

С 344.1М

Ю-504

3/xii 66

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

13 - 2980



Х. Юнгклауссен

АНАЛИЗ ФОРМЫ ИМПУЛЬСОВ КРЕМНИЕВЫХ  
ДЕТЕКТОРОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

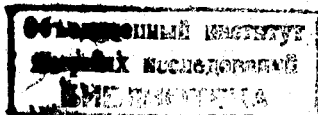
1966

13 - 2980

Х. Юнгклауссен

АНАЛИЗ ФОРМЫ ИМПУЛЬСОВ КРЕМНИЕВЫХ  
ДЕТЕКТОРОВ

Направлено в "Nuclear Instruments and Methods"



4607/1 мр

## В в е д е н и е

Информация, содержащаяся в форме импульсов полупроводниковых детекторов, изучалась в ряде работ<sup>/1-3/</sup>. Дополняя эти исследования, настоящая работа обращает внимание на некоторые особенности и простые соотношения, которые могут быть полезными при решении практических задач, таких, как идентификация частиц по форме импульса.

При регистрации тяжелых заряженных частиц нормированная форма импульса  $q(t) = Q(t)/Q_0$  зависит от глубины проникновения  $d = R \cos \theta$  частицы в чувствительный слой детектора; здесь  $Q(t)$  - зарядовый импульс, наводимый на обкладках детектора, т.е. интегрированный токовый импульс при отсутствии дифференцирующих цепочек,  $Q_0$  - максимальная (конечная) высота зарядового импульса,  $R$  - пробег частицы в детекторе,  $\theta$  - угол падения частицы в детектор. Так как  $R$  зависит от типа частицы и от ее энергии, которая известна из измерения  $Q_0$ , то представляется возможным по форме импульса определять тип частицы, если известен угол падения  $\theta$ , или определять  $\theta$ , если известен тип частицы. Подобное измерение будет тем более прецизионным, чем точнее форма изучаемого импульса напряжения на выходе усилителя повторяет форму зарядового импульса, с одной стороны, что требует большей ширины полосы пропускания усилителя, а с другой стороны, чем ниже уровень шумов, что требует ограничения полосы пропускания. Вследствие этого информацию, содержащуюся в форме импульса, тем проще выделить, чем больше время нарастания зарядового импульса, т.е. чем ниже подвижность носителей заряда. По этой причине применение кремниевых детекторов при комнатной температуре является наиболее выгодным, несмотря на то, что энергетическое разрешение улучшается при охлаждении.

В работе<sup>/1/</sup> указано на то обстоятельство, что  $\vec{pr}$  -  $\vec{p}\vec{r}$  - детекторы (стрелка указывает на направление проникновения частиц в детектор) являются более выгодными, чем  $\vec{rp}$  - и  $r\vec{p}$  - детекторы (см. ниже). Поэтому в настоящей работе рассматриваются только  $\vec{p}\vec{r}$  - и  $\vec{pr}$  - детекторы<sup>x/</sup>.

---

<sup>x/</sup> Недавно получены очень хорошие результаты при облучении  $\vec{rp}$  - детекторов со стороны заднего контакта<sup>/8/</sup>.

В предположении, что плотность носителей заряда постоянна вдоль трека, форма импульсов pip-детекторов вычисляется как сумма электронного и дырочного импульса  $q(t) = q^-(t) + q^+(t)$  по следующим формулам<sup>/1,4/</sup>:

$$q^-(t) = \frac{t}{bT} - \frac{W}{2d} \frac{t^2}{b^2 T^2} \quad \text{для } t \leq bT \frac{d}{W}, \quad (1a)$$

$$q^-(t) = \frac{d}{2W} \quad \text{для } t \geq bT \frac{d}{W}, \quad (1б)$$

$$q^+(t) = \frac{t}{T} \quad \text{для } t \leq T(1 - \frac{d}{W}), \quad (1в)$$

$$q^+(t) = \frac{W}{d} \left[ \frac{t}{T} - \frac{t^2}{2T^2} - \frac{1}{2} \left(1 - \frac{d}{W}\right)^2 \right] \quad \text{для } T(1 - \frac{d}{W}) \leq t \leq T, \quad (1г)$$

$$q^+(t) = 1 - \frac{d}{2W} \quad \text{для } t \geq T \quad (1д)$$

где  $W$  - толщина чувствительного слоя,  $T$  - время собирания дырок,  $T = W^2 / \mu^+$  ( $U$  - напряжение смещения на детекторе,  $\mu^+$  - подвижность дырок),  $b$  - отношение подвижностей  $b = \mu^+ / \mu^- \approx 0,35$ .

