

Спектрометрия тяжелых заряженных частиц средних энергий кремниевыми $n-i-p$ -детекторами

О. А. Матвеев, В. П. Рудаков, И. Н. Сериков

Кремниевые детекторы широко применяются в ядерных исследованиях. Однако с этими детекторами можно проводить энергетический анализ только таких частиц, пробег которых в кремнии не превышает ~ 100 мк. Для спектрометрии частиц с большими пробегами (средние энергии) необходимо существенно увеличивать чувствительную область детектора. Это достигается компенсацией исходных акцепторных примесей в кремнии путем дрейфа ионов лития (Li^+) в электрическом поле $n-p$ -перехода [1]. Таким методом можно получить чувствительный слой толщиной в несколько миллиметров, что существенно расширяет возможность спектрометрии разных видов частиц в широком диапазоне энергий. У спектрометрического детектора тяжелых заряженных частиц особенно важно иметь тонкое «окно» (мертвый слой со стороны рабочей поверхности кристалла). Такие $n-i-p$ -детекторы с рабочей поверхностью ~ 30 мм² и широкой чувствительной областью (1–2 мм) описаны в работе [2], в которой исследовались их характеристики при регистрации β -частиц и γ -квантов.

В настоящей работе изучались спектрометрические характеристики этих детекторов (разрешающая способность и зависимость амплитуды импульса от энергии) для α -частиц и протонов средних энергий. Измерения проводились на циклотроне Института атомной энергии им. И. В. Курчатова. Детектор был установлен

брос начальной энергии не превышал 30 кэв для протонов и 50 кэв для α -частиц. Толщина мишеней вносила дополнительный разброс в энергию рассеянных ионов, который составлял в среднем для протонов 10 кэв на золоте и C^{12} и для α -частиц обеих энергий 50 и 65 кэв на золоте и 30 и 55 кэв на C^{12} соответственно.

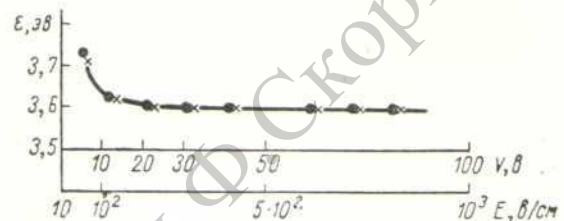


Рис. 2. Зависимость энергии образования ϵ пары электрон — дырка от смещения для α -частиц (●) и протонов (×).

Для исследования зависимости разрешения от температуры предусматривалось охлаждение детектора до $-70^\circ C$ и поддержание этой температуры в течение длительного времени. Регистрирующая аппаратура состояла из малошумящего предусилителя, усилителя, 256-канального амплитудного анализатора и генератора

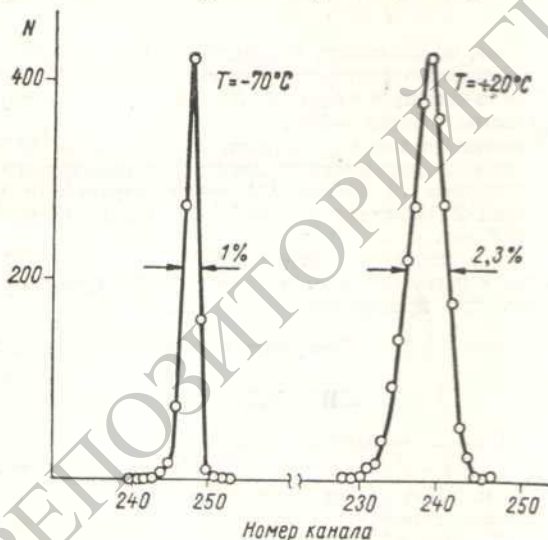


Рис. 1. Изменение разрешения при охлаждении детектора до $-70^\circ C$.

