Это объясняется тем, что неоднородность электрического поля в дрейфовом отсеке не влияет на процессы формирования импульса в случае регистрации у-квантов, так как пробег электронов в аргоне при энергиях $E \le 20$ кэВ локализован в пространстве с линейными размерами, составляющими доли миллиметра, а изменение напряженности электрического поля в пределах этой области незначительное. Экспериментально наблюдаемая форма импульса имеет плавно нарастающий передний фронт для у-квантов, а также для ионизационных потерь энергии в случае однородного поля.

По мере увеличения неоднородности поля все большее число δ-электронов дает «всплески» на переднем фронте импульса от ионизационных потерь энергии, так как все более склзывается неоднородная структура передач энергии при столкновениях.

Эффекта уменьшения амплитуды сигнала от непрерывной ионизации можно достичь и в случае однородного поля в дрейфовом отсеке, если излучение падает под углом $\theta \neq 0$ к электродам камеры. Разброс времени сбора электронов ионизации при этом возникает из-за разности путей прохождения электронов от места их рождения до входа в пропорциональную камеру. На рис. 4 приводятся амплитудные распределения иониза-

Рис. 4. Амплитудные распределения импульсов при прохождении электронов с энергиями (1÷2) МэВ: сплошная линия — частицы проходят параллельно плоскости электродов перпендикулярно сигнальным нитям; пунктирная линия — частицы проходят перпендикулярно к плоскости электродов.



ционных потерь энергии электронов в случаях, когда электроны проходят параллельно плоскости электродов ($\theta = 0$, сплошная линия) и когда электроны проходят перпендикулярно к плоскости электродов ($\theta = 90^\circ$, пунктирная линия). В обоих случаях чувствительная длина трека в дрейфовом

отсеке составляла 10 см, а измерения проводились при объединении пяти нитей на один усилитель.

Предложенный метод можно использовать при разделении ионизаций от фотонов РПИ и ионизационных потерь энергии первичной частицы в детекторах РПИ.

Будучи сравнимыми по энерговыделению, ионизации от поглощения фотонов РПИ и проходящей частицы отличны по распределению в пространстве, являясь соответственно локальной и равномерно распределенной (с точностью до образования δ-электронов на треке) вдоль направления падающего излучения. Если в детекторе РПИ обеспечить разброс времени сбора электронов ионизации, то выбрав постоянную времени формирования импульса *RC* меньше полного времени сбора электронов ионизации, можно более эффективно разделять ионизации от первичной частицы и РПИ.

В предельном случае, когда «шаг сканирования» ионизационных потерь энергии будет доведен до нескольких миллиметров, что в нашем случае соответствует величине RC = (20-40) нсек, единственным фактором, ограничивающим эффективность разделения, будет фон от δ -электронов с энергиями $E_5 \ge 4$ къВ.

Предложенный метод уменьшения амплитуды сигнала от ионизационных потерь энергии проходящей частицы представляется наиболее перспективным при использовании детекторов с малыми временами релаксаций.

. Ереванский физический институт

Поступила 15. V. 1980

ЛИТЕРАТУРА

 К. А. Испирян и др. Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий, Ереван, 1977, стр. 209.

А. Г. Оганесян и др. Труды Международного симпознума по переходному излучению частиц высоких энергий, Ереван, 1977, стр. 269.

- .2. В. И. Калашникова, М. К. Козодаев. Детекторы элементарных частиц. Изд. Наука, М., 1966, стр. 62.
- 3. Ж. Шарпак. УФН, 108, 363 (1972).

4. G. Charpak et al. Nucl. Inst. Meth., 80, 13 (1970).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՑԹՄԱՆ ԴԵՏԵԿՏՈՐՆԵՐՈՒՄ ԱՆՑՆՈՂ ՄԱՍՆԻԿԻ ԻՈՆԻԶԱՑԻՈՆ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԻ ԼՈՒՄԱՑԻ ՓՈՔՐԱՑՄԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ռ. Հ. ԱՍՏԱԲԱՏՅԱՆ, Մ. Պ. ԼՈՐԻԿՑԱՆ, Կ. Ժ.՝ ՄԱՐԳԱՐՑԱՆ

Բերվում են բանաձներ, որոնց Հիման վրա կարելի է գնամատել դետեկտորի ելթում իմ-.պուլսի ձևի և ամպլիտուղայի կախվածությունը իոնիզացիայի տարածական բաշխումից։ Քննարկվում է վերը նշված կախման գործնական կիրառումը ռենտգենյան անցումային ճառա-.գայթման ֆոտոնների ստեղծած իոնիզացիան անցնող մասնիկների իոնիզացիայից տարավա-.տելու Համար, օգտագործելով Համեմատական խցիկը որպես ճառագայթման դետեկտոր։ Բերւվում են փորձնական Հետաղոտության արդյունըները։

ON THE POSSIBILITY OF REDUCING THE CONTRIBUTION OF IONIZATION ENERGY LOSSES OF A TRAVERSING PARTICLE IN ROENTGEN TRANSITION RADIATION DETECTORS

R. A. ASTABATSYAN, M. P. LORIKYAN, K. Zh. MARKARYAN

Formulae are given for the estimation of the dependence of shape and height of detector output pulses on the space distribution of produced ionization. The possibility of practical utilization of this dependence for the separation of ionization from RTR photons and from a traversing particle is discussed when using proportional chambers as the radiation detector. The results of experimental investigation are given.