

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 1 — 1966

УДК 539.1.074

В. С. ВАВИЛОВ, Н. В. ГОЛОВИНА, Г. А. ИФЕРОВ, А. Ф. ТУЛИНОВ,
М. В. ЧУКИЧЕВ

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СЧЕТЧИКОВ ТИПА $p-i-n$ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Описана методика изготовления полупроводниковых детекторов заряженных частиц типа $p-i-n$ путем дрейфа в кремний ионов лития. Детекторы используются для регистрации α -частиц, упруго и неупруго рассеянных на ядрах углерода.

Введение

Полупроводниковые детекторы заряженных частиц находят все более широкое применение в ядерной физике. В частности, с их помощью получено большое количество важных результатов при изучении ядерных реакций в области низких энергий (несколько $Mэв$). Вместе с тем при средних энергиях (несколько десятков $Mэв$) до последнего времени применение этих счетчиков было ограничено, так как при изготовлении $n-p$ -переходов с большой глубиной эффективного слоя предъявлялись особые требования к качеству кремния. Недавно Пеллом [1] был предложен метод увеличения ширины слоя объемного заряда с помощью ионного дрейфа, в результате чего был получен переход типа $p-i-n$. Изготовление счетчиков с таким переходом не требует применения высокоомного кремния, вместе с тем эффективная ширина рабочей области может быть сделана при этом довольно большой.

Нами была разработана методика изготовления счетчиков с $p-i-n$ -переходом, основанная на дрейфе ионов лития в кремнии: полученные таким образом счетчики были использованы для исследования ядерных реакций под действием α -частиц, ускоренных на циклотроне НИИЯФ МГУ до энергии 26 $Mэв$.

Изготовление и испытание счетчиков

При изготовлении счетчиков использовался зонный кремний, имеющий сопротивление порядка 450—800 $ом \cdot см$. Перед нанесением лития поверхность кремниевого образца протравливалась в смеси плавиковой и азотной кислот. На зеркальную поверхность кремния путем вакуумного распыления наносился слой лития, который диффундировался в кремний в течение 1—1,5 минут при температуре 450—500°С. При таком режиме глубина диффузии достигала ~ 100 μ . Контакты с n и

p-областями обеспечивались последующим нанесением на поверхность образца слоя алюминия.

Ионный дрейф производился в кремнеорганическом масле при температуре 120° С и обратном напряжении 300 в. Формирование области *i* из *n*—*p*-перехода контролировалось в процессе дрейфа путем измерения емкости. На рис. 1 изображена зависимость емкости от напряжения через различные промежутки времени после начала дрейфа. Видно, что *i*-область сформировалась полностью после 38 часов дрейфа.

Таким образом были получены счетчики с толщиной *i*Г области до 1 мм. Разрешающая способность счетчиков определялась путем измерения спектра α -частиц от источника Sm^{242} .

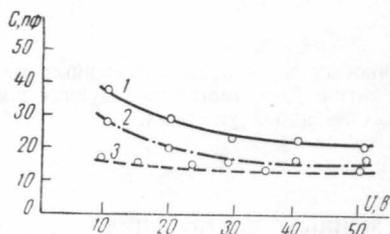


Рис. 1. Зависимость емкости от напряжения через различные промежутки времени после начала дрейфа: 1 — 5 час., 2 — 20 час., 3 — 38 часов

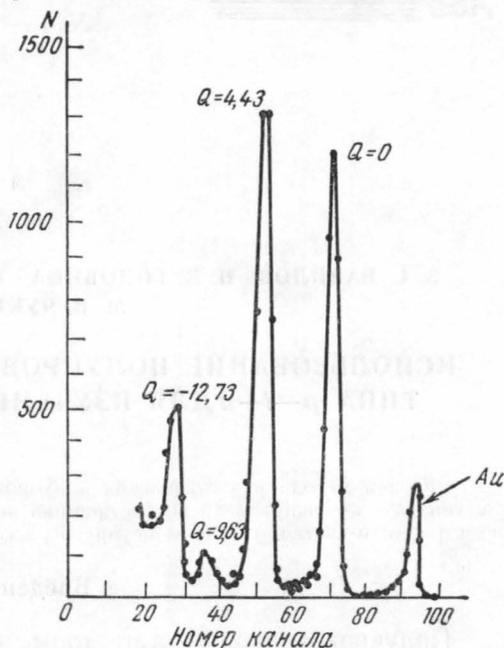


Рис. 2. Спектр упруго и неупруго рассеянных частиц. Мишень содержала углерод и золото. N — количество импульсов в канале анализатора. Величина Q выражена в Мэв. $E_{\alpha} = 26$ Мэв, $\Theta_{\text{лаб}} = 50$

