

СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ ФЛЮЕНСА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ПОМОЩЬЮ ПЛАНАРНЫХ КРЕМНИЕВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Н. И. Замятин¹, А. Е. Черемухин, А. И. Шафрановская²

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Представлены результаты измерений эквивалентного 1 МэВ (по повреждениям кремния) флюенса быстрых нейтронов с помощью кремниевых планарных детекторов. Метод измерений основан на линейной зависимости приращения обратного тока кремниевых детекторов от флюенса нейтронов $\Delta I = \alpha_I \Phi V$. Данный метод позволяет измерять эквивалентный флюенс при неизвестном энергетическом спектре нейтронов и без калибровки детекторов. Предложен и реализован способ измерений флюенса быстрых нейтронов в широком динамическом диапазоне от 10^8 до 10^{16} см⁻². Мы применяем этот метод для мониторинга при исследовании радиационной стойкости разных типов детекторов на канале №3 ИБР-2 и для измерений флюенса нейтронов деления и утечки на установке КВИНТА.

This article presents the results of the equivalent 1 MeV (on silicon damage) fast neutron fluence measurements by silicon planar detectors. The method of measurement is based on the linear dependence of the increment of the reverse current of silicon detectors on neutron fluence $\Delta I = \alpha_I \Phi V$. This method makes it possible to measure the equivalent fluence at the unknown energy spectrum of neutrons and without calibration of the detectors. The method of fast neutron fluence measurement is proposed and implemented in a wide range from 10^8 to 10^{16} cm⁻². We use this method to monitor the radiation resistance of different types of detectors on channel No.3 of the IBR-2 and to measure the fluence of fission neutrons and leakage at the KVINTA setup.

PACS: 29.40.Wk

ВВЕДЕНИЕ

Измерение величины интегрального потока частиц как в пучке, так и в фоне является актуальной задачей при проведении физических экспериментов на ускорителях и нейтронных реакторах. Для регистрации заряженных частиц с помощью кремниевых детекторов измеряется электрический заряд первичной ионизации вещества детектора, что можно осуществить электронным способом в режиме on line. Нейтроны не дают непосредственно сигнала ионизации в кремнии, и ионизация может возникать только за счет движения выбитого нейтроном атома кремния из кристаллической решетки или в результате ядерных реакций. Поэтому для измерения потока быстрых нейтронов применяются детекторы, основанные на различных физических принципах. Для измерений

¹E-mail: nzamiatin@mail.ru

²E-mail: anashafronovskaya@mail.ru

потока (флюенса) быстрых нейтронов наиболее распространенными являются детекторы, использующие:

- ядерные реакции (нейтронно-активационный анализ (НАА), регистрация протонов отдачи в водородосодержащей среде и др.);
- твердотельные трековые детекторы;
- детекторы, чувствительные к радиационным повреждениям.

Как правило, такие детекторы нейтронов измеряют («запоминают») интегральный поток (флюенс, см⁻²), пропорциональный влиянию создаваемого нейтронами эффекта в детекторах, куда относятся:

- уровень наведенной активности при НАА;
- число треков для трековых детекторов;
- изменение параметров (ток, удельное сопротивление, время жизни носителей заряда и др.) для полупроводниковых (п/п) детекторов.

При радиационных исследованиях полупроводниковых материалов, п/п детекторов, электронных микросхем и др. на пучках быстрых нейтронов (протонов), как правило, измеряется зависимость степени деградации основных параметров исследуемых образцов от величины флюенса нейтронов (протонов). Таким образом, измерение флюенса быстрых нейтронов при исследованиях радиационной стойкости разных объектов также является актуальной задачей. Исследуемые образцы необходимо размещать на нейтронном канале в точках с разной интенсивностью нейтронов, облучая одинаковое время (на реакторе обычно ставят на весь сеанс), или поочередно каждый образец помещать в одну и ту же позицию на разное время облучения. Поочередно ставить и снимать образцы на нейтронном канале работающего реактора невозможно по требованиям радиационной безопасности. При подготовке экспериментов на LHC/CERN (Женева) в 1990–2000 гг. во многих научных центрах мира на разных источниках нейтронов, включая ИБР-2 (ОИЯИ), и ускорителях проводились (и продолжают проводиться в настоящее время) радиационные исследования материалов, электроники и детекторов. Большой объем экспериментальных данных был накоплен по радиационной стойкости кремниевых детекторов и кремниевых интегральных схем в рамках коллаборации ROSE (RD48-CERN) [1]. На основе кремниевых детекторов и кремниевых интегральных схем создавались и создаются центральные трековые системы всех четырех больших экспериментов (CMS, ATLAS, ALICE, LHCb) на LHC/CERN, охватывающих сотни квадратных метров активной площади и сотни миллионов детекторных каналов электроники [2]. Необходимо было научиться корректно сравнивать экспериментальные результаты радиационных исследований, получаемые разными научными группами на разных облучательных установках, с разными видами излучения и энергетическими спектрами. Монокристаллический кремний, как самый широко применяемый материал для детекторов, является наиболее изученным в области образования дефектов под воздействием радиации. Обычно в технологии изготовления кремниевых детекторов применяется высокоомный ($\rho > 1$ кОм·см) кремний детекторного качества, или FZ-Si (Float Zone), с высоким временем жизни носителей заряда ($\tau > 10^{-3}$ с), выращиваемый методом бестигельной зонной плавки (БЗП). Поэтому именно для кремния было введено понятие *скейлинга* неионизирующих потерь энергии (NIEL — Non Ionizing Energy Losses), приведенных к эквивалентным повреждениям в кремнии, создаваемых нейтронами с энергией 1 МэВ. Это позволило корректно сравнивать результаты радиационных повреждений от разных видов излучения с различными энергетическими спектрами, при этом флюенс данного излучения связан с эквива-

лентным по повреждениям кремния флюенсом 1-МэВ нейтронов следующим выражением $\Phi_{\text{экв}} (1 \text{ МэВ/Si}) = k\Phi$, где k есть коэффициент радиационной жесткости для данного излучения. Для более жесткого по сравнению с нейтронами 1 МэВ излучения $k > 1$, и для менее жесткого $k < 1$. В научных статьях, где приводятся экспериментальные данные по радиационным повреждениям при облучении быстрыми нейтронами, всегда подразумевается, что шкала флюенса нейтронов соответствует эквивалентным по повреждениям кремния нейтронам с энергией 1 МэВ. Далее в статье будет идти речь только о быстрых нейтронах, создающих радиационные дефекты в монокристаллическом кремнии, и измеренная с помощью кремниевых детекторов величина флюенса быстрых нейтронов с неизвестным спектром всегда будет приводиться к величине флюенса 1-МэВ нейтронов, эквивалентного по повреждениям кремния. Обычно указывают нейтронный флюенс 1 МэВ/Si.

1. МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

При попадании быстрого нейтрона в монокристалл кремния может происходить выбивание атома кремния из узла кристаллической решетки. Таким образом возникает вакансия в узле кристаллической решетки и подвижный атом отдачи кремния — первично выбитый атом (ПВА). Если этот подвижный ПВА имеет энергию, достаточную для выбивания атомов кремния из узлов решетки (табл. 1), то процесс создания структурных дефектов в кристалле продолжается. По пути движения атома отдачи кремния в кристалле кремния происходит ионизация и образование новых структурных дефектов (точечные дефекты), при этом в конце траектории движения ПВА плотность дефектов становится максимальной (с образованием кластеров). Принято считать, что ионизационные потери энергии в кремнии не создают структурных дефектов и не учитываются при рассмотрении процессов дефектообразования. На рис. 1 схематически показано образование точечных структурных дефектов одной вакансии и одного атома кремния, расположенного между узлами кристаллической решетки.

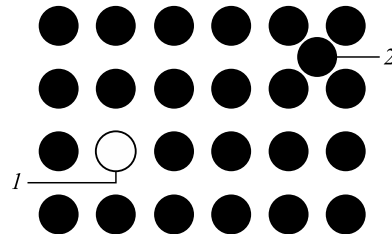


Рис. 1. Схематично показано появление одной вакансии (1) и одного выбитого из узла кристаллической решетки кремния атома (2) (точечные дефекты) при облучении частицами с энергией выше $E_{\text{порог}}$

Типы радиационных дефектов в кремнии обозначаются первыми латинскими большими буквами, например:

— V (vacancy) — вакансия (нет атома в узле решетки);

— I (interstitial) — атом между узлами решетки;

— VV, VO, VP, IC, IVP и др. — комплексы дефектов с атомами химических элементов, содержащихся в кремнии, где символы O, C, P обозначают соответственно элементы кислород, углерод и фосфор.

