

ведения *квадрупольного электрического момента ядра* на градиент напряжённости электрич. поля. Аналогичные эффекты могут наблюдаться и при исследованиях возмущённых угл. распределений резонансно рассеянных  $\gamma$ -квантов и  $\gamma$ -квантов, испускаемых ядрами после кулоновского возбуждения.

Если время жизни ядер в промежуточном возбуждённом состоянии больше разрешающего времени схемы совпадений, то может быть измерена дифференц. по времени угл.  $\gamma$ - $\gamma$ -корреляция. Соответствующий эксперимент состоит в измерении числа  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадений при фиксированном угле разлёта  $\gamma$ -квантов в зависимости от промежутка времени между регистрацией первого и второго квантов [1].

Хотя исследование невозмущённых угл.  $\gamma$ - $\gamma$ -корреляций даёт возможность измерять параметры смещения мультиполей в ядерных переходах, однако чаще для изучения мультиполярности  $\gamma$ -переходов используют процесс внутр. конверсии гамма-лучей (см. *Конверсия внутренняя*). Измеряя абс. величины коэф. внутренней конверсии или (что в ряде случаев может быть проще) отношения коэф. внутренней конверсии  $\gamma$ -лучей на разных электронных оболочках и подоболочках атомов, можно определить мультиполярности соответствующих переходов, сравнивая измеренные величины с теоретически вычисленными табулированными значениями [2].

Чётности состояний ядер определяют по зависимости степени линейной поляризации  $\gamma$ -лучей от угла  $\phi$  между направлениями их вылета [1]. Для измерения линейной поляризации можно использовать зависимость дифференц. сечения комптоновского рассеяния  $\gamma$ -квантов от угла между плоскостью рассеяния и плоскостью поляризации первичного пучка  $\gamma$ -квантов [3]. Комптоновские поляриметры обычно состоят из двух детекторов, в первом из к-рых происходит акт комптоновского рассеяния, а во втором (включённом в схему совпадений с первым) регистрируется рассеянный  $\gamma$ -квант. Азимутальная анизотропия рассеянного  $\gamma$ -излучения определяется поляризацией исходного излучения.

Простейший комптоновский поляриметр [4] представляет собой *полупроводниковый детектор* в виде

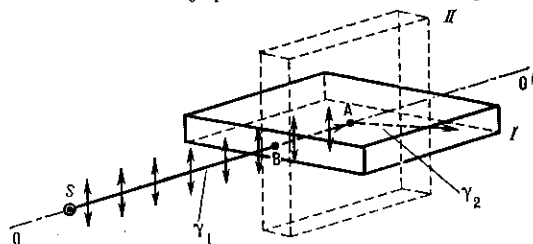


Схема действия полупроводникового  $\gamma$ -поляриметра: S — источник линейно поляризованных  $\gamma$ -лучей; OO' — ось пучка  $\gamma$ -квантов. Стрелками обозначена плоскость поляризации (E). Первичный  $\gamma$ -квант  $\gamma_1$  попадает в детектор вблизи точки B и испытывает комптоновское рассеяние в точке A. Наиболее вероятное положение плоскости рассеяния, в которой движется рассеянный квант  $\gamma_2$ , перпендикулярно плоскости поляризации первичных фотонов. Поглощение рассеянного кванта в детекторе наиболее вероятно, когда пластинка находится в положении I, и наименее вероятно в положении II.

тонкой плоскопараллельной пластинки (рис.). Пучок исследуемых  $\gamma$ -лучей направляется на узкую грань пластинки. Если плоскость пластинки перпендикулярна плоскости поляризации  $\gamma$ -лучей (в плоскости поляризации лежит электр. вектор E электромагн. волны), то число отсчётов в пике полного поглощения будет максимально возможным, т. к. сечение комптоновского рассеяния максимально для направления, перпендикулярного плоскости поляризации первичных  $\gamma$ -лучей, и при данном расположении пластинки вероятность поглощения рассеянного кванта в веществе детектора гораздо больше, чем в случае, когда пластинка повер-

нута на  $90^\circ$  относительно рассматриваемого положения. В последнем случае комптоновски рассеянные  $\gamma$ -кванты будут с большой вероятностью вылетать из детектора через широкую грань. Такой детектор особенно удобен для качественных опытов по определению положения плоскости поляризации.