Двумерная функция  $q(d, t)$  является монотонной функцией как от  $t$ , так и от  $d$ , так что  $d$  однозначно определяется из  $q$  и  $t$ . (В этом заключается главное преимущество pip-детекторов перед pin-детекторами, где  $q$  зависит от  $d$  немонотонно<sup>/1/</sup>). Следовательно,  $d$  можно определить, во-первых, из зависимости  $d = d(q, t_1)$ , измерив долю  $q(t_1) = Q(t_1) / Q_0$  полного импульса, которая наводится на обкладках детектора до момента времени  $t_1$  (амплитудный метод)<sup>/1/</sup>, во-вторых, из зависимости  $d = d(q_1, t)$ , измерив время  $t$ , за которое наводится доля  $q_1$ , от полного импульса (временной метод)<sup>/3/</sup>.

Следуя примеру работы<sup>/1/</sup>, в качестве параметра, характеризующего форму импульса, мы выберем вместо величины  $q(d, t_1)$  (амплитудный метод) и  $t(d, q_1)$  (временной метод) разности (см. рис.)

$$\Delta q = q(d, t_1) - q(d=0, t_1), \quad (2)$$

$$\Delta t = t(d=0, q_1) - t(d, q_1). \quad (3)$$

Оптимальное значение  $t_1$  вытекает из условия  $\Delta q = \max$ , которое с учетом (2) и (1в) запишется как

$$\frac{dq}{dt} = \frac{1}{T}. \quad 4$$

Это условие выполняется для всех  $d \leq (1-b)W$ , если выбрать

$$t_1 = bT. \quad (4)$$

Подставляя (4) в (2), легко получить из (1) зависимость параметра  $\Delta q$  от  $d$ :

$$\Delta q = q(d, bT) - b, \quad (5)$$

и окончательно

$$\Delta q = \frac{d}{2W} \quad \text{для } d \leq (1-b)W, \quad (6)$$

$$\Delta q = (1-b) \left[ 1 - \frac{W}{2d} (1-b) \right] \quad \text{для } (1-b)W \leq d \leq W. \quad (7)$$

Обращает на себя внимание тот факт, что соотношение (6) остается в силе даже при учете непостоянства плотности носителей заряда вдоль трека, поскольку в момент времени  $t = bT$  электроны полностью собраны, в то время как дырки (при указанном условии  $d < (1-b)W$ ), еще не достигли заднего края чувствительного слоя детектора.

Аналогичные рассуждения приводят в случае временного метода к оптимальному значению для  $q_1$ :

$$q_1 = \frac{1+b}{2}, \quad (8)$$

откуда получается для искомой зависимости  $\Delta t$  от  $d$

$$\Delta t = \frac{Td}{2W} \quad \text{для } d \leq (1-b)W.$$

### Возможности практических измерений

Амплитудный метод. Формирование импульса с высотой  $u_1 = Q(t=bT)$  может осуществляться с помощью короткозамкнутой линии задержки с временем задержки  $T_3 = bT/2 = W^2 / 2U\mu$ . Тогда  $d$  вычисляется согласно (5) и (6) по формуле

$$d = \left( \frac{u_1}{u_0} - b \right) 2W,$$

где  $u_0$  - высота импульса без формирования,  $u_0 \propto Q_0 \propto E$ . Здесь, как и в нижеследующих формулах, предполагается  $d \leq (1-b)W$ . В случае  $d > (1-b)W$  необходимо вводить поправку согласно (7).

Если частицы падают перпендикулярно на поверхность детектора ( $\theta = 0$ ), то  $d = R$  и в известном приближении можно записать

$$d_{(MKM)} = R_{(MKM)} = aE^{1,78} \quad \text{для} \quad 5 \text{ МэВ} \lesssim E \lesssim 50 \text{ МэВ}$$

где  $E$  — энергия частиц,  $a$  — параметр, характеризующий тип частиц, например, для протонов  $a = 12$ , для  $\alpha$ -частиц  $a = 1,1$ . Поэтому в целях идентификации частиц следует определить величину

$$a = 2W_{(MKM)} \left( \frac{u_1}{u_0} - b \right) u_0^{-1,78} \quad (\text{МэВ}),$$