При выращивании даже самых чистых монокристаллов кремния методом БЗП всегда присутствуют атомы кислорода и углерода на уровне объемной концентрации 10^{15} – 10^{16} см⁻³, при этом они не создают электрически активных уровней внутри запрещенной зоны кремния. Фосфор является электрически активной примесью n -типа

Таблица 1. Энергия смещения атома E_d и минимальная энергия E_0^{\min} электронов и нейтронов (протонов), необходимая для создания дефекта смещения в различных п/п кристаллах

Материал	Смещаемый атом	E_d , эВ	E_0^{\min} , кэВ	
			e	$n(p)$
Ge	Ge	12–20	320–530	0,17–0,29
Si	Si	11–22	115–330	0,18
GaAs	Ga	9,0	230	0,13
	As	9,4	260	0,14
CdTe	Cd	5,6	235	0,13
	Te	7,8	340	0,18
Cd _{0,8} Zn _{0,2} Te	Cd	5,6	235	0,13
	Te	7,8	340	0,18
C (алмаз)	C	80	530	0,29

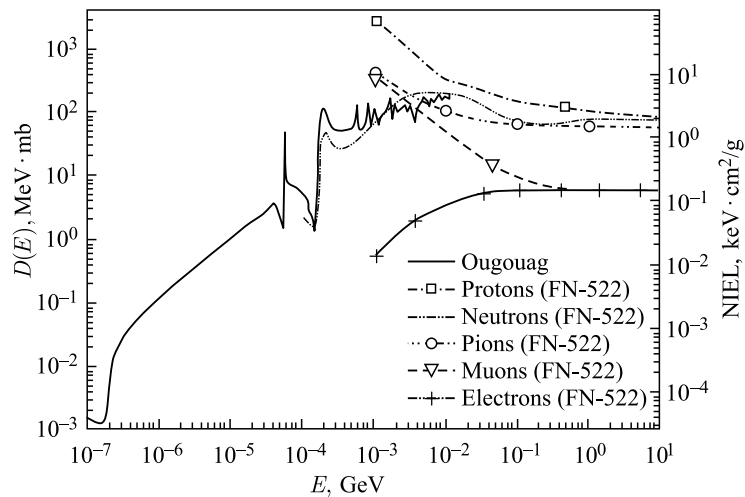


Рис. 2. Функция дефектообразования $D(E)$ и функция NIEL-FN-522 для кремния (Si) при повреждении различными частицами

проводимости для кремния, его концентрация в высокоомном БЗП-кремнии находится в пределах $10^{11} - 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Если бы перечисленные выше радиационные дефекты не были электрически активными центрами, т. е. их энергетические уровни располагались бы вне запрещенной зоны кремния, то они не влияли бы на электронные свойства кремния. На рис. 2 приведены для кремния функция дефектообразования $D(E)$ для нейтронов в МэВ·мб (Ougouag [3]) и функция NIEL-FN-522 в кэВ·см²/г (van Ginneken [4]).

Основные термины и величины при анализе дефектообразования в Si:

- NIEL — неионизирующие потери энергии (Non Ionizing Energy Losses);
- скейлинг NIEL — эквивалентный флюенс 1-МэВ нейтронов, производящий те же повреждения, что и данное излучение со спектром $\Phi(E)$ и флюенсом Φ ($\Phi_{1 \text{ МэВ}} = k\Phi(E)$);

- k — параметр радиационной жесткости, $k = \text{EDK}/\text{EDK}(1 \text{ МэВ})$;
- EDK (Energy spectrum averaged Displacement Kerma) — усредненное по E -спектру излучения тормозное сечение смещений атомов $D(E)$;
- сечение $D(E)$ называют функцией дефектообразования (displacement damage function) или кинетической энергией KERMA [5], пошедшей на смещение атомов (кремний в кремнии) и нормированной на единицу длины траектории частицы на один атом-рассеиватель;
- KERMA — the Kinetic Energy Released to Matter;
- $\text{EDK}(1 \text{ МэВ}) = 95 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$ — тормозное сечение смещения в Si для 1-МэВ нейтронов согласно стандарту ASTM [6];
- ASTM — American Society for Testing and Materials.

На рис. 3 приведена функция дефектообразования в кремнии для разных частиц на основании расчетов и экспериментальных данных, проведенных группой ROSE (RD48/CERN) [7].

Энергетические уровни образовавшихся радиационных дефектов в кремнии занимают положение внутри запрещенной зоны ($\Delta E_{33(\text{Si})} = 1,12 \text{ эВ}$), близкое к середине $\Delta E_{33(\text{Si})}$, и поэтому их принято называть «глубокими» центрами (ГЦ). При комнатной температуре ГЦ не могут быть полностью ионизованными в отличие от «мелких» уровней легирующих примесей бора ($(E_v + 0,045) \text{ эВ}$) и фосфора ($(E_c - 0,045) \text{ эВ}$), поэтому возникающие ГЦ в результате облучения являются причиной увеличения обратного темного тока детектора. Основными макроскопическими эффектами при повреждении объема кремниевых детекторов быстрыми нейтронами являются:

- уменьшение времени жизни носителей заряда в объеме детектора, которое приводит к росту обратного тока (растут шумы и мощность рассеяния) и к снижению эффективности сбора заряда ионизации (падает амплитуда полезного сигнала);
- изменение исходной величины удельного сопротивления кремния (для n -типа проводимости), которое приводит сначала к снижению величины напряжения полного обеднения, а затем к росту.

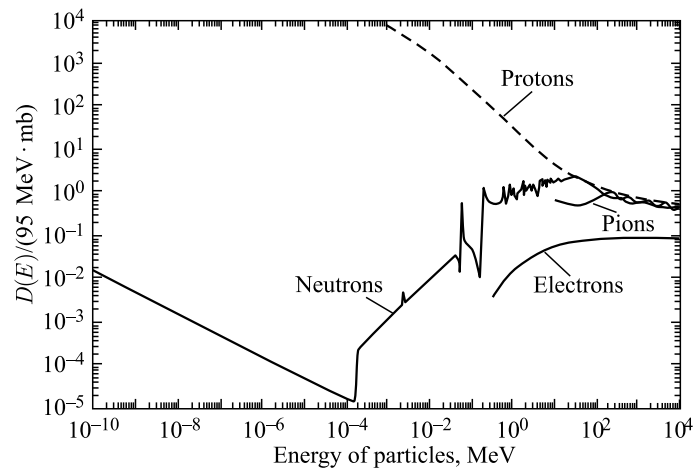


Рис. 3. Функция дефектообразования $D(E)$ для Si при повреждении различными частицами, результаты ROSE (CERN)

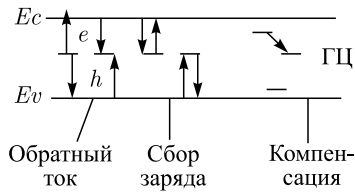


Рис. 4. Энергетическая диаграмма расположения ГЦ внутри запрещенной зоны кремния ($\Delta E_{33}(Si) = E_c - E_v = 1,12$ эВ) и три основных процесса, влияющих на электронные свойства детектора

Поверхностными эффектами, создающими встроенный положительный заряд в тонких слоях окисла (SiO_2) на поверхности детектора, при облучении нейтронами пренебрегаем, но данный эффект становится самым значительным для кремниевых электронных микросхем, изготовленных по технологии КМОП (CMOS).

На рис. 4 показаны три основных отрицательных эффекта, влияющих на основные параметры детекторов при облучении. Рассмотрим их.

1. При облучении кремниевых детекторов всегда растет обратный (темновой) ток детектора. Создаваемые в кремнии ГЦ в результате радиационных повреждений являются основными источниками увеличения термогенерационного тока в детекторе и, соответственно, шумов. Зависимость роста тока детектора от флюенса является линейной. На рис. 5 показана измеренная зависимость обратного тока от флюенса быстрых нейтронов для двух планарных детекторов. Детекторы имели структуру (n^+np^+) и размеры чувствительной области $18 \times 18 \times 0,38$ мм. Различие в наклоне графиков зависимости роста тока от флюенса для двух детекторов объясняется разбросом по толщине, детектор № 1 был на 10% тоньше, чем детектор № 2. Величина времени жизни носителей заряда п/п материала при облучении быстрыми нейтронами (заряженными частицами и фотонами) всегда уменьшается, и это приводит всегда к росту термогенерационного тока в объеме детектора,

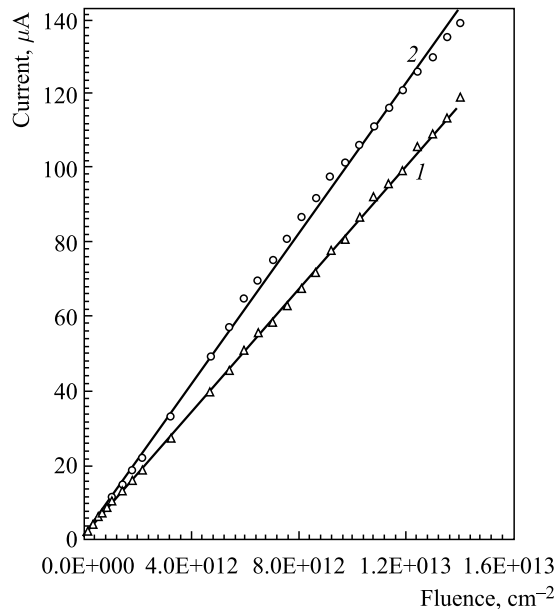


Рис. 5. Зависимость обратного темнового тока [8] при температуре $+18^\circ C$ от флюенса быстрых нейтронов для двух детекторов, расположенных в одной точке на нейтронном канале № 11 реактора ИБР-2 (ОИЯИ). Измерения проводились в 1991 г.