в камере рассеяния [3] под углом 22° к направлению первичного пучка и регистрировал ионы, рассеянные золотой или углеродной мишенями. В качестве бомбардирующих частиц использовались протоны с $E_p = 9,7$ Мэв и α -частицы с E_α , равной 39 и 25 Мэв. Раз-

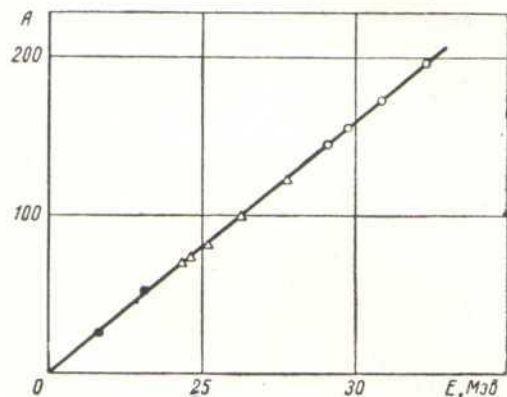


Рис. 3. Зависимость амплитуды импульса A от энергии, теряемой в чувствительном слое:

△, ○ — α -частицы при энергии 25 и 39 Мэв соответственно; ● — протоны при энергии 9,7 Мэв.

ГИ-2А. Последний использовался как для контроля всего тракта в процессе измерений, так и для записи на спектре реперных пиков известной амплитуды.

В опытах с β -частицами и γ -квантами было установлено, что при охлаждении детектора до температуры $\sim -60 \div -80^\circ C$ разрешение улучшается. На рис. 1 приведены спектры, полученные при упругом рассеянии α -частиц с энергией 25 Мэв на золоте при низкой

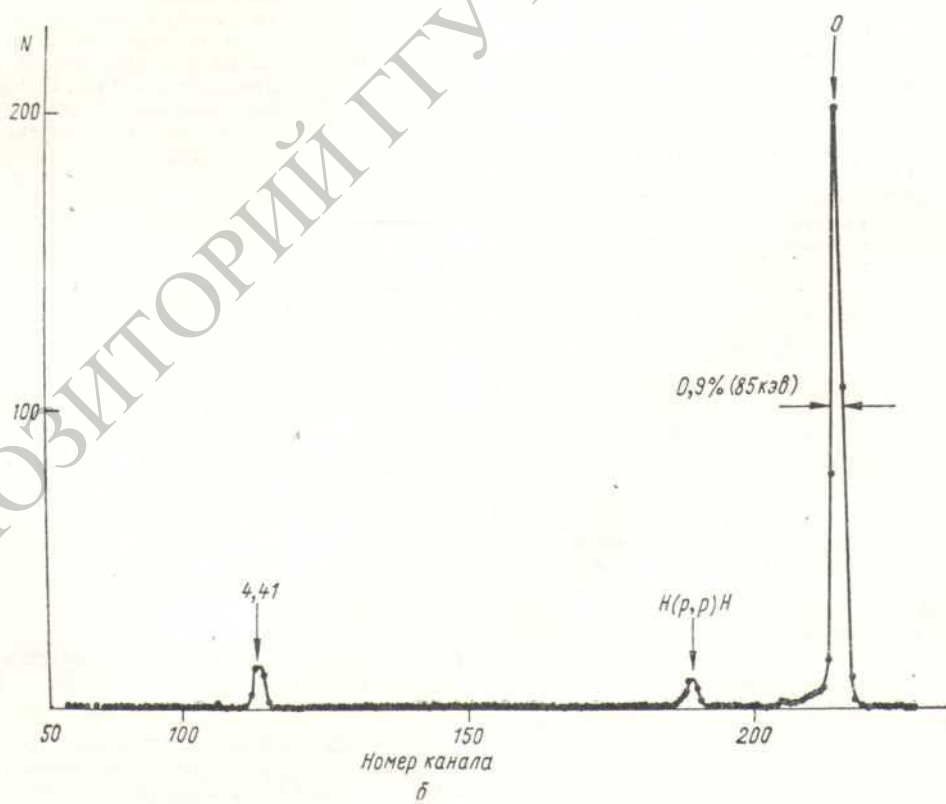
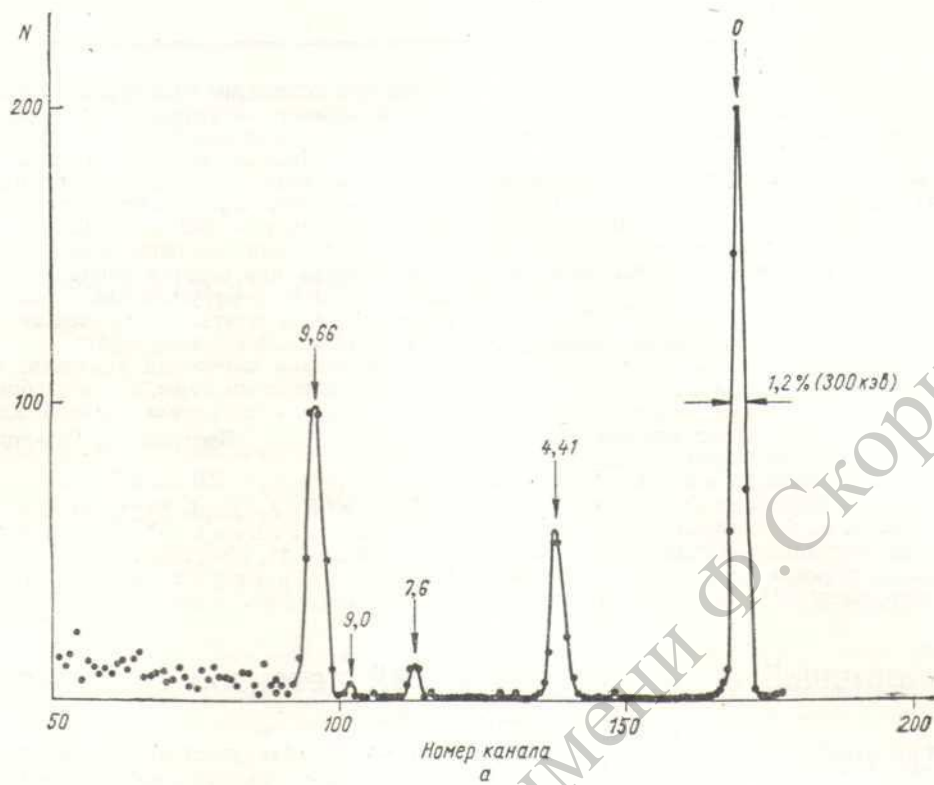


