

3-862

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



9/II-74

4736/2-74

P15 - 8185

Г.Н.Зорин, М.Е.Глушковский

МЕТОД РАСЧЕТА РАЗРЕШЕНИЙ ДЕТЕКТОРОВ,
НЕОБХОДИМЫХ В МЕТОДИКЕ (Δ E, E)
ДЛЯ ИДЕНТИФИКАЦИИ ПРОДУКТОВ
ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ТЯЖЕЛЫХ ИОНАХ

1974

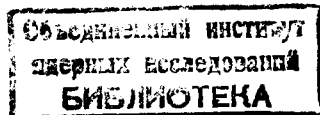
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

P15 - 8185

Г.Н.Зорин, М.Е.Глушковский

МЕТОД РАСЧЕТА РАЗРЕШЕНИЙ ДЕТЕКТОРОВ,
НЕОБХОДИМЫХ В МЕТОДИКЕ (Δ E, E)
ДЛЯ ИДЕНТИФИКАЦИИ ПРОДУКТОВ
ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ТЯЖЕЛЫХ ИОНАХ

Направлено в ПТЭ



Для широкого класса экспериментальных задач, решаемых с помощью методики $(\Delta E, E)$, в которой в качестве ΔE -детектора может быть как ионизационная камера, так и тонкий полупроводниковый детектор, требуется обеспечить достаточно хорошее разрешение как по массе, так и по энергии, особенно для изучения прямых ядерных реакций на тяжелых ионах, в результате которых образуются изотопы, лежащие по массе в широком диапазоне ^{/1/}.

Согласно такому методу, импульсы с детекторов телескопа, используемых соответственно для измерения ионизационных потерь (ΔE) и оставшейся энергии $(E - \Delta E)$ продуктов ядерных реакций, подаются для регистрации их в многомерный анализатор. В большинстве случаев применения такого метода с целью исключения вклада в разрешение E -детектора, возникающего из-за разброса по энергии в результате прохождения анализируемого изотопа через ΔE -детектор, и восстановления его энергии используют схему суммирования.

Так как удельная ионизация изотопа ^{/2, 3/}

$$-dE/dx \cong (BMZ^2/E) \ln(E/459IM) \quad /1/$$

/где $B = \text{const}$, M - массовое число изотопа, Z - его зарядовое число, E - энергия изотопа перед входом в ΔE -детектор, I - средний потенциал ионизации атомов вещества такого детектора/, то в результате на плоскости анализатора, на которой по оси абсцисс откладывается ΔE , а по оси ординат E , получают с точностью до логарифма

рифма, слабо зависящего от изменения E , "гиперболы", соответствующие различным изотопам:

$$\Delta E, E \sim MZ^2. \quad /2/$$

Подбор разрешений по массе и энергии ведется полуэмпирическим способом в каждом конкретном случае с большой затратой для этой цели дорогостоящего циклотронного времени.

Такой подбор основных параметров детекторов практически исключает полную реализацию всех возможностей, заложенных в методике ($\Delta E, E$).

Цель настоящей работы как раз и состоит в нахождении параметров детекторов, необходимых для разделения продуктов ядерных реакций с помощью методики ($\Delta E, E$) при минимальной потере информации об их энергетических спектрах, а также для получения детальной информации об отдельных участках этих спектров при изучении механизма прямых ядерных реакций и анализе структуры ядер с помощью таких реакций.

Для проверки этих расчетов использовалась методика ($\Delta E, E$) с плоскопараллельной ионизационной камерой в качестве ΔE -детектора, так как для получения необходимого разрешения достаточно изменить давление в камере.

Описание методики ($\Delta E, E$) с ионизационной камерой в качестве ΔE -детектора

Расчет ионизационной камеры велся по методу, изложенному в работе /4/.

Чтобы свести до минимума паразитные потери энергии анализируемой частицы при прохождении ее от ΔE -детектора к E -детектору, в нашем телескопе выходное окно плоскопараллельной ионизационной камеры с сеткой, используемой в качестве ΔE -детектора, выполняет одновременно функцию входного окна вакуумной камеры с автономной откачкой, в которую помещен E -детектор /рис. 1/. Такое совмещение выполнено благодаря тому,