т. е. детектор становится более «шумящим». Термогенерационный ток при фиксированной температуре зависит от времени жизни неосновных носителей заряда (н. н. з.) и величины области пространственного заряда (ОПЗ):

$$I_g = en_i V / 2\tau_g, \quad (1)$$

где e — заряд электрона, $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл; n_i — собственная концентрация носителей при 20°C для Si ($1,5 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$); V — объем ОПЗ (см 3); τ_g — время жизни н. н. з. (с).

Для современного уровня планарной технологии кремниевых детекторов и высокого качества БЗП-кремния ($\tau_g > 10^{-3}$ с) величина обратного тока (для необлученных детекторов) обычно очень мала и равняется 1–5 нА/см 2 /300 мкм.

2. При сборе заряда ионизации (полезного сигнала) в объеме детектора ГЦ являются ловушками для электронов и дырок. Во время дрейфа в электрическом поле детектора заряды (электроны и дырки), образовавшиеся в процессе ионизации, захватываются ГЦ и выбывают на некоторое время из процесса образования полезного сигнала. Таким образом, при радиационных повреждениях детекторов уменьшаются амплитуда сигнала и очень важный параметр — отношение сигнал/шум. При этом надо заметить, что величина сигнал/шум падает и из-за уменьшения амплитуды, и из-за роста шумов с ростом обратного тока.

3. Третий эффект при облучении быстрыми нейтронами — это компенсация мелких уровней (в данном случае донорных уровней — фосфор) радиационными дефектами акцепторного типа. Концентрация некомпенсированных мелких донорных уровней определяет удельное сопротивление исходного кремния в объеме детектора. Этот эффект приводит к изменению напряжения полного обеднения детектора, и после точки инверсии ($\Phi_i \sim 10^{12}$ см $^{-2}$) типа проводимости в объеме детектора (для детекторов с исходной структурой n^+np^+) необходимо увеличивать рабочее напряжение на детекторе. Термином «инверсия типа проводимости» принято называть эффект перехода n -типа объемной проводимости детектора в p -тип при возникновении радиационных дефектов в кремнии. Обычно точку инверсии типа проводимости находят методом экстраполяции измеренной зависимости напряжения полного обеднения от флюенса или рассчитывают из эмпирической зависимости $N_{\text{eff}} = f(\Phi)$. В работе [9] был предложен и реализован прямой метод измерения точки «инверсии типа проводимости». Метод состоит в измерении емкости детектора при низкой частоте (1 кГц) и низком напряжении на детекторе в зависимости от флюенса $C_d = f(\Phi_n)$ непосредственно при облучении. Зависимость величины емкости детектора при фиксированном напряжении от флюенса быстрых нейтронов представлена на рис. 6. Величина напряжения смещения на детекторе выбирается значительно меньше напряжения полного обеднения для того, чтобы область минимума на графике $C_d = f(\Phi_n)$ была наиболее ярко выражена для более точного определения точки инверсии.

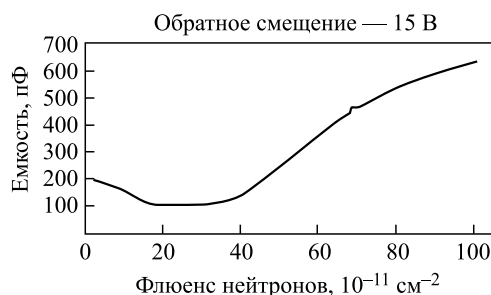


Рис. 6. Зависимость емкости детектора $20 \times 20 \times 0,4$ мм, $\rho_n = 5$ кОм·см (до облучения) при постоянном напряжении 15 В от флюенса нейтронов

При облучении быстрыми нейтронами детекторов, изготовленных из высокоомного кремния n -типа, сначала происходит увеличение удельного сопротивления за счет компенсации исходной донорной примеси (фосфор) радиационными дефектами, потом наступает инверсия типа проводимости из n -типа в p -тип и затем идет уменьшение удельного сопротивления p -типа. На экспериментальном графике рис. 6 есть три ярко выделенных части. Первая часть графика — это уменьшение величины емкости детектора при фиксированном напряжении с ростом флюенса. Уменьшение емкости с ростом флюенса происходит потому, что напряжение на детекторе фиксировано, а удельное сопротивление кремния растет, это приводит к увеличению толщины ОПЗ и уменьшению емкости. На графике рис. 6 видно, что величина емкости уменьшается до постоянной величины, равной геометрической емкости детектора или емкости полного обеднения, меньше этой величины емкость детектора быть не может. Емкость детектора записывается выражением, где в общем случае величина d является переменной, зависящей от удельного сопротивления и напряжения на детекторе (3):

$$C_d = \varepsilon_{Si} \varepsilon_0 S_d / d, \quad (2)$$

где ε_{Si} — 12; ε_0 — $8,85 \cdot 10^{-14}$ Ф/см; S_d — площадь $(p-n)$ -перехода детектора (см²); d — толщина ОПЗ детектора (см).

$$d(\text{см}) = 18 \cdot 10^{-4} \sqrt{\rho(\text{кОм} \cdot \text{см}) U_d(\text{В})}. \quad (3)$$

Для детектора с размерами $20 \times 20 \times 0,4$ мм величина емкости при напряжении полного обеднения равняется 105 пФ. Начало плато (вторая часть графика) соответствует тому, что детектор при смещении 15 В уже полностью обеднен, затем на участке плато детектор переобеднен при 15 В, т. е. напряжение полного обеднения меньше 15 В. На третьей части графика начинается рост емкости, когда уже произошла инверсия типа проводимости из n -типа в p -тип, и дальше рост емкости продолжается с ростом флюенса, так как удельное сопротивление в объеме продолжает падать и постоянное смещение 15 В обедняет все меньшую толщину детектора. Значение флюенса быстрых нейтронов, при котором происходит инверсия типа проводимости, зависит от исходной величины удельного сопротивления и составляет обычно $\Phi_i \sim 10^{12} - 10^{13}$ см⁻² для 8–2 кОм·см соответственно. Значение флюенса в точке инверсии типа проводимости, полученное из прямых (см. рис. 6) измерений зависимости $C_d = f(\Phi_n)$, равняется $2,2 \cdot 10^{12}$ см⁻². Необходимо напомнить, что для исходного кремния p -типа при облучении быстрыми нейтронами всегда происходит уменьшение удельного сопротивления за счет роста концентрации ГЦ (комплексов) акцепторного типа.

2. ПОЧЕМУ В КАЧЕСТВЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО ПРИБОРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ ФЛЮЕНСА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ВЫБРАН КРЕМНИЕВЫЙ ПЛАНАРНЫЙ ДЕТЕКТОР?

Применительно к кремниевым детекторам можно сказать, что основные параметры детекторов очень чувствительны к облучению быстрыми нейтронами. Для применения детекторов в физических приборах (спектрометрия, фотоприемники, координатные детекторы и т. п.) радиационные повреждения являются отрицательным эффектом, который ухудшает работу приборов. Для измерений флюенса быстрых нейтронов создаваемые

радиационные дефекты изменяют параметры детекторов, и этот эффект играет положительную роль, он является источником информации о значении флюенса. Измерение неизвестного флюенса быстрых нейтронов по радиационным повреждениям детекторов является обратной задачей исследования радиационной стойкости детекторов при известном значении флюенса. В данной работе описывается предложенный и реализованный практический способ [10] измерения флюенса быстрых нейтронов, использующий эффект радиационных повреждений кремниевых детекторов. В основу метода измерения эквивалентного по повреждению кремния флюенса быстрых нейтронов с энергией 1 МэВ положена линейная зависимость приращения обратного объемного тока детектора от флюенса нейтронов. Приращение обратного объемного тока, получаемое в результате облучения кремниевого детектора, линейно зависит [11] от флюенса нейтронов, чувствительного объема детектора и выражается следующей эмпирической зависимостью:

$$\Delta I = \alpha_I \Phi V, \quad (4)$$

где $\Delta I = I - I_0$ (А) — измеренное приращение темнового обратного тока детектора после облучения; I_0 — ток детектора до облучения при напряжении полного обеднения, приведенный к температуре $+20^\circ\text{C}$; I — ток детектора после облучения при напряжении полного обеднения, приведенный к температуре $+20^\circ\text{C}$; Φ (см^{-2}) — эквивалентный по повреждению кремния флюенс быстрых нейтронов с энергией 1 МэВ; $\alpha_I = (5 \pm 0,5) \cdot 10^{-17}$ (А/см) — токовая константа повреждений кремния для быстрых нейтронов с энергией 1 МэВ, приведенная к температуре $+20^\circ\text{C}$ без учета самоотжига; $V = dS$ (см^3) — чувствительный объем детектора при напряжении полного обеднения; d — толщина (см) детектора (известна и измеряется с высокой точностью); S — активная площадь (см^2) детектора (площадь p - n -перехода, известна с высокой точностью из топологии детектора).

