

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ ЛАВИННЫХ ГЕТЕРОДИОДОВ

Т.М. Бурбаев, Г.А. Калужная, В.Л. Кашеваров, В.В. Кравченко,
В.А. Курбатов, Н.И. Миронов, Т.И. Осина, Л.Н. Павлюченко,
Г.А. Сокол, Н.Ф. Стародубцев, В.Э. Шубин

Представлены первые экспериментальные результаты по детектированию альфа-частиц и рентгеновских квантов лавинными диодами на основе гетероструктуры Si-TiO₂.

Применение полупроводниковых лавинных фотодиодов для регистрации световых квантов широко известно /1/. В последние годы наметилась тенденция использования лавинных фотодиодов и для регистрации ядерных излучений. Благодаря наличию внутреннего усиления (коэффициент умножения $M \approx 10^2$) такое использование лавинных диодов особенно эффективно в случае выделения малой энергии, т.е. создания малого зарядового пакета в рабочем объеме. Это относится прежде всего к регистрации мягкого рентгеновского излучения и релятивистских частиц в экспериментах по физике высоких энергий с помощью так называемых координатных вершинных детекторов.

Однако в последнем случае необходимо создание многоэлементной матрицы лавинных диодов, что трудно реализовать на основе обычных лавинных структур с п-р-переходом из-за большого разброса характеристик лавинных диодов и очень крутой вольт-амперной характеристики в области лавинного умножения. В /2/ предложена и в настоящее время успешно развивается новая концепция твердотельных лавинных фотодетекторов, в основе которой лежит принцип отрицательной обратной связи (ООС). ООС здесь возникает в результате накопления носителей на границе области лавинного умножения, что приводит к стабилизации процесса за счет локального экранирования электрического поля накопленными в результате лавинного умножения носителями. ООС в значительной степени снимает трудности при изготовлении многоэлементных матриц лавинных фотодетекторов. Эффект стабилизации лавины в структурах с ООС проявляется не только в интегральных характеристиках детектора, но и в отдельных так называемых "одноэлектронных" актах процесса умножения. Благодаря этому лавинные фотодиоды с отрицательной обратной связью (ЛОС-диоды) позволяют сочетать высокие значения коэффициента умножения (до 10^5), что дает основание рассматривать их как твердотельные фотоумножители, с

низким уровнем шумов при относительно большой площади (1 мм^2) /3/. Привлекательной особенностью лавинных диодов с точки зрения задач ядерной физики и физики высоких энергий является также их высокое быстродействие (длительность сформированного сигнала порядка 10 нс), нечувствительность к магнитным полям, малая толщина входного окна ($\approx 0,1 \text{ мкм}$), малая общая толщина диода ($\sim 100 \text{ мкм}$), низкая величина рабочего напряжения ($V_b \approx 50 \text{ В}$), малая рассеиваемая мощность.

Конструктивно ООС в лавинном фотодиоде может быть реализована двояким образом: за счет накопления зарядов в потенциальной яме на границе раздела полупроводник-диэлектрик в случае МДП-структуры, либо на границе гетероперехода, образованного двумя полупроводниками с большим различием в подвижности носителей. В первом случае требуется импульсное питание ЛОС-диода, во втором — появляется возможность работать в режиме постоянного протекания тока через детектор, т.е. при постоянном напряжении питания, что с практической точки зрения является очевидным достоинством.

В настоящей работе представлены первые экспериментальные результаты по детектированию альфа-частиц и рентгеновских квантов ЛОС-диодами на основе гетероструктуры Si-TiO₂.

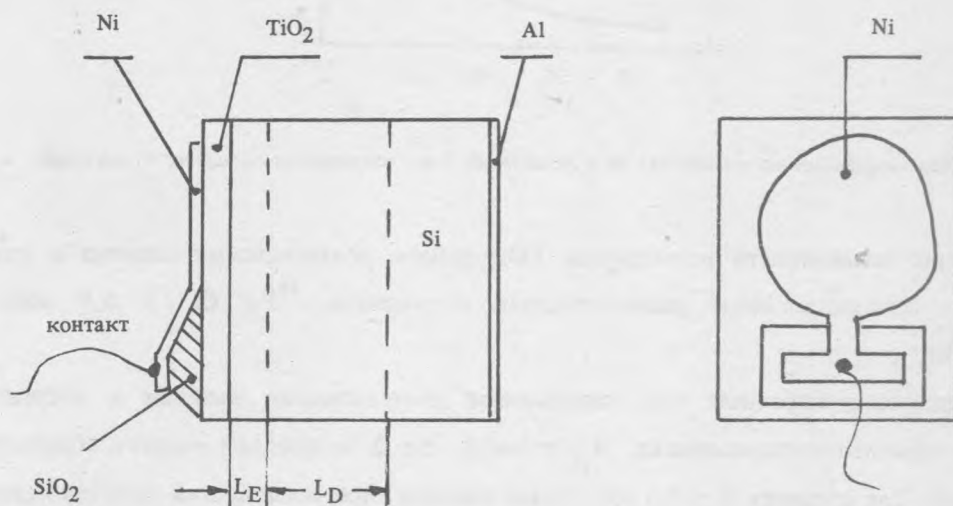


Рис. 1. Конструкция ЛОС-гетеродиода.