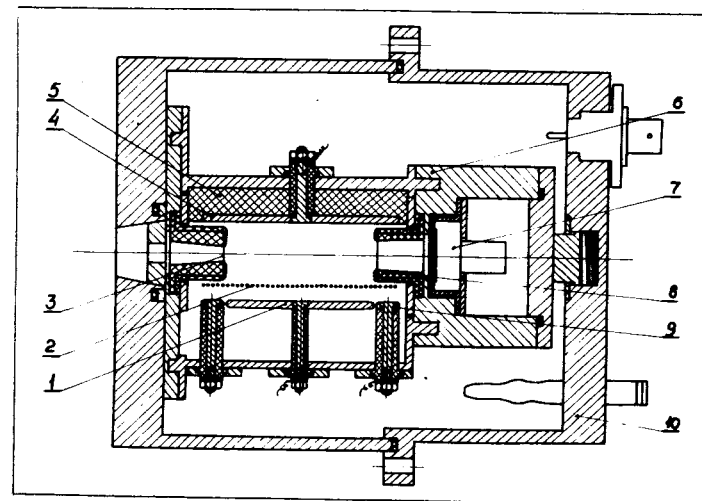


Рис. 1. Телескоп ($\Delta E, E$) с плоскопараллельной ионизационной камерой с сеткой. 1 - собирающий электрод, 2 - сетка, 3 - майлар, 4 - высоковольтный электрод, 5 - фторопластовый изолятор, 6 - вакуумная камера для полупроводникового E -детектора, 7 - полупроводниковый E -детектор, 8 - плексигласовый стакан, 9 - охрannое кольцо, 10 - корпус телескопа.

что высоковольтный электрод и сетка с собирающим электродом соответственно закреплены на двух несущих металлических панелях, которые, в свою очередь, с одной стороны закреплены на автономной вакуумной камере, а с противоположной - на фланце с входным окном ионизационной камеры.

Майлар в окнах камеры заклеен между внутренними и внешними плексигласовыми стаканами с целью предохранения от возможного отрыва его во время откачки камеры и наполнения ее газом. Камера наполняется смесью, состоящей из 90% аргона и 10% метана. Давление газа в диапазоне 0,3 - 2,5 атмосферы подбирается из условия получения необходимого разрешения.

С целью обеспечения минимального разброса в пробегах анализируемых частиц с учетом конкретной геометрии реакционной камеры телесный ее угол взят $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ ср.

Чувствительный объем камеры, пробог частицы в котором составляет 62 мм, определяется охранным кольцом и собирающим электродом, выполненными таким образом, что геометрический профиль собирающего электрода и внутренний профиль охранный кольца повторяют сечение пучка анализируемых частиц /рис. 2/.

С целью унификации камеры для различных профилей анализируемых пучков, формируемых коллиматорами, она снабжена набором собирающих электродов и охранных колец, которые выполнены съемными.

Сигнал с ионизационной камеры подается через преусилитель на амплитудный преобразователь типа БАП-6¹⁵⁷, позволяющий не снижать качество регистрируемых спектров при увеличении загрузок. Такой же преобразователь используется и в электронном тракте, содержащем E-детектор. В качестве регистратора взят многомерный анализатор /АИ-4096-3/ в режиме накопления.

В качестве E-детектора используется кремниевый поверхностно-барьерный детектор.

Определение разрешения по энергии ΔE - детектора, необходимого для идентификации продуктов ядерных реакций

Разрешение по энергии ΔE - детектора ответственно за идентификацию продуктов реакций в методике $(\Delta E, E)$ и в основном определяется статистическими флуктуациями ионизационных потерь заряженных частиц при прохождении их через детектор.

Найдем аналитический вид относительного разрешения по энергии ΔE - детектора как функцию $f(M, E, \Delta E)$. Для этого используем формулу Бете /1/ средней потери энергии на единицу пути для частиц тяжелее электрона в нерелятивистском случае. Также используем формулу среднеквадратичной флуктуации потерь энергии для таких частиц¹⁶⁷ при условии, что