Таким образом, измерив приращение тока после облучения детектора, зная постоянные параметры площадь и толщину детектора, а также токовую константу α_I для кремния, можно вычислить флюенс быстрых нейтронов из формулы (4):

$$\Phi = \Delta I / \alpha_I V. \quad (5)$$

В предыдущем разделе было сказано, что и другие параметры кремниевых детекторов также меняют свою начальную величину в процессе облучения (удельное сопротивление, время жизни носителей заряда, поведение емкости детектора от напряжения), но эти параметры измерять сложнее, так как это не прямые измерения по сравнению с измерением тока. При измерении тока облучаемого кремниевого планарного детектора можно отметить целый ряд следующих преимуществ:

- детектор имеет структуру pin-диода (p -type, i — intrinsic, n -type) и при напряжении полного обеднения (full depletion) имеет строго фиксированный чувствительный объем V (с электрическим полем), определяющий точность измерений (5);

- величина объема V определяется толщиной детектора и площадью (p - n)-перехода;
- толщина детектора (кристалла ~ 300 – 500 мкм) измеряется с высокой точностью (1–2%), а площадь перехода известна из топологии детектора с микрометровой точностью;

- современная планарная технология Si-детекторов позволяет получать предельно низкие обратные токи, определяемые временем жизни носителей заряда в объеме детектора (поверхностными утечками можно пренебрегать);

— приращение обратного тока детектора под действием облучения быстрыми нейтронами будет определяться только радиационными дефектами, образующимися в чувствительном объеме детектора;

— токовая константа радиационных повреждений кремния α_I не зависит от параметров кремния (типа проводимости, величины удельного сопротивления, ориентации кристалла), метода выращивания кристалла и известна с хорошей точностью $\pm 10\%$ для нейтронов с энергией 1 МэВ.

Из опубликованных работ известно несколько способов измерения флюенса быстрых нейтронов на основе эффекта изменения электрофизических параметров полупроводниковых приборов в результате облучения. Авторы работ [12, 13] предложили устройства для измерения флюенса быстрых нейтронов на основе измерения величины удельного электрического сопротивления кремния до и после облучения быстрыми нейтронами.

В работе [12] рассмотрено устройство на основе однопереходного транзистора КТ117 (двухбазового диода) и измеряется величина сопротивления между первой и второй базами до и после облучения. Основной недостаток способов с использованием промышленных приборов состоит в том, что из-за разброса исходных параметров таких приборов требуется индивидуальная калибровка каждого прибора, после которой практически невозможно восстановить исходные параметры (с помощью температурного отжига).

В работе [13] измеряется величина изменения удельного электрического сопротивления монокристаллического кремния четырехзондовым методом. Для этого берется кремниевая пластина без ($p-n$)-перехода и флюенс быстрых нейтронов рассчитывается по изменению удельного сопротивления. Способ измерения флюенса быстрых нейтронов по изменению удельного электрического сопротивления монокристаллического кремния на пластине без ($p-n$)-перехода, с одной стороны, привлекателен, так как это не прибор и требуется не технология изготовления прибора, а лишь наличие и доступная стоимость пластины из высокоомного кремния. С другой стороны, измерение зондовым методом удельного сопротивления с хорошей точностью на высокоомном кремнии является непростой задачей, также авторами [13] не рассмотрен вопрос об инверсии типа проводимости исходного кремния n -типа.

В работе [14] был предложен аварийный дозиметр на основе кремниевых промышленных полупроводниковых диодов, у которых изменялась величина падения напряжения на прямой ветви вольт-амперной характеристики (ВАХ) при фиксированном прямом токе под действием облучения быстрыми нейтронами. В этом устройстве при достижении величины заданного порогового значения напряжения на прямой ветви ВАХ срабатывает сигнал о наборе интегрального потока (флюенса) в данной точке реактора или ускорителя. Продолжением и развитием приведенной выше идеи стала разработка [15] экспертами в ЦЕРН на современной элементной базе измерительного прибора эквивалентного флюенса 1-МэВ нейтронов. В качестве чувствительного элемента к быстрым нейтронам был взят коммерчески доступный кремниевый $p-n$ -диод, это обычный детектор на основе высокоомного кремния, только упакованный в пластмассовый корпус с двумя выводами. Также данный прибор позволяет проводить измерения флюенса нейтронов дистанционно во время облучения.

Предлагаемый в данной работе метод измерения флюенса быстрых нейтронов на основе эффекта увеличения обратного объемного тока кремниевых детекторов при облучении дает следующие преимущества:

1) возможность измерения эквивалентного 1 МэВ по повреждениям кремния флюенса быстрых нейтронов при неизвестном спектре и без калибровки детектора;

2) возможность автоматизированного дистанционного (on line) измерения текущего флюенса на работающем реакторе или ускорителе (см. рис. 7), при этом кремниевый детектор соединен кабелем с источником напряжения и измерителем тока, которые расположены за защитой;

3) высокий уровень современной планарной технологии кремниевых детекторов позволяет изготавливать детекторы с пренебрежимо малыми ($< 1 \text{ нА}/100 \text{ В}/\text{см}^2$) поверхностными токами, и обратный ток детектора определяется только термогенерационным током в объеме, который является носителем информации о величине радиационных повреждений (значение флюенса) и позволяет измерять флюенс быстрых нейтронов с высокой точностью $\pm 10 \%$ (точность определяется точностью измеренной токовой константы α_I);

4) удобство и высокая точность измерений обратного тока детектора, который линейно зависит от флюенса;

5) миниатюрность детектора с линейными размерами до 10 мм и толщиной до 1 мм позволяет проводить измерения локально, практически в любом месте экспериментальной установки;

6) доступная цена (5–10 \$) кремниевого детектора (кристалла) малой площади 5–100 мм² — это есть цена за измерение значения флюенса в одной точке. При этом надо помнить, что детектор повреждается при облучении и его чувствительность падает. Возможно применение одного и того же детектора несколько раз, если измеряются небольшие значения флюенса ($< 10^{13} \text{ см}^{-2}$);

7) наличие металлизированных контактов на обеих сторонах кристалла детектора, позволяющее с помощью зонда надежно и точно измерять ток, что упрощает измерения и снижает ошибку измерений в диапазоне величин токов (нА – мкА);

8) большой динамический диапазон измерений флюенса быстрых нейтронов 10^8 – 10^{16} см^{-2} ;

9) возможность проведения измерений облученных детекторов сразу после снятия их с зоны облучения, так как наведенная активность будет ничтожно мала из-за малой массы детектора (детектор площадью 1 см² и толщиной 1 мм весит 0,23 г).

На рис. 7 приведена зависимость величины флюенса быстрых нейтронов от времени облучения кремниевых детекторов, расположенных в четырех разных точках установки КВИНТА [16]. Детекторы «запомнили» предыдущие значения флюенса при облучении до остановки пучка, затем, примерно в 10:00 ч, был вновь включен вывод дейтронного пучка на урановую мишень установки КВИНТА, и рост измеряемого значения флюенса нейтронов продолжился. Постоянные «полки» для четырех графиков на уровне от $1 \cdot 10^{12}$ до $2,75 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в интервале времени от 9 ч 36 мин до 10 ч 00 мин означают, что эти детекторы в данном интервале не облучались (не было пучка на мишени). Кроме того, величина каждой «полки» дает («запоминает») величину набранного флюенса в предыдущих циклах ускорителя, шкала времени показывает астрономическое значение.

На рис. 8 показана типичная топология планарного кремниевого детектора, изготовленного на кремниевой пластине n -типа проводимости и имеющего структуру p^+nn^+ . На данном рисунке схематично показано наличие в боковой области детектора только одного охранного p^+ -кольца (Guard Ring), обычно их число может быть 1–5 шт. Охранные кольца предназначены для защиты детектора от электрического пробоя по поверхности

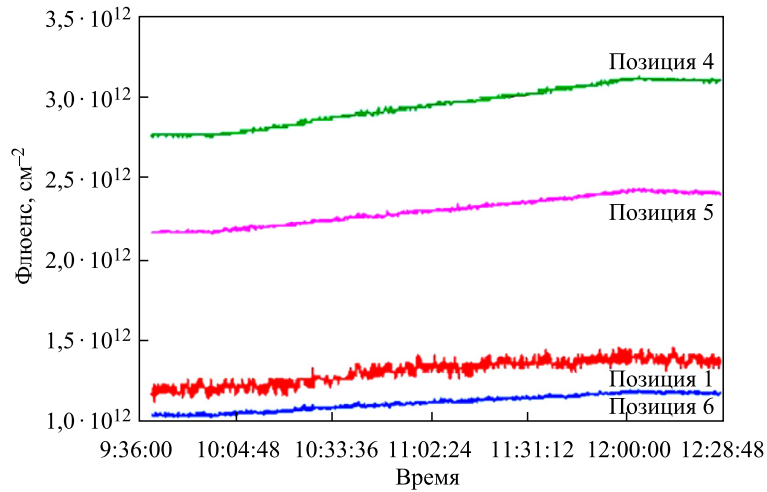


Рис. 7. Зависимость флюенса быстрых нейтронов в четырех точках установки КВИНТА [16] от времени облучения при автоматизированном процессе измерений

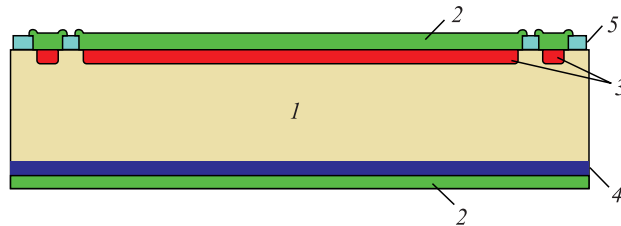


Рис. 8. Планарный кремниевый детектор со структурной p^+nn^+ , изготовленный методом ионной имплантации: 1 — n -FZ-Si, 300 мкм; 2 — Al-металлизация, 1 мкм; 3 — p^+ -имплантация, 0,5 мкм (p - n -пересечение); 4 — n^+ -имплантация (омический контакт, 2 мкм); 5 — SiO_2 -диэлектрик (0,5 мкм)

и снижения поверхностных токов. Обычно области, сильно легированные в процессе ионной имплантации бором и фосфором, обозначаются соответственно символами p^+ и n^+ , а высокоомный исходный кремний обозначают символом n .