Для серии изготовленных счетчиков ее величина оказалась заключенной в диапазоне 0,9—1,5%. Радиотехническая часть установки состояла из предусилителя и многоканального анализатора АИ-100 с экспандером и со схемой вывода информации на цифропечатающее устройство. Энергетический разброс, вносимый электроникой, не превышал 15 кэв.

Исследование рассеяния α -частиц на ядрах углерода

Для исследования упругого и неупругого рассеяния на ядрах углерода использовался пучок α -частиц с энергией 26,3 Мэв от циклотрона НИИЯФ МГУ. Энергия α -частиц могла изменяться поглотителями из алюминия, установленными перед мишенью. Мишень в виде углеродной пленки толщиной 0,4 мг/см² изготовлялась путем напыления в вакууме угля на стекло с последующим снятием ее на поверхность воды. В некоторых опытах использовался полистирол с напыленным на него слоем золота.

Первоначально полупроводниковый счетчик располагался вне вакуумной камеры. В этом случае рассеянные α -частицы выходили из камеры через лавсановую пленку толщиной 5 м. В дальнейшем для измерений была использована камера, которая давала возможность изменять положение счетчика внутри вакуумного объема в диапазоне углов 10÷170°. На рис. 2 приведен один из полученных спектров α -час-

тиц, снятый под углом $\theta=50^\circ$ при $E=26,3$ Мэв. Различные группы α -частиц соответствуют разным уровням ядра C^{12} , энергии возбуждения которых отмечены цифрами на рисунке. Подобные спектры были получены в диапазоне углов $20^\circ \div 165^\circ$ через каждые 5° при 13 значениях энергии α -частиц в интервале от 14 до 26 Мэв. В настоящей работе сообщаются некоторые результаты этих исследований.

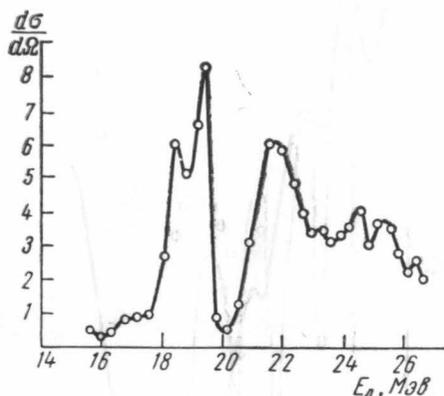


Рис. 3. Функция возбуждения для упругого рассеяния под углом $\theta_{\text{лаб}}=45^\circ$. Дифференциальное сечение приведено в относительных единицах $C^{12}(\alpha, \alpha), C^{12}$

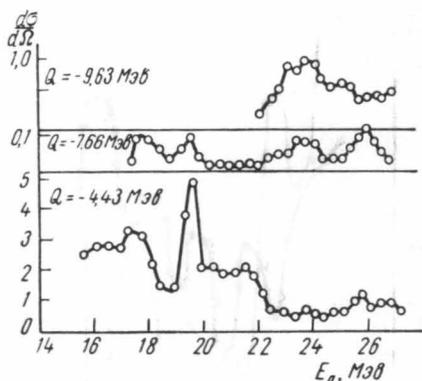


Рис. 4. Функции возбуждения для неупругого рассеяния под углом $\theta_{\text{лаб}}=45^\circ$, соответствующие различным возбужденным состояниям ядра C^{12} . $C^{12}(\alpha, \alpha) C^{12}$

1. Функции возбуждения, снятые при фиксированных углах, как правило, обнаруживают резко выраженную немонотонность. В качестве примера на рис. 3 и 4 изображены функции возбуждения, измеренные под углом $\theta=45^\circ$ в лабораторной системе координат и соответствующие различным состояниям ядра C^{12} . Характер немонотонности, и в частности ширина максимумов, говорит о том, что их появление нельзя объяснить с помощью флуктуаций Эриксона [2]. Как показал анализ, немонотонность функций возбуждения лишь частично вызывается смещением дифракционной картины углового распределения при изменении энергии падающих частиц. Интересно отметить, что аналогичные закономерности наблюдались при более высоких энергиях (28—35 Мэв) [3]. Можно предполагать, что наблюдаемые аномалии связаны с проявлением каких-то отдельных уровней или групп уровней в составном ядре, хотя причины такого отбора при общей большой плотности состояний не ясны.