$$(\Delta E / E) < 0,1. \quad /2/$$

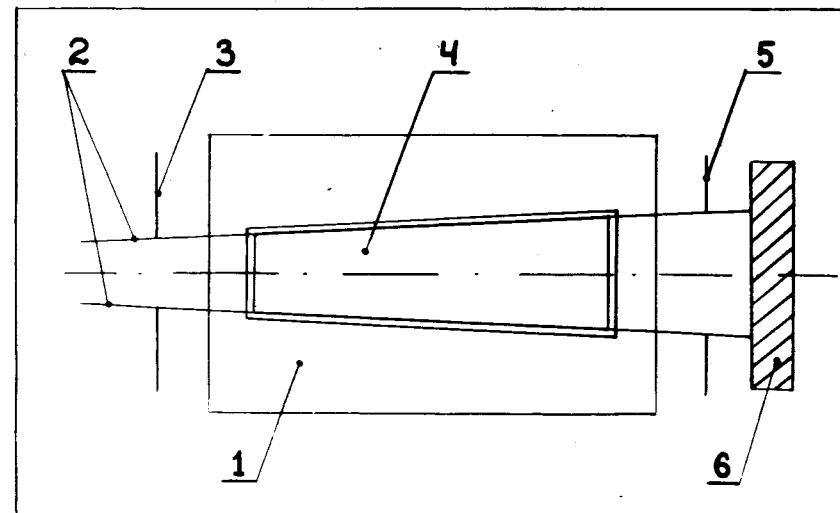


Рис. 2. Профили охранный кольца и собирающего электрода. 1 - охранный кольцо, 2 - сечение пучка анализируемых частиц, 3 и 5 - коллиматоры, 4 - собирающий электрод, 6 - E-детектор.

Учтем также соотношение между шириной $(\delta_{\Delta E})$ на половине высоты распределения ионизационных потерь и среднеквадратичной флуктуацией (σ) в случае, когда такое распределение близко к гауссовскому, т.е.

$$\delta_{\Delta E} = 2,35\sigma. \quad /3/$$

Тогда относительное разрешение по энергии для ΔE -детектора

$$R_{\Delta E} = E / 167 M \Delta E_B \ln(E / 459 IM). \quad /4/$$

Так как E/M по "гиперболе" для одной и той же частицы с (M, Z) на плоскости $(\Delta E, E)$ изменяется быстрее, чем $\ln(E / 459 IM)$, а ΔE_B увеличивается /1/ при уменьшении E/M , то, как следует из /4/, разрешение по "гипер-

боле" улучшается в сторону уменьшения E/M до тех пор, пока вклад в разрешение от эффекта перезарядки еще мал. Следовательно, достаточно обеспечить разрешение по массе в методике $(\Delta E, E)$ при максимальном значении E/M . И тогда выбор разрешения будет определяться только ΔE_B , т.е. давлением газа в случае ионизационной камеры или толщиной полупроводникового E -детектора. Но при получении /4/ не учитывалось изменения скорости частицы вдоль ее пути. Поэтому значения $R_{\Delta E}$ по формуле /4/ при

$$(\Delta E/E) > 0,1 \quad /5/$$

будут на много отличаться от численных расчетов Чэлера /7/ точного кинетического уравнения для флуктуаций ионизационных потерь, выполненных с помощью ЭВМ /табл. 1/.

Так как в формуле /4/ ΔE_B взято из /1/ путем замены dx на Δx , что возможно при условии /2/, то для условия /5/ найдем ΔE_B описанным ниже способом.

Произведем неполное разделение переменных в дифференциальном уравнении /1/ и проинтегрируем его:

$$\int_E^{E-\Delta E} E dE = - \int_0^{\Delta x} BMZ^2 \ln(E/459 IM) dx. \quad /6/$$

В случае же полного разделения переменных в /1/ и последующего интегрирования мы получим слева интегральную показательную функцию, которая имеет решение в виде численного ряда, что нас не устраивает.

Так как $\ln(E/459 IM)$ является непрерывной функцией от E , а E , в свою очередь, является непрерывной функцией от x , то на основании теоремы о среднем

$$\int_E^{E-\Delta E} E dE = - BMZ^2 \Delta x \ln(E_\xi / 459 IM). \quad /7/$$

Таблица I

Сравнение расчетов абсолютного разрешения ΔE (Si)-детектора по формулам (4) и (10) с расчетами Чэлера /7/ для α -частиц с энергиями 5,16 МэВ и 8,78 МэВ *

$\Delta E/E$	$\delta_{\Delta E}$ (кэВ)					
	$E_\alpha = 5,16 \text{ МэВ}$			$E_\alpha = 8,78 \text{ МэВ}$		
	По Чэлеру /7/	По формуле (4)	По формуле (10)	По Чэлеру /7/	По формуле (4)	По формуле (10)
0,1	38,6	38,0	38,7	60,2	59,2	60,2
0,2	55,7	54,0	55,7	87,7	84,0	87,0
0,3	70,2	66,0	69,4	111	100	109
0,4	84,7	76,2	79,6	134	119	125
0,5	99,4	85,1	93,0	159	132	149

* Для расчетов /7/ взято из работы /8/, т.е. $I = 13 Z$ (эВ) где Z - заряд ядра вещества ΔE -детектора.