Гетероструктуры Si-TiO₂ изготавливались с помощью золь-гель метода с использованием необходимых оптических и термических отжигов /4/. Конструкция ЛОС-гетеродиода показана на рис. 1. Глубина фоточувствительной области определяется длиной диффузии носителей в кремнии L_D и составляет около 20 мкм. Область проникновения электрического поля, т.е. область

пространственного заряда (ОПЗ) имеет толщину $L_E \approx 2$ мкм. Испытание фоточувствительности ЛОС-диодов проводилось на длине волны света $\lambda = 0,7$ мкм. Такое излучение практически не поглощается в слое TiO_2 и проникает в кремний на глубину около 10 мкм. Измерения зависимости амплитуды фотосигнала от напряжения смещения на диоде показали, что при повышении напряжения смещения V_b до 10-15 В величина фотосигнала выходит на плато, соответствующее коэффициенту умножения $M = 1$. При дальнейшем повышении V_b фотосигнал сначала медленно, а при $V_b \gtrsim 40$ В довольно быстро растет. При достаточно больших M становится заметным шум фотодиода (рис. 2). Рабочий режим можно стабилизировать по величине тока через диод.

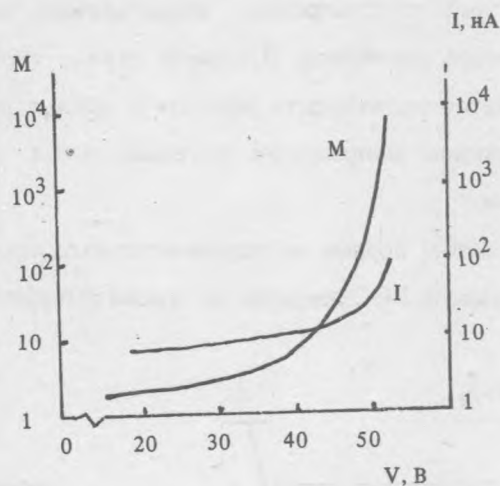


Рис. 2. Зависимости коэффициента умножения M и тока диода I от напряжения смещения V_b на диоде.

Исследование возможности регистрации ЛОС-диодом рентгеновских квантов и альфа-частиц проводилось с использованием радиоактивных источников ^{55}Fe ($E_x = 5,9$ кэВ) и Pu^{239} ($E_\alpha = 5,15$ МэВ).

Число электронно-дырочных пар, создаваемое рентгеновским квантом с энергией $\hbar\omega$ при поглощении в объеме полупроводника, $N_{eh} = \hbar\omega/\Delta$, где Δ — средняя энергия образования одной пары носителей. Для кремния $\Delta = 3,5$ эВ. Таким образом, при поглощении квантов источника ^{55}Fe в малом объеме образуется $1,7 \cdot 10^3$ пар носителей заряда. Если поглощение кванта произошло в ОПЗ, то это дает короткий (10^{-9} с) сигнал, амплитуда которого будет пропорциональна N_{eh}/τ_E , где τ_E — время отклика при рождении носителей в области поля. Если квант поглощается вне ОПЗ, но в пределах диффузионной длины L_D , то длительность сигнала из-за "расползания" зарядового пакета в пространстве возрастет ($\tau_D \gg \tau_E$) и его амплитуда будет зависеть от координаты поглощения рентгеновского кванта вследствие процесса рекомбинации носителей заряда. Таким

образом, амплитудное распределение при регистрации отдельных квантов будет зависеть от их проникающей способности.

На рис. 3 показан амплитудный спектр, полученный при облучении ЛОС-диода рентгеновскими квантами с энергией $E_x = 5,9$ кэВ. Относительно высокая проникающая способность таких квантов приводит к распределению, размытому в сторону малых амплитуд, которые обусловлены пакетами зарядов, возникающими вне ОПЗ и приходящими на коллектор с потерями носителей из-за рекомбинации в диффузионном слое. Видно, что амплитуда в максимуме спектра, соответствующая энергии $E_x = 5,9$ кэВ, заметно превышает среднюю амплитуду шума.