Рис. 4. Спектры α -частиц (а) и протонов (б), рассеянных на углероде. (Цифры над пиками — энергии соответствующих уровней C^{12} .)

и комнатной температурах. При низкой температуре разрешение существенно улучшается, поэтому все дальнейшие измерения проводились при температуре $\sim -70^\circ\text{C}$.

На рис. 2 представлена зависимость энергии образования пары электрон—дырка от напряжения. Видно, что начиная с 20 в энергия образования пары не зависит от смещения и имеет одно и то же значение (3,6 эв) для α -частиц и протонов. Поэтому амплитуда импульса

при $V_{\text{смещ}} > 20$ в, равная $U = \frac{eE}{C\epsilon}$, является линейной функцией энергии. Здесь e — заряд электрона; E — энергия частицы; C — емкость детектора и монтажа; ϵ — энергия образования пары.

Представленная на рис. 3 зависимость амплитуды импульса от энергии подтверждает сказанное выше. Для построения этого графика использовались спектры α -частиц с начальной энергией 25 и 39 Мэв и протонов с энергией 9,7 Мэв, рассеянных на C^{12} , при температуре -70°C . На рис. 4, а, б показаны примеры таких спектров. В случае рассеяния α -частиц хорошо разрешены пики, соответствующие основному и четырем возбужденным состояниям C^{12} . На спектре протонов

видны три линии, две из которых соответствуют основному и первому возбужденному уровням C^{12} , а третья, по-видимому, соответствует рассеянию протонов на водороде. (Мишень могла содержать следы масла.) Этот пик на спектре α -частиц под данным углом наблюдаться не может. Энергетическое разрешение упругого пика составляет ~ 300 кэв (1,2%) для α -частиц и 85 кэв (0,9%) для протонов. Более точные измерения с экспандером при энергии α -частиц 39 Мэв на золоте дали полуширину упругого пика, равную 260 кэв. По нашим оценкам заметная доля этой величины обусловлена шумами электроники.

Проведенные измерения показали, что детекторы, подобные описанным выше, очень удобны и могут быть использованы в экспериментальной ядерной физике.