На рис. 9 показан внешний вид Si-детекторов со стороны p^+ -контакта, использующихся для измерения флюенса быстрых нейтронов, чувствительная площадь детекторов 5, 7, 13 и 64 мм². Достоинством данного метода является то, что для любого источника нейтронов с неизвестным энергетическим спектром без калибровки измеряется значение эквивалентного флюенса 1 МэВ/Si-нейтронов, так как измерения проводятся непосредственно с помощью повреждаемых кремниевых детекторов. На основании большого числа радиационных исследований кремниевых детекторов разными группами экспериментаторов было измерено и согласовано значение так называемой токовой константы [17] повреждений кремния $\alpha_I = (5 \pm 0,5) \cdot 10^{-17}$ А/см при температуре +20 °С нейтронами с энергией 1 МэВ. Значение токовой константы α_I радиационных повреждений кремния зависит только от температуры измерений и не зависит от параметров кремния (типа проводимости, удельного сопротивления, метода выращивания кристалла).

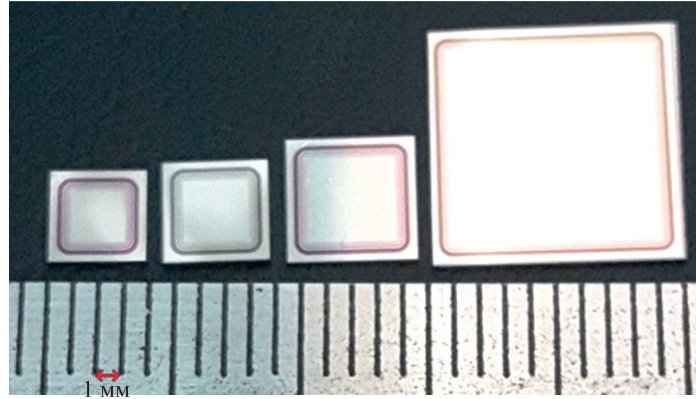
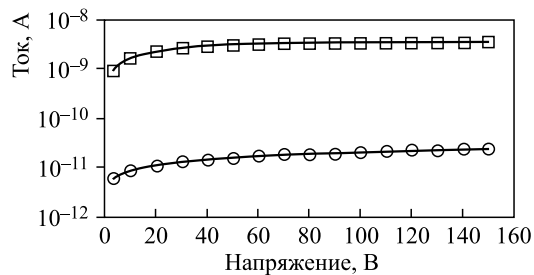


Рис. 9. Внешний вид кремниевых планарных детекторов, применяемых для измерений флюенса быстрых нейтронов

Рис. 10. Экспериментальная зависимость обратного темнового тока от напряжения при температуре $+20^\circ\text{C}$ для одного и того же детектора до и после облучения быстрыми нейтронами; геометрия детектора: $d = 0,029\text{ см}$, $S_d = 0,13\text{ см}^2$, $V_d = 3,77 \cdot 10^{-3}\text{ см}^3$; \circ — до облучения быстрыми нейтронами; \square — после облучения быстрыми нейтронами ($\Phi = 1,6 \cdot 10^{10}\text{ см}^{-2}$)



Физический смысл токовой константы α_I состоит в следующем: один нейтрон с энергией 1 МэВ при прохождении кремниевого детектора с объемом 1 см^3 увеличивает обратный объемный ток детектора на $(5 \pm 0,5) \cdot 10^{-17}\text{ А}$ при температуре измерений $+20^\circ\text{C}$ (но не облучения!). Приращение тока детектора под действием облучения нейтронами линейно зависит от объема детектора — чем меньше объем (толщина или площадь детектора), тем меньше и приращение тока. Для измерений малых значений флюенса $< 10^8\text{ см}^{-2}$ необходимо применять детекторы с большим объемом не менее $0,1\text{ см}^3$, детектор с таким объемом будет обладать чувствительностью $0,52\text{ нА}/0,1\text{ см}^3$ на каждые 10^8 нейтронов/ см^2 . При высоких значениях флюенса до 10^{16} см^{-2} , наоборот, надо брать в качестве мониторов детекторы с минимальным объемом, чтобы при измерении тока из-за большой рассеиваемой мощности на детекторе не возникал тепловой разогрев кристалла. Другой способ измерений сильно облученных детекторов ($\Phi > 10^{14}\text{ см}^{-2}$) — это проводить измерения сильно облученных детекторов при отрицательных температурах ($-5^\circ \div -30^\circ$) и затем приводить значения измеренных токов к температуре $+20^\circ\text{C}$.

Приводим практический пример определения значения флюенса из измеренных вольт-амперных характеристик детектора (ВАХ), представленных на рис. 10:

— токи до и после облучения измерены: $I_0 = 2 \cdot 10^{-11}\text{ А}$ (при 100 В), $I = 3 \cdot 10^{-9}\text{ А}$ (при 100 В);

— $\Delta I = I - I_0 = 3 \cdot 10^{-9}\text{ А}$, $\alpha_I = (5 \pm 0,5) \cdot 10^{-17}\text{ А/см}$, $V = 3,77 \cdot 10^{-3}\text{ см}^3$, подставляя в формулу (5), получаем значение $\Phi = 1,6 \cdot 10^{10}\text{ см}^{-2}$.

3. МЕТОДИКА И АППАРАТУРА ИЗМЕРЕНИЙ

Методика измерений флюенса быстрых нейтронов состоит из следующих основных этапов.

- Осуществляется входной контроль детекторов и измерение их основных параметров до облучения: это толщина детектора (площадь известна из топологии прибора), вольт-амперные характеристики (ВАХ), вольт-фарадные характеристики (ВФХ).

- Детекторы упаковываются обычно в бумажные пакетики (металлические фольги нежелательно применять для упаковки из-за наводимой активности), присваиваются номера, результаты измерений до облучения заносятся в таблицу данных.

- Детекторы позиционируются (полезно сделать фотографию расположения детекторов) на нейтронном канале, экспериментальной установке или облучаемом объекте, положение и координаты записываются, затем происходит облучение.

- Детекторы извлекаются из канала после остановки облучения и допуска службой радиационной безопасности, измеряется уровень наведенной активности на упакованных детекторах, в специальном контейнере они помещаются для хранения в морозильную камеру при температуре не выше -10°C , записывается хронология облучения и манипуляций с детекторами до их помещения в морозильную камеру.

- Измерения облученных детекторов проводят в любое время, для этого детекторы извлекаются из морозильной камеры и измеряются при комнатной температуре, температура и время измерений фиксируются. Поскольку время измерений занимает обычно не более 60 мин, эффектом самоотжига в течение измерений пренебрегаем.

- После измерений при комнатной температуре детекторы помещаются обратно для хранения в морозильную камеру, что позволяет при необходимости повторно проводить измерения на одном и том же образце при неизменном (детектор «запомнил») уровне радиационных повреждений, так как нет процесса самоотжига.

- Проводятся измерения сильно облученных детекторов ($\Phi > 10^{14} \text{ см}^{-2}$), лучше при отрицательной температуре (ниже -10°C), чтобы понизить рассеиваемую мощность на кристалле (температура удвоения обратного тока для кремния $7,6^{\circ}\text{C}$) и не вызывать эффект разогрева детектора (тепловой пробой).

- Измеренные величины токов до и после облучения приводятся к температуре $+20^{\circ}\text{C}$, на основании результатов измерений проводятся вычисления измеренных значений флюенса, результаты измерений заносятся в общую таблицу данных.

Процедура подготовки к сеансу измерений флюенса быстрых нейтронов начинается с входного контроля детекторов (измерение толщины кристалла и визуальная инспекция на отсутствие царапин, сколов). Затем детекторы измеряются на аппаратно-программном комплексе [18] для предварительного отбора детекторов по измерению вольт-амперных (из формы ВАХ определяется годность детектора для измерений флюенса) и вольт-фарадных (из ВФХ определяется величина напряжения полного обеднения) характеристик детекторов. Детектор считается годным для проведения облучения и измерения флюенса быстрых нейтронов, если его параметры соответствуют двум следующим условиям:

— величина напряжения электрического пробоя (U_{bd} — break down voltage) детектора двукратно превышает значения полного (U_{fd} — full depletion voltage) обеднения $U_{\text{bd}} > 2U_{\text{fd}}$;

— зависимость обратного тока детектора от напряжения в области значений $U_d < U_{fd}$ подчиняется закону $I_d = aU_d^{1/2}$, т. е. вклад поверхностных токов в величину тока детектора минимален и ток детектора определяется только термогенерационным током в обедненном слое детектора, толщина которого $\sim U_d^{1/2}$.