где вместо значения энергии  $E$  дано значение высоты импульса  $u_0$  в единицах энергии. С другой стороны, для данного сорта частиц можно определить угол падения  $\theta$  по формуле

$$\cos \theta = \left( \frac{u_1}{u_0} - b \right) \frac{2W_{(MKM)}^{-1,78}}{a} u_0 \quad (\text{МэВ}). \quad (8)$$

Возможность определить направление движения частицы, не прибегая к методу телескопа, может оказаться полезной в ряде задач. Например, на основе соотношения (8) можно сконструировать спектрометр быстрых нейтронов, работающий по методу протонов отдачи<sup>15,16/</sup>, с высокой эффективностью регистрации. Как известно, при рассеивании быстрого нейтрона с энергией  $E_n$  протон отдачи получает энергию

$$E_p = E_n \cos^2 \phi,$$

где  $\phi$  — угол между направлением падения нейтрона и направлением движения протона отдачи. При перпендикулярном падении нейтронов на радиатор, находящийся непосредственно на детекторе протонов, значение  $\cos \phi$  дается выражением (8), откуда получается для энергии нейтрона:

$$E_n = \frac{36}{W_{(MKM)}^2} \left( \frac{u_1}{u_0} - 0,35 \right)^{-2} u_0^{4,48} \quad (\text{МэВ})$$

с учетом величин  $a = 12$  и  $b = 0,35$ .

Временной метод. Характерный интервал времени  $\Delta t$  (3) можно получить путем

амбиполярного формирования, например, двумя линиями задержки. Для осуществления оптимального случая (8) следует выбрать линии с временем задержки  $T_3 \geq (1+b)T/2$  и с коэффициентом отражения на конце  $p = 1/(1+b)$ . При этом выборе промежуток времени от начала импульса до момента прохождения через нуль равняется

$$2T_3 + (1+b)T/2 - \Delta t.$$

→  
рр — детекторы

Аналогичные рассуждения можно проводить относительно →  
рр -детекторов. Нормированный зарядовый импульс имеет форму<sup>14,17/</sup> 6

$$q^-(t) = \frac{d}{2W} \quad \text{для } t \geq T^- = br \ln \frac{W}{W-d}, \quad (10a)$$

$$q^+(t) = (1 - \frac{d}{2W})(1 - e^{-t/r}). \quad (10b)$$

Здесь  $T^-$  - время собирания электронов,  $r$  - диэлектрическая постоянная времени,

$$r = \rho \epsilon \epsilon_0 = \frac{W^2}{2U\mu^+},$$

где  $\rho$  и  $\epsilon$  - удельное сопротивление и диэлектрическая постоянная материала, из которого изготовлен детектор. Если соблюдается условие  $t_1 \geq T^-$ , что имеет место при  $d \leq W[1 - \exp(-t_1/br)]$  то, согласно (10), характерная величина  $\Delta q$  принимает вид

$$\Delta q = \frac{d}{2W} e^{-t_1/r} \quad \text{для } d \leq W(1 - e^{-t_1/br}). \quad (11)$$

Выбирая  $t_1 = r$  и подставляя  $b = 0,95$ , получаем

$$\Delta q = 0,18 \frac{d}{W} \quad \text{для } d \leq 0,94W.$$

Для временного варианта нетрудно показать, что характерный интервал времени  $\Delta t$  запишется как

$$\Delta t = -r \ln(1 - d/2W) \quad (12)$$

и  $\Delta t$  не зависит от выбора  $q$ , если только  $t(q_1) \geq T$ , т.е. если

$$q_1 \geq 1 - (1 - \frac{d}{2W})(1 - \frac{d}{W})^p.$$

Например, если выбрать  $q_1 = 0,75$ , то выражение (12) точно для всех  $d \leq 0,9W$ .