Поступило в Редакцию 2/Х 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Pell. J. Appl. Phys., 31, 291 (1960).
2. О. А. Матвеев, С. М. Рывкин. «Атомная энергия», 16, 356 (1964).
3. В. М. Панкратов, И. Н. Сериков. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 44, 887 (1963).

УДК 539.107.4

Германиевый спектрометрический детектор γ -излучения

О. А. Матвеев

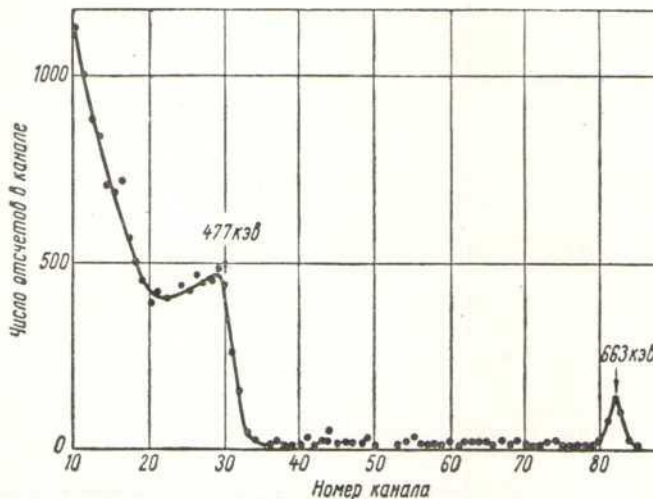
В отличие от кремниевых n - p -детекторов заряженных частиц полупроводниковые детекторы, выполненные на базе n - p -переходов в германии, не нашли широкого применения в основном из-за малой ширины чувствительной к излучению области и обязательного охлаждения.

Используя методику компенсации акцепторных примесей подвижными ионами донорного типа, разгоняемыми электрическим полем n - p -перехода [1] по кристаллу германия, можно создать n - i - p -переход с широкой i -й областью [2]. Такая n - i - p -структура может служить спектрометрическим γ -детектором с более высокой эффективностью, чем детекторы из кремния, так как атомный номер Z германия равен 32, а кремния — только 14. Эффективность ионизации вещества γ -квантами пропорциональна Z для комптоновского взаимодействия и Z^{3-5} в случае фотопоглощения. Можно ожидать, что эффективность германиевого детектора, например, по фотопоглощению будет в ~ 20 раз выше по сравнению с кремниевым детектором при прочих равных условиях, т. е. $\frac{Z^3 \text{Ge} \rho_{\text{Ge}}}{Z^3 \text{Si} \rho_{\text{Si}}} \approx 20$, где ρ — плотность германия и кремния.

Следует отметить, что кремниевые n - i - p -детекторы с широкой чувствительной областью требуют охлаждения при спектрометрии β -частиц и γ -квантов. Однако их высокая разрешающая способность полностью оправдывает некоторые неудобства, связанные с охлаждением.

Изготовление германиевого n - i - p -детектора состоит в основном в следующем. На германии p -типа проводимости с малым содержанием кислорода ($\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$) приготавливается n - p -переход термодиффузией лития. К n - p -переходу подается напряжение, под действием которого ионы Li^+ дрейфуют в сторону p -области, компенсируя акцепторы.

Полученные таким способом германиевые n - i - p -детекторы с i -й областью шириной $\sim 0,5$ мм, чувствительной поверхностью $\sim 1 \text{ см}^2$ при температуре 77°K и напряжении 200 в имеют обратный ток $\sim 2 \cdot 10^{-8}$ а. Энергетический спектр γ -квантов Cs^{137} , снятый таким детектором при температуре 77°K и смещении 200 в, представлен на рисунке; справа дан пик фотопоглощения с разрешением ~ 9 кэв. Собственное амплитудное разрешение германиевого детектора составляет ~ 6 кэв. Следует отметить, что разрешающая способность счетчика может быть повышена за счет улучшения геометрии опыта. Можно ожидать, что германиевые



Энергетический спектр γ -излучения Cs^{137} , снятый германиевым n - i - p -счетчиком с чувствительной площадью $\sim 1 \text{ см}^2$ и i -й областью шириной $\sim 0,5$ мм.