Отобранные детекторы упаковываются, каждому детектору присваивается номер, необходимая информация о детекторах заносится в базу данных. Далее детекторы размещаются в определенных позициях на физической установке и проводится облучение с регистрацией времени начала и конца облучения. Следующий этап — снятие детекторов

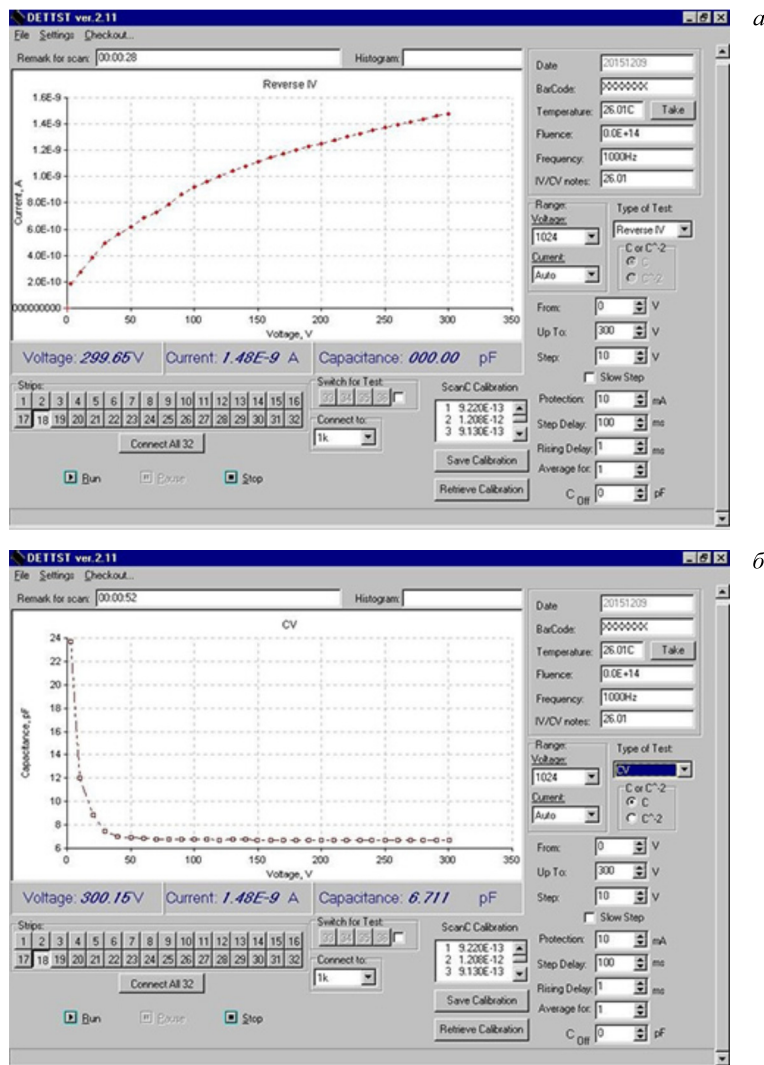


Рис. 11. Копия экрана при измерении на АПК-32 вольт-амперной (а) и вольт-фарадной (б) характеристик необлученного детектора с размерами: площадь — 13 мм², толщина — 250 мкм

после облучения и хранение в холодильнике при температуре не выше -10°C . Затем проводятся измерения ВАХ и ВФХ облученных детекторов. После измерений (рис. 11) детекторы необходимо хранить при температуре не выше -10°C . Для обработки данных и получения результатов необходимо сделать коррекцию величин измеренных токов путем приведения их к температуре $+20^\circ\text{C}$ по формуле

$$I_{20} = I/T_k, \quad (6)$$

где I_{20} — ток детектора при $+20^\circ\text{C}$; I — ток детектора при температуре измерений; T_k — температурный коэффициент. Формула расчета температурного коэффициента записывается как

$$T_k = \left(\frac{T}{T_{20}}\right)^2 \exp\left(\frac{E_g}{2k} \left(\frac{T - T_{20}}{TT_{20}}\right)\right), \quad (7)$$

где $T_{20} = 293$ К; T — температура измерений в абсолютной шкале; $E_g = 1,21$ эВ — ширина запрещенной зоны при $T = 0$ К; $k = 8,62 \cdot 10^{-5}$ эВ · К $^{-1}$ — постоянная Больцмана.

После температурной коррекции вычисляется значение эквивалентного 1 МэВ/Si флюенса нейтронов по формуле $\Phi = \Delta I/(\alpha_I V)$, затем по данным составляются таблицы и строятся графики.

4. ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ ФЛЮЕНСА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ПОМОЩЬЮ КРЕМНИЕВЫХ ПЛАНАРНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Практическое применение данного метода было опробовано на ряде установок (в хронологической последовательности):

- измерение флюенса быстрых нейтронов (первоначально как экспресс-метод и дополнение к НАА) на нейтронном канале №3 реактора ИБР-2 при исследовании радиационной стойкости стриповых кремниевых детекторов [8] для эксперимента CMS_SE/ECAL_CERN в период 1995–2005 г.;

- измерение флюенса быстрых нейтронов (восемнадцать точек) при облучении на канале реактора Ulysse (Сакле, Франция) [19, 20] в 1999 г. кремниевых детекторных модулей для предливневого детектора электромагнитного калориметра (SE/ECAL) эксперимента CMS_CERN;

- измерение флюенса быстрых нейтронов на установке КВИНТА [16] как внутри урановой мишени ^{238}U (нейтроны деления), так и снаружи защиты (нейтроны утечки) в каждом сеансе, начиная с 2012 г.;

- измерение флюенса быстрых нейтронов при облучении на нейтронном канале №3 реактора ИБР-2 образцов сцинтилляторов, оптических волокон, SiPM для эксперимента CMS_NE/HCAL, начиная с 2014 г.

В качестве примера в табл. 2, 3 приведены результаты измерений флюенса эквивалентных 1 МэВ быстрых нейтронов на различных установках и в разных условиях. В табл. 2 приведены основные параметры детекторов (номер детектора, объем и приращение тока после облучения) и рассчитанные по формуле (5) значения эквивалентных 1 МэВ быстрых нейтронов в девяти точках на нейтронном канале №3 нейтронного реактора ИБР-2

Таблица 2. Результаты измерений флюенса быстрых нейтронов с помощью кремниевых планарных детекторов на канале № 3 реактора ИБР-2

Номер позиции	Номер детектора	Объем детектора, см ³	Приращение тока детектора ΔI , А (+20 °С)	Флюенс, см ⁻²
№ 1	1-1_ Sept15	0,00325	$1,09 \cdot 10^{-7}$	$6,73 \cdot 10^{11}$
	1-2_ Sept15	0,00325	$1,24 \cdot 10^{-7}$	$7,62 \cdot 10^{11}$
№ 2	1-17_ Sept15	0,003237	$2,49 \cdot 10^{-7}$	$1,54 \cdot 10^{12}$
	1-18_ Sept15	0,003237	$2,48 \cdot 10^{-7}$	$1,53 \cdot 10^{12}$
№ 3	1-3_ Sept15	0,003159	$1,16 \cdot 10^{-6}$	$7,37 \cdot 10^{12}$
	1-4_ Sept15	0,003146	$1,20 \cdot 10^{-6}$	$7,61 \cdot 10^{12}$
№ 4	1-15_ Sept15	0,003211	$3,09 \cdot 10^{-6}$	$1,93 \cdot 10^{13}$
	1-16_ Sept15	0,003237	$3,06 \cdot 10^{-6}$	$1,89 \cdot 10^{13}$
№ 5	1-5_ Sept15	0,003224	$1,84 \cdot 10^{-5}$	$1,14 \cdot 10^{14}$
	1-6_ Sept15	0,003185	$5,70 \cdot 10^{-5}$	$3,58 \cdot 10^{14}$
№ 6	1-13_ Sept15	0,003237	$6,22 \cdot 10^{-5}$	$3,85 \cdot 10^{14}$
	1-14_ Sept15	0,003146	$6,66 \cdot 10^{-5}$	$4,23 \cdot 10^{14}$
№ 7	1-7_ Sept15	0,003159	$1,55 \cdot 10^{-4}$	$9,83 \cdot 10^{14}$
	1-8_ Sept15	0,003146	$1,29 \cdot 10^{-4}$	$8,23 \cdot 10^{14}$
№ 8	1-11_ Sept15	0,003276	$1,27 \cdot 10^{-4}$	$7,76 \cdot 10^{14}$
	1-12_ Sept15	0,003224	$1,22 \cdot 10^{-4}$	$7,58 \cdot 10^{14}$
№ 9	1-9_ Sept15	0,003185	$3,99 \cdot 10^{-4}$	$2,51 \cdot 10^{15}$
	1-10_ Sept15	0,003198	$4,38 \cdot 10^{-4}$	$2,74 \cdot 10^{15}$

(ОИЯИ) при исследовании радиационной стойкости сцинтилляторов и SiPM. В каждой из девяти точек канала были поставлены по два детектора-монитора для того, чтобы продублировать и не потерять данные в случае механического повреждения детектора. Все девять пар детекторов-мониторов вместе с облучаемыми образцами располагались в определенных девяти позициях, которые фиксировались внутри изогнутой трубы, расположенной внутри подвижной бетонной защиты на нейтронном канале. Нумерация на нейтронном канале позиций от № 1 до № 9 идет навстречу нейтронному пучку, т. е. позиция № 1 — это выход канала, а позиция № 9 — самая близкая к активной зоне, расстояние между каждой измеряемой точкой составляет 600 мм. Максимальное расстояние между двумя детекторами-мониторами в каждой измеряемой точке канала было не более 2 см, и можно считать, что значения флюенса, измеренные по двум детекторам в одной точке, должны быть равны. Из табл. 2 видно хорошее совпадение значений флюенса для всех пар мониторов, кроме одной точки № 5 для детекторов с номерами 1-5 и 1-6. Детектор 1-6 показывает превышение флюенса по сравнению с детектором 1-5 примерно в три раза, чего не должно быть для детекторов, расположенных практически в одной точке нейтронного канала. Мы предполагаем, что детектор 1-6 получил механические повреждения в процессе установки и снятия на канале, это измерение некорректно и не учитывается. Будет сделан дальнейший сравнительный анализ наших данных с результатами, полученными с помощью активационного анализа, это тема для другой статьи совместно с экспертами ЛНФ.