Чтобы исключить E_ξ в /7/, домножим /7/ справа на множитель

$$1 = - \int_E^{E-\Delta E} \ln(E/459 IM) dE / \Delta E \ln(E_\xi / 459 IM). \quad /8/$$

И тогда при дополнительном условии, что изменение E линейно зависит от x , E_ξ в /7/ и /8/ будут равны.

После интегрирования /7/ с учетом /8/ получим следующее выражение

$$\Delta E [1 - (\Delta E/2E)] - (BMZ^2/E) \Delta x \{ [1 - (E/\Delta E)] \ln [1 - (\Delta E/E)] - 1 \} = (BMZ^2/E) \Delta x \ln(E/459 IM). \quad /9/$$

Правая часть в /9/ - не что иное как ΔE_B в /4/. Исключив в левой части выражения /9/ $BMZ^2 \Delta x/E$, которое получается из этого же выражения /9/, окончательно получим:

$$R_{\Delta E}^2 = E/167M\Delta E [1 - (\Delta E/2E)] \{1 - [1 - (E/\Delta E)] \times \\ \times \ln [1 - (\Delta E/E)] - 1\} / \{ \ln (E/459IM) + [1 - (E/\Delta E)] \times \\ \times \ln [1 - (\Delta E/E)] - 1 \} \ln (E/459IM). \quad /10/$$

Как следует из сравнения расчетов абсолютного разрешения $\Delta E(Si)$ - детектора по формуле /10/ с расчетами Чэлера /7/ для α -частиц с энергией 5,16 и 8,78 МэВ, формулой /10/ можно пользоваться с точностью до $1 \pm 2\%$ для потерь энергий до $0,3 E_d$ с точностью до 6,5% - для потерь энергий от $0,3 E_d$ до $0,5 E_d$. И, следовательно, среднеквадратичная флуктуация потерь энергии для тяжелых частиц в нерелятивистском случае, которую можно извлечь из формулы /10/, полученной из предположения, что распределение ионизационных потерь близко к гауссовскому и что изменение энергии частицы линейно зависит от толщины ΔE -детектора, оказывается точнее, чем в указанном выше диапазоне энергий среднеквадратичной флуктуации, полученной в работе /6/.

Но так как основной целью работы является определение разрешения по энергии ΔE - детектора, необходимого для идентификации продуктов ядерных реакций, то удобнее в дальнейшем использовать упрощенный вид формулы /10/

$$R_{\Delta E}^2 \approx E/167M\Delta E [1 - (\Delta E/2E)] \cdot \ln (E/459IM). \quad /11/$$

И как следует из рис.3 работы /9/, для α -частиц $E_\alpha = 8,78$ МэВ/ отличие значений, рассчитанных по формуле /11/, от значений $R_{\Delta E}$ по Чэлеру составляет