Обратим внимание на то обстоятельство, что выражения (10) не учитывают непостоянство плотности заряда вдоль тормозного пути. Эту неточность легко исправить, подставляя в формулах (10) и (11) вместо  $d/2$  среднее расстояние носителей заряда от входного окна в момент времени их образования. Кроме того, в выражениях (10) не учтена зависимость подвижности носителей от напряженности электрического поля. Однако этим можно пренебречь, пока напряженность поля в поверхностном слое  $\mathcal{E}_{\text{макс}}$  остается ниже некоторого критического значения  $\mathcal{E}_{\text{крит}}$ . Если требовать, чтобы подвижность дырок в поверхностном слое снижалась не более чем на 30%, то на основе данных работы /8/ можно получить оценку  $\mathcal{E}_{\text{крит}} \approx 12 \text{ кв, см}^{-1}$ . Пользуясь равенствами

$\mathcal{E}_{\text{макс}} = \frac{2U}{W}$ ,  $W = (2r\mu^+ U)$  и  $r \text{ (нсек)} = \rho \text{ (ком, см)}$ , легко найти оценки для  $U_{\text{крит}}$  и  $W_{\text{крит}}$ , при которых имеет место  $\mathcal{E}_{\text{макс}} = \mathcal{E}_{\text{крит}}$ :

$$U_{\text{крит}}(\text{в}) = 4,8 \xi_{\text{крит}}(\text{кв/см}) \cdot \rho_{\text{ком.см}} \approx 60 \rho_{\text{ком.см}}$$

$$W_{\text{крит}}(\text{мкм}) = 0,48 \xi_{\text{крит}}^2(\text{кв/см}) \cdot \rho_{\text{ком.см}} \approx 70 \rho_{\text{ком.см}}$$

Автор выражает глубокую благодарность члену-корреспонденту АН СССР Г.Н.Флерову за оказанную поддержку и Б.В. Фефилову, В.Г. Субботину и В.Ф. Куширку за обсуждение результатов и ряд ценных замечаний.

### Л и т е р а т у р а

1. C.A.J. Ammerlaan, R.F. Rumphorst, L.A.Ch. Koerts. Nucl. Instr., 22, 189 (1963).
2. A. Alberigi et al.. Nucl. Instr., 35, 93 (1965).
3. J.C. Legg. Nucl. Instr., 36, 343 (1965).
4. N.J. Hansen. Progress in Nuclear Energy, Ser. IX, Analytical Chemistry, 4, 1 (1964).
5. G. Dearnaley, A.T.G. Ferguson, G.C. Morrison. IRE Trans NS 2/3, 174 (1962).
6. A.S. Figuera, C. Milone. Nucl. Instr., 27, 339 (1964).
7. P.A. Tove, K. Falk. Nucl. Instr., 22, 66 (1964).
8. O. Meyer, H.J. Langmann. Nucl. Instr., 34, 77 (1965).
9. P. Siffert, A. Coche. IEEE Trans. 13/1, 757 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 октября 1966 г.

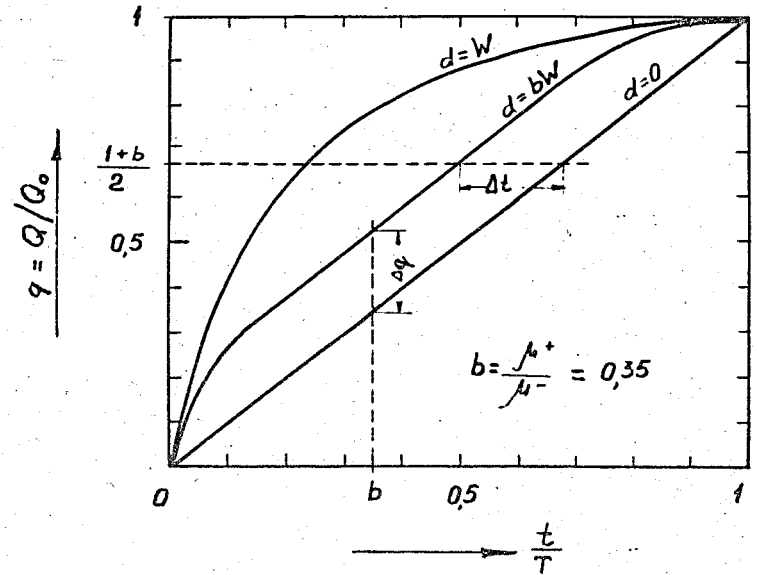


Рис. 1. Форма зарядового импульса пир-детектора  $q(d,t) = Q(d,t)/Q_0$  для трех значений глубины проникновения частицы в детектор  $d = 0$ ,  $d = bW$  и  $d = W$ .  $T$  - время собирания дырок. Указаны величины  $\Delta q$  при  $d = bW$ ,  $t_1 = bT$  и  $\Delta t$  при  $d = bW$ ,  $q_1 = (1+b)/2$ .