Таблица 3. Результаты измерений в четырех точках на установке КВИНТА при облучении урановой мишени протонами с энергией $E = 660$ МэВ на синхротроне ЛЯП ОИЯИ

Номер позиции	Номер детектора	Объем, см ³	ΔI , А (+20 °С)	Флюенс, см ⁻²
№ 1	1-1_ Dec15	0,003237	$2,11 \cdot 10^{-5}$	$1,30 \cdot 10^{14}$
	1-2_ Dec15	0,003133	$2,12 \cdot 10^{-5}$	$1,35 \cdot 10^{14}$
№ 2	2-1_ Dec15	0,00325	$1,10 \cdot 10^{-5}$	$6,77 \cdot 10^{13}$
	2-2_ Dec15	0,003237	$1,11 \cdot 10^{-5}$	$6,86 \cdot 10^{13}$
№ 3	3-1_ Dec15	0,00325	$1,10 \cdot 10^{-5}$	$6,77 \cdot 10^{13}$
	3-2_ Dec15	0,003133	$1,06 \cdot 10^{-5}$	$6,77 \cdot 10^{13}$
№ 4	4-1_ Dec15	0,00325	$1,08 \cdot 10^{-5}$	$6,65 \cdot 10^{13}$
	4-2_ Dec15	0,003159	$1,05 \cdot 10^{-5}$	$6,65 \cdot 10^{13}$

В табл. 3 приведены результаты измерений флюенса быстрых нейтронов с помощью кремниевых детекторов в четырех точках на установке КВИНТА. Детекторы попарно были установлены снаружи свинцовой защиты в каждой из четырех позиций и измеряли эквивалентный флюенс нейтронов утечки из урановой мишени при облучении ее протонами с энергией 660 МэВ на синхротроне ЛЯП ОИЯИ. Для каждой точки двумя мониторами измерен флюенс, и из табл. 3 видно, что пары детекторов-мониторов для каждой точки показывают практически полное совпадение измеренных значений флюенса. Полное совпадение можно объяснить тем, что детекторы площадью 13 мм² расположены один за другим практически в одной и той же точке пространства, естественно, различия по флюенсу не должно быть.

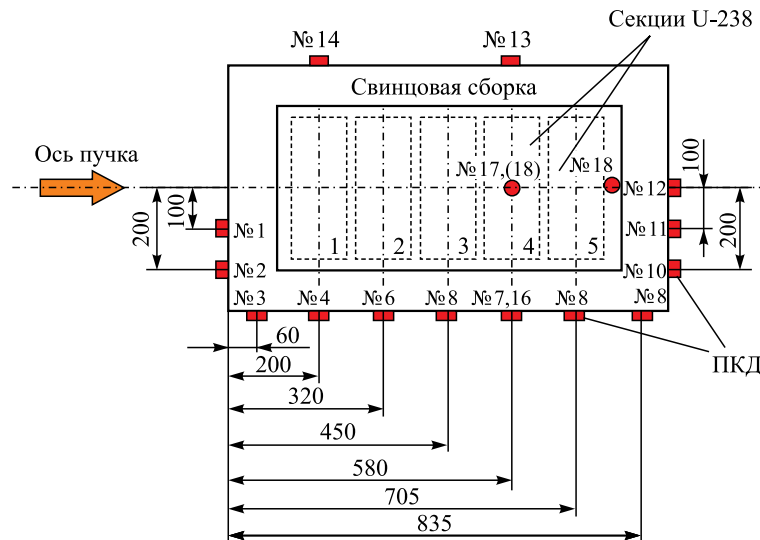


Рис. 12. Схема расположения 18 кремниевых детекторов (вид сверху) на внешней стороне свинцовой защиты установки КВИНТА (сеанс — ноябрь 2013 г.), детектор № 16 был расположен внутри урановой сборки (на оси). Размеры даны в мм

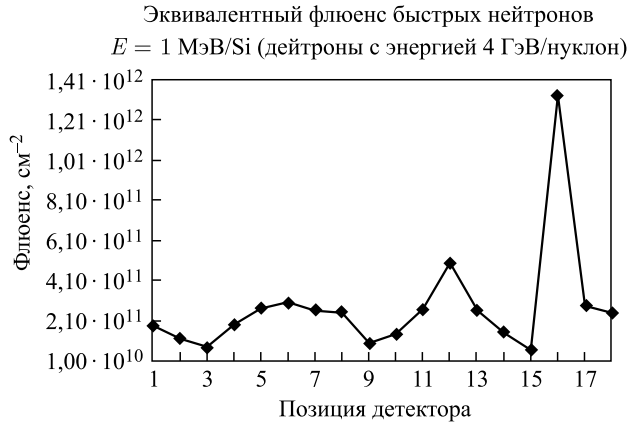


Рис. 13. Результаты измерений в 18 точках эквивалентного 1 МэВ/Si флюенса быстрых нейтронов на установке КВИНТА. Детектор № 15 расположен на верхней поверхности установки КВИНТА над детектором № 7

При измерении флюенса быстрых нейтронов на установке КВИНТА с помощью кремниевых детекторов устоялся термин ПКД — «пассивные» кремниевые детекторы. Под термином «пассивные» понимается режим использования кремниевых детекторов без напряжения смещения и без электроники, т.е. детектор применяется как пластинка для запоминания созданных в объеме детектора радиационных дефектов при прохождении через него быстрых нейтронов. На рис. 12 показано расположение (вид сверху) кремниевых детекторов-мониторов флюенса быстрых нейтронов для 18 точек на установке КВИНТА в одном из сеансов на ускорителе нуклотрон ОИЯИ, урановая мишень облучалась дейтронным пучком. На рис. 13 приведены результаты измерений эквивалентного флюенса быстрых нейтронов (1 МэВ/Si) при облучении мишени дейтронами с энергией 4 ГэВ/нуклон.

5. О ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ ЭКВИВАЛЕНТНОГО ФЛЮЕНСА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

Точность измерений эквивалентного 1 МэВ флюенса быстрых нейтронов с помощью кремниевых детекторов определяется в основном точностью величины токовой константы радиационных повреждений $\alpha_I = (5 \pm 0,5) \cdot 10^{-17} \text{ А/см}$. Ошибка $\pm 10\%$ в величине коэффициента α_I определяется современным уровнем точности измерений потока быстрых нейтронов. Если представить, что сегодня есть пучок нейтронов с энергией 1 МэВ и мы знаем их поток с точностью 1%, то и коэффициент α_I для кремния будет также измерен с точностью 1%. Возникает вопрос, а нужна ли такая точность мониторинга нейтронных потоков, или для многих практических целей достаточно и 20%. С академической точки зрения, конечно, чем выше точность, тем лучше. Как можно повысить точность определения константы α_I ? Очевидно, что можно увеличить точность мониторинга, только повышая точность измерения самого нейтронного пучка.

Одним из способов более точного измерения потока нейтронов может быть применение пучков меченых нейтронов при определении значения α_I . Существуют источ-

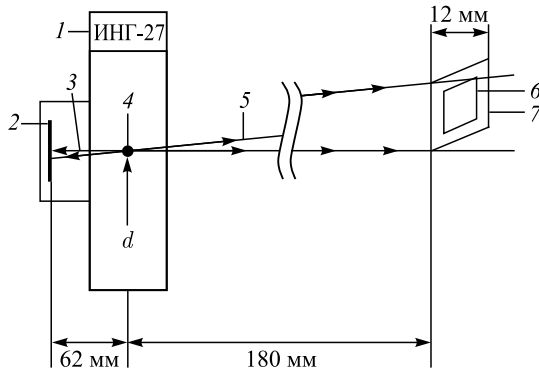


Рис. 14. Схема облучения мечеными нейтронами исследуемого Si-детектора. 1 — нейтронный генератор; 2 — α -детектор (1 пиксель $\square 4 \times 4 = 16 \text{ мм}^2$); 3 — α -частицы; 4 — t -мишень; 5 — меченые нейтроны; 6 — Si-детектор; 7 — $S_{\text{воксель}} = 12 \times 12 = 144 \text{ мм}^2$; d — поток дейтронов

ники меченых нейтронов [21], использующие бинарные ядерные реакции типа $d + d \rightarrow \alpha (0,8 \text{ МэВ}) + n (2,5 \text{ МэВ})$ и $d + t \rightarrow \alpha (3,5 \text{ МэВ}) + n (14,1 \text{ МэВ})$. Источники нейтронов на основе этих реакций имеются в стационарном исполнении (ускоритель дейтронов с мишенью) или в переносном варианте (портативные генераторы). Указанные ядерные реакции идут с выходом быстрых нейтронов и сопутствующих им заряженных α -частиц. Мечение нейтронов осуществляется с помощью встраиваемого в вакуумный объем мишенного узла α -детектора, который определяет момент времени и направление вылета нейтрона из мишени. Остается только поместить исследуемый кремниевый детектор в область меченого пучка нейтронов с известным потоком и провести облучение, при этом обязательно надо зафиксировать с помощью встроенного α -детектора полное число α -частиц за данное время экспозиции для того, чтобы знать флюенс нейтронов. Число α -частиц в телесном угле, определяемом размером α -детектора и расстоянием от мишени, равно числу нейтронов (при 100 %-й эффективности α -детектора) в этом же телесном угле с противоположной стороны мишени. Схема облучения кремниевого детектора в пучке меченых нейтронов показана на рис. 14.