$$0,99 \leq |R_{\Delta E}/11/R_{\Delta E}/\text{Чэлер}/| \leq 0,96 \quad /12/$$

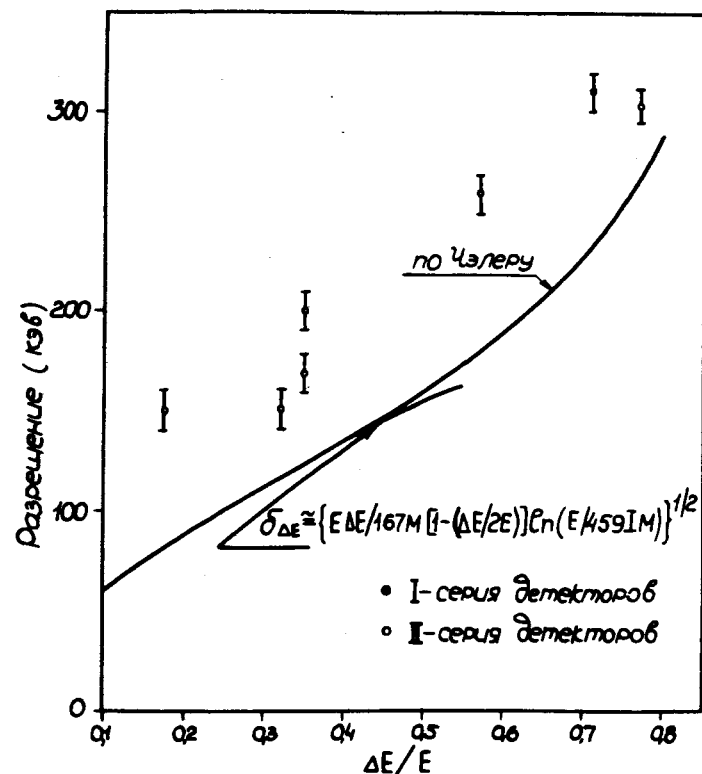


Рис. 3. Сравнение расчетов флуктуаций ионизационных потерь по формуле /4/ с численными расчетами Чэлера точного кинетического уравнения, для флуктуаций ионизационных потерь при $\Delta E < 0,8 E$ /7/ и с экспериментальными значениями энергетических разрешений полупроводниковых кремниевых ΔE -детекторов для α -частиц $^{212}Po/E_\alpha = 8,78$ МэВ /9/.

в интересующем нас интервале

$$0,1 \leq (\Delta E/E) \leq 0,5. \quad /13/$$

Расхождение на графике экспериментальных точек с расчетной кривой по Чэлеру согласуется со среднеквадратичным разбросом по толщине полупроводниковых ΔE -детекторов.

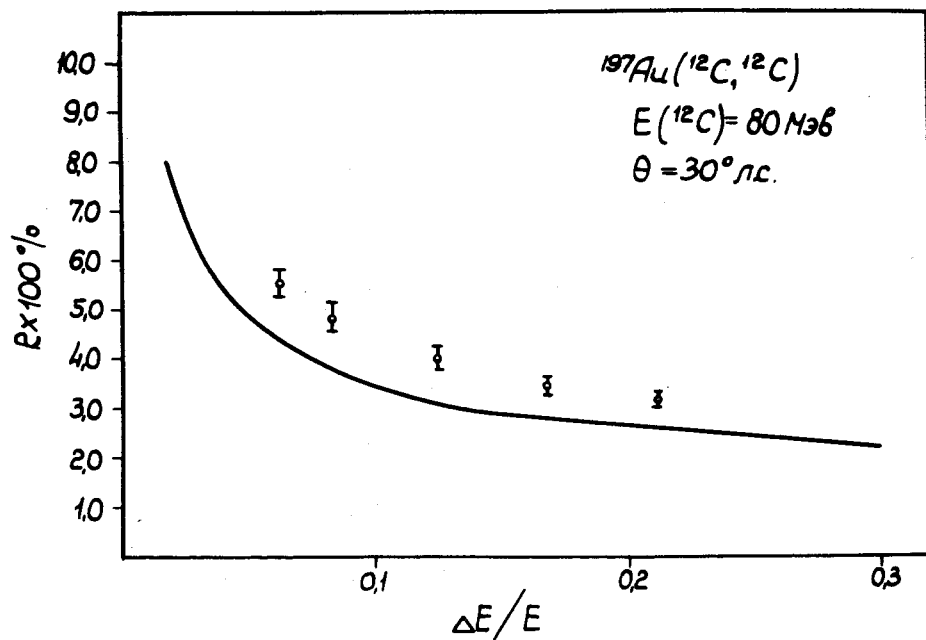


Рис. 4. Сравнение экспериментального относительного разрешения ионизационной камеры для $^{12}\text{C} / E_{^{12}\text{C}} = 80 \text{ МэВ/}$ с расчетами по формуле /4/ /сплошная кривая/. /На графике отложена погрешность, связанная с погрешностью измерения $\Delta E /$.

На рис. 4 приведено сравнение зависимости экспериментального относительного энергетического разрешения нашей ионизационной камеры от $\Delta E/E$ с расчетами по формуле /11/ для $^{12}\text{C} / E_{^{12}\text{C}} = 80 \text{ МэВ/}$. Как видно из графика, экспериментальные значения также хорошо передают общий ход расчетной кривой. Расхождение эксперимента с расчетами согласуется с различием в пробегах частиц в чувствительном объеме камеры из-за конечного телесного угла и натяжения майлара в окнах камеры.

Таким образом, формулу /11/ практически можно использовать для выбора необходимого разрешения ΔE -

детектора в методике $(\Delta E, E)$ в интервале /13/. Следует также заметить, что формулу /11/ можно получить путем интегрирования /1/ без участия логарифма из-за слабой его зависимости от изменения E/M .