2. Полученные экспериментальные данные были использованы для построения угловых распределений при различных энергиях падающих частиц. На рис. 5 в качестве примера приведены кривые угловых распределений α -частиц, упруго и неупруго (энергия возбуждения $E=-4,43$ Мэв) рассеянных при $E_\alpha=22$ Мэв. Обращает на себя внимание дифракционный характер кривых. В общем случае отсутствует симметрия относительно 90° . В настоящее время проводится анализ полученных угловых распределений с точки зрения теории неупругого рассеяния, полученной в борновском приближении с искаженными волнами, а также в адиабатическом приближении. Для упругого рассеяния расчет угловых распределений проводится по оптической модели. Один из полученных графиков показан на рис. 6. Сплошная кривая — результат расчета с характерными для этой области ядер параметрами ($V=30$ Мэв, $W=10$ Мэв, $a=5,1$ ф). Можно отметить согласие теории

с экспериментом в области малых углов и правильную тенденцию к росту сечения при больших углах. В области средних углов согласия нет. Пунктиром проведена кривая углового распределения, рассчитанного

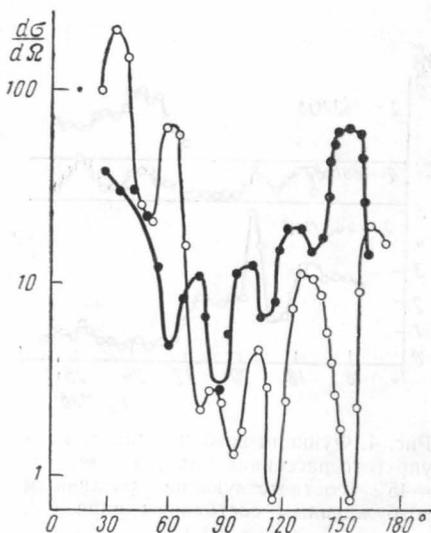


Рис. 5. Угловое распределение α -частиц, упруго и неупруго рассеянных на ядрах углерода, при энергии падающих частиц $E_\alpha = 22$ Мэв. $C^{12}(\alpha, \alpha)C^{12}$.
 $\circ - Q=0$, $\bullet - Q=4,43$ Мэв

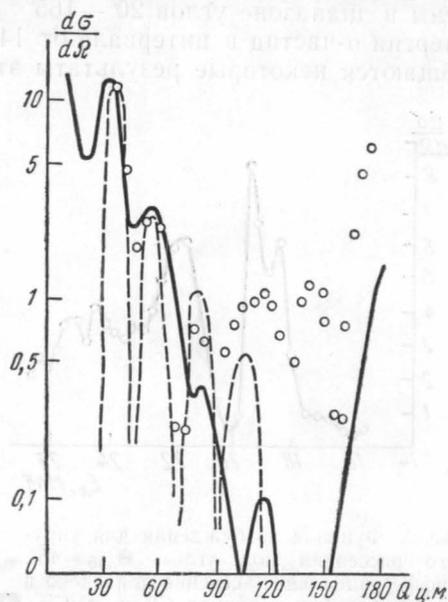


Рис. 6. Упругое рассеяние при $E_\alpha = 26$ Мэв. Сплошная кривая — результат расчета по оптической модели, пунктирная — по адиабатической с резким краем. $C^{12}(\alpha, \alpha)C^{12}$

по адиабатической модели с резким краем [4]. Как и следовало ожидать, эта модель правильно указывает положение максимумов и минимумов лишь при малых углах.

Авторы выражают благодарность И. Б. Теплову, П. Матвееву и В. А. Козлову за помощь, оказанную при выполнении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pell E. M. Proc. Brussel Conferens on Solid State Physics, Academic Press., N. Y., 1960.
2. Ericson T. Advances in Physics, 9, 425, 1960.
3. Mikumo T. J. Phys. Soc. Japan, 16, No. 6, 1961.
4. Дроздов. ЖЭТФ, 28, 588, 1955; Blair J. Phys. Rev., 155, No. 4, 928, 1959.

Поступила в редакцию
 19. 9 1964 г.

НИИЯФ