Надо заметить, что для dd -источника энергия нейтронов равна 2,5 МэВ, а для dt -источника — 14,1 МэВ. Величина сечения (см. рис. 3) дефектообразования в кремнии [3, 4] для нейтронов с энергией 1 и 14,1 МэВ различается, но для нейтронов с энергией 2,5 МэВ ее можно считать одинаковой. Поэтому желательно измерять величину α_I на 2,5-МэВ нейтронах, но пока нет портативных dd -генераторов со встроенными α -детекторами для мечения нейтронов. Для разработки и изготовления такого генератора нет препятствий, но надо помнить, что для dd -генератора энергия α -частиц будет не более 0,8 МэВ, это налагает более сложные требования на α -детектор и измерительную электронику. При использовании выпускаемых dt -генераторов меченых нейтронов типа ИНГ27 (разработка ВНИИА им. Н. Л. Духова) для облучения детекторов надо учитывать их стоимость, ресурс и интенсивность. Интенсивность серийных ИНГ27 со встроенными α -детекторами обычно не более $10^8 \text{ с}^{-1}/4\pi$, как правило, α -детектор расположен на расстоянии 6–10 см от мишени, при этом поток α -частиц на α -детектор будет порядка $10^5 - 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$. Для того чтобы набрать флюенс нейтронов для исследуемого детектора более 10^9 см^{-2} (чтобы легко было измерять эффект повреждений), необходимо разместить детектор на расстоянии не более 6–10 см от мишени и облучать детектор несколько часов, это реализуемый на практике эксперимент (и ресурс ИНГ27 не сильно уменьшим, и информацию получим). Измерив с высокой точностью значение α_I для

нейтронов с энергией 14,1 МэВ, можно пересчитать (или уточнить) из рассчитанных сечений дефектообразования (полагая, что сечения рассчитаны с точностью не хуже 10 %) значение для нейтронов с энергией 1 МэВ.

Другой возможный способ измерений константы α_I для нейтронов с энергией 1 МэВ с более высокой точностью — это облучение кремниевых детекторов на пучке заряженных частиц, например, протонов. Преимущество облучения заряженными частицами состоит в том, что сам облучаемый кремниевый детектор одновременно будет служить идеальным измерителем проходящего через исследуемый детектор потока. Регистрируя поток заряженных частиц, прошедших через детектор с высокой точностью (кремниевый детектор будет обладать 100 %-й эффективностью регистрации), можно измерить токовую константу повреждений α_I для данных заряженных частиц и затем через отношение сечений дефектообразования [3, 4] (см. рис. 3) для кремния протон ($E1$)/нейтрон (1 МэВ) получить α_I для нейтронов с энергией 1 МэВ. Такие измерения имеют смысл только если мы знаем сечения дефектообразования с точностью лучше 10 %.

ВЫВОДЫ

1. Чувствительность основных параметров планарных кремниевых детекторов к быстрым нейтронам позволяет применять их в качестве мониторов эквивалентного (по повреждениям кремния) 1 МэВ флюенса быстрых нейтронов.

2. Линейная зависимость приращения обратного тока детектора от флюенса позволяет довольно простым и надежным способом измерять с точностью $\pm 10\%$ эквивалентный флюенс, при этом точность измерений определяется точностью $\pm 10\%$ токовой константы повреждений $\alpha_I = (5 \pm 0,5) \cdot 10^{-17}$ А/см.

3. Экспериментально показано, что планарные кремниевые детекторы небольшой площади 5–100 мм² могут применяться в качестве недорогих мониторов для измерения эквивалентного 1 МэВ флюенса быстрых нейтронов в различных физических экспериментах.

4. В данной работе приведены экспериментальные результаты и продемонстрировано применение кремниевых детекторов в качестве мониторов эквивалентного флюенса быстрых нейтронов при исследовании радиационной стойкости сцинтилляторов и кремниевых лавинных фотодиодов (SiPM) на нейтронном канале № 3 реактора ИБР-2 ОИЯИ и на установке КВИНТА.

Работа выполнена в рамках тематического плана: тема № 02-0-1083-2009/2016 (CMS), тема № 02-1-1107-2011/2016 (КВИНТА).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *The ROSE Collab. (Research and development On Silicon for future Experiments)* // 1st Workshop on Radiation Hard Semiconductor Devices for Very High Luminosity Colliders, CERN, Nov. 28–30, 2001. CERN-RD48.
2. CMS Tracker Technical Design Report. CMS TDR 5 CERN/LHCC 98-6. 1998.
3. *Ougouag A. M. et al.* Differential Displacement KERMA Cross Section for Neutron Interactions in Si and GaAs // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1990. V. 37, No. 6. P. 2219–2223.

4. *Van Ginneken A.* Non Ionizing Energy Deposition in Silicon for Radiation Damage Studies. Fermi Nat. Accelerator Lab. Report FN-522. 1989.
5. *Rogers V. C. et al.* Silicon Ionization and Displacement Kerma for Neutrons from Thermal to 20 MeV // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 1975. V. 22, No. 6. P. 2326–2329.
6. ASTM E722-93. Standard Practice for Characterizing Neutron Fluence Spectra in Terms of Equivalent Monoenergetic Neutron Fluence for Radiation Hardness Testing of Electronics // *Annu. Book of ASTM Standards.* Am. Soc. for Testing and Materials. 1993.
7. *Vasilescu A.* Fluence Normalization Based on the NIEL Scaling Hypothesis // 3rd ROSE Workshop on Radiation Hardening of Silicon Detectors, Feb. 12–14, 1998. DESY-PROCEEDINGS-1998-02. Hamburg: DESY, 1998.
8. *Golutvin I. et al.* Radiation Hardness of Silicon Detectors for Collider Experiments. JINR Preprint E14-95-97. Dubna, 1995.
9. *Голиков В. В. и др.* Экспериментальный метод определения инверсии *n*-типа проводимости кремния при облучении быстрыми нейтронами. Сообщ. ОИЯИ P13-2001-281. Дубна, 2001.
10. *Замятин Н. И., Черемухин А. Е., Шафроновская А. И.* Способ измерения флюенса быстрых нейтронов с помощью полупроводникового детектора, А. с. RU2553840. 2015.
11. *Lemeilleur F., Lindstrom G., Watts S. (RD48 Collab.)*. 3rd RD48 Status Report. CERN-LHCC-2000-009. 1999. 42 p.
12. *Кульгавчук В. И.* Способ измерения флюенса быстрых нейтронов. А. с. № 934402. Опубликовано 07.06.82. БИ № 21.
13. *Варлачев В. А., Солодовников Е. С.* Способ измерения флюенса быстрых нейтронов полупроводниковым детектором. А. с. RU2339975 С1. 2008.
14. *Крамер-Агеев А. Е. и др.* Нейтронные аварийные дозиметры на основе кремниевых промышленных полупроводниковых диодов // *Вопросы дозиметрии и защиты от излучений.* М., 1980. № 19. С. 61–66.
15. *Glaser M., Moll M., Saigne F.* BPW34 Commercial p-i-n Diodes for Highlevel 1 MeV Neutron Equivalent Fluence Monitoring. CERN 978-1-4244-1704-9/07. IEEE. 2007.
16. *Kadykov M. et al.* Experiments with Massive Uranium Target — On the Way to Technologies for Relativistic Nuclear Energy // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2012. V. 366. P. 012024.
17. CMS ECAL Preshower and Endcap Engineering Design Review, CERN, Geneva, Nov. 28–29, 2000. V. 2: Preshower. P. 99.
18. *Голутвин И. А. и др.* Аппаратно-программный комплекс для измерения электрических статических параметров стриповых кремниевых детекторов. Препринт ОИЯИ P13-2003-203. Дубна, 2003.
19. *Bloch P. et al.* High Voltage Performance of Silicon Detectors Irradiated under Bias // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2000. V. 439. P. 344–348.
20. *Замятин Н. И.* Разработка и применение планарных кремниевых детекторов для экспериментов с высокими радиационными потоками: Дис. . . . канд. техн. наук: 01.04.23. Дубна: ОИЯИ, 2001. 93 с.
21. *Bogolyubov E. P. et al.* // *Proc. of the Intern. Sci. and Techn. Conf. "Portable Neutron Generators and Technologies on Their Basis"*, Moscow, May 26–30, 2003. P. 66–71.