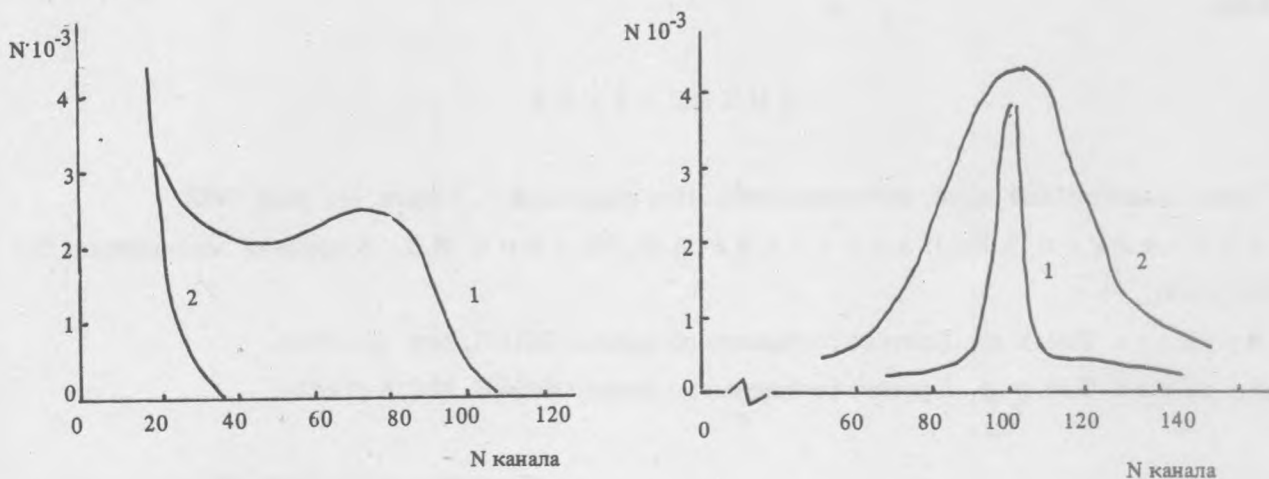


Рис. 3. Амплитудные спектры рентгеновских квантов с энергией $E_x = 5,9$ кэВ (^{55}Fe) (1) и шумовых импульсов (без гамма-источника) (2).

Рис. 4. Амплитудные спектры альфа-частиц с энергией 5,15 мэВ при $V_b = 20$ В (1) и 47 В (2). Амплитуды в максимуме спектра равны соответственно 40 мВ и 3 В.

Альфа-частица с $E_\alpha = 5,15$ МэВ образует в детекторе около $1,5 \cdot 10^6$ пар носителей, почти равномерно распределенных по треку. Длина трека для таких альфа-частиц в кремнии составляет 22 мкм, т.е. сравнима с L_D . Это означает, что большая часть носителей не будет собрана из-за рекомбинации в диффузионной области. На рис. 4 представлено амплитудное распределение сигналов ЛОС- диода при облучении его альфа-частицами при напряжении смещения на диоде $V_b = 20$ В (кривая 1), т.е. в режиме без лавинного умножения. Полная ширина на полувысоте δE составляет 5%, что определяется в основном флуктуациями потерь носителей в диффузионном слое. На том же рисунке показано амплитудное распределение сигналов при $V_b = 47$ В (кривая 2). Распределения совмещены при средних значениях амплитуд. Амплитуда сигнала при $V_b = 47$ В

возросла в 75 раз, а ширина распределения увеличилась в 6 раз. Последнее обусловлено флуктуациями коэффициента умножения в лавинном процессе, неоднородностью распределения среднего коэффициента умножения по площади диода, а также попаданием частиц в детектор под разными углами, в результате чего различные доли трека приходятся на ОПЗ и область L_D .

Таким образом, проведенные испытания ЛОС-диодов на основе гетероструктур Si-TiO₂ с помощью альфа-частиц и рентгеновских квантов показали, что ЛОС-гетеродиоды пригодны для регистрации заряженных частиц, обеспечивая 100%-ную эффективность регистрации и энергетическое разрешение $\delta E_\alpha = \pm 15\%$ для альфа-частиц с энергией 5,15 МэВ, и обладают чувствительностью, достаточной для регистрации отдельных рентгеновских квантов с энергией 5,9 кэВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Техника оптической связи. Фотоприемники. Под редакцией У. Теанга. М., Мир, 1988.
2. Кравченко А.Б., Плотников А.Ф., Шубин В.Э. Квантовая электроника, 5, 1918 (1978).
3. Бурбаев Т.М. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, №4, 19 (1990).
4. Бурбаев Т.М. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, №6, 6 (1990).

Поступила в редакцию 30 января 1992 г.