Для измерения циркулярной поляризации  $\gamma$ -лучей в большинстве случаев применяются два метода: исследуемое  $\gamma$ -излучение пропускается сквозь намагниченный ферромагнитный фильтр и измеряется зависимость интенсивности прошедшего излучения от направления намагниченности фильтра; изучается зависимость интенсивности комптоновского рассеяния  $\gamma$ -лучей намагниченным ферромагнитным веществом от направления намагниченности рассеивателя [5]. С помощью измерений угл.  $\gamma$ - $\gamma$ -корреляций при одновременном определении циркулярной поляризации  $\gamma$ -лучей выполнено большое число работ по изучению несохранения пространственной чётности в *слабых взаимодействиях* [5]. Опыты по измерению циркулярной поляризации  $\gamma$ -лучей, испускаемых возбуждёнными неполяризованными ядрами [6], подтвердили полученные ранее др. методами выводы о существовании малой примеси несохраняющего о пространственную чётность потенциала к ядерным взаимодействиям.

Ширины  $\Gamma$  ядерных уровней связаны со ср. временами  $\tau$  жизни ядер в возбуждённых состояниях. Наиб. распространёнными способами определения ширины являются измерение полных сечений процессов кулоновского возбуждения ядер ускоренными протонами,  $\text{He}^+$  или многозарядными ионами более тяжёлых элементов [7], а также измерение полных сечений резонансного поглощения и резонансного рассеяния  $\gamma$ -лучей [8]. С этими сечениями ширины уровней связаны сравнительно простыми соотношениями. Ср. время жизни ядер в возбуждённом состоянии можно определить, непосредственно измеряя временной ход высвечивания возбуждённых ядер. Для этого применяются два включённых в схему совпадений детектора, один из к-рых регистрирует излучение, предшествующее образованию исследуемого возбуждённого состояния ( $\alpha$ -,  $\beta$ - или  $\gamma$ -излучение или электрон внутр. конверсии  $\gamma$ -лучей), а второй —  $\gamma$ -квант (или конверсионный электрон), посредством испускания к-рого происходит распад возбуждённого состояния. Измеряется зависимость числа совпадений от времени задержки между приходом сигналов от первого и второго детекторов. Эта зависимость дается экспоненциальным законом:

$$I(t) = I_0 e^{-t/\tau} \quad (3)$$

( $I_0$  — число совпадений в единицу времени при нулевой задержке). Сравнение ф-лы (3) с экспериментом позволяет найти  $\tau$ , а значит, и  $\Gamma$ .

Лит.: 1) Фрауэнфельдер Г., Стеффен Р., Угловые корреляции, в кн.: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, пер. с англ., в. 3, М., 1969; 2) Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии  $\gamma$ -излучения на K- и L-оболочках, в кн.: Гамма-лучи, М.—Л., 1961; [То же на M-оболочках, там же, с. 464]; 3) Методы определения основных характеристик атомных ядер и элементарных частиц, сост.-ред. Л.-К.-Л. Юан, Ву Цзянь-сон, пер. с англ., М., 1965, с. 165—70; 4) Owen G. E., Lee J. K., Gamma ray polarimeters with Ge-Li-detectors, «Nucl. Instr. and Meth.», 1970, v. 82, p. 173; 5) Schorpe H., Measurement of circular polarization of  $\gamma$ -rays, «Nucl. Instr.», 1958, v. 3, p. 158; 6) Абов Ю. Г., Крпчик И. П. А., Нарушение пространственной чётности в ядерных взаимодействиях, «УФН», 1976, т. 118, с. 141; 7) Изучение структуры ядра при кулоновском возбуждении ионами, в кн.: Деформация атомных ядер, пер. с англ., М., 1958; 8) Джелелов Б. С., Резонансное рассеяние  $\gamma$ -лучей на ядрах, «УФН», 1957, т. 62, с. 3; 9) Эстули И. В., Петушков А. А., Круговая поляризация  $\gamma$ -квантов, испускаемых атомными ядрами вслед за  $\beta$ -распадом, там же, 1964, т. 82, с. 253. А. В. Давыдов.

**ГАННА ДИОД** (по имени Дж. Б. Ганна, J. V. Gunn) — двухэлектродный полупроводниковый прибор без  $p-n$ -перехода, в к-ром для генерации или усиления эл.-магн. колебаний используется *Ганна эффект*. Наиб.