Так как всегда экспериментальное разрешение ΔE - детектора хуже теоретического из-за конечной величины расходимости пучка анализируемых продуктов ядерных реакций, формируемого с помощью коллиматоров, и неидеального качества детектора, то в формулу /4/ следует ввести коэффициент α , учитывающий это обстоятельство:

$$R_{\Delta E}^2 \approx \alpha^2 E / 167 \Delta E M [1 - (\Delta E / 2E)] \ln(E / 459 IM), \quad /14/$$

а

$$\alpha = R'_{\Delta E} (\text{расходимость пучка, качество детектора}) / R_{\Delta E} / /15/$$

$R'_{\Delta E}$ рассчитывается в каждом конкретном случае практически с достаточной точностью, так как геометрия эксперимента заранее известна, а отклонение качества ΔE -детектора от идеального заранее измеримо /9/.

Определим отношение $\Delta E/E$, при котором наступит разделение распределений ионизационных потерь двух соседних изотопов с (M, Z) и $(M + 1, Z)$ и с одинаковой начальной энергией E при условии, что разрешение по энергии E -детектора и "толщина" по энергии E -плоскости анализатора равны нулю и что используется схема суммирования.

Для простоты рассмотрения заменим распределение ионизационных потерь изотопа равнобедренным треугольником таким образом, чтобы совпадали их высоты и ширины на половине высоты, что практически выполнимо с достаточной точностью /рис. 5,а/. А также возьмем "худший" случай, когда интенсивности распределений двух соседних изотопов одинаковы.

Тогда, если

$$l = [\Delta E(M + 1) - \Delta E(M)] / \delta_{\Delta E(M)}, \quad /16/$$

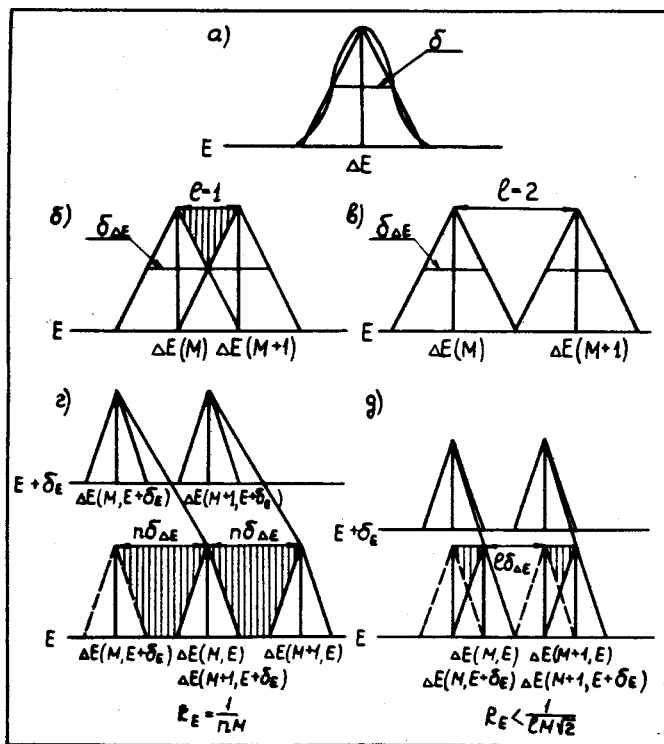


Рис. 5. Выбор условий для получения изотопного разрешения с помощью методики $(\Delta E, E)$.

где $\Delta E(M)$ и $\Delta E(M+1)$ - энергии центров тяжести распределений ионизационных потерь соседних изотопов, $\delta_{\Delta E(M)}$ - ширина на половине высоты распределения изотопа (M, Z) , равно единице, то распределения соседних изотопов сольются /рис. 5, б/. В случае же, когда $\ell = 2$ - эти распределения полностью разделяются /рис. 5, в/. Дальнейшее увеличение ℓ не приведет к практическому улучшению разрешения по массе, а только увеличит аппаратный порог по энергии из-за увеличения толщины ΔE -детектора, что само по себе приведет к "обрезанию" энергетических спектров этих и более легких изотопов.

На основании сказанного легко определить необходимое разрешение по энергии ΔE -детектора для разделения распределения двух соседних изотопов, которое следует из необходимого условия /16/, где

$$1 < \ell \leq 2, \quad /17/$$

с помощью формулы /1/:

$$R_{\Delta E \ell (M)} = \delta_{\Delta E \ell (M)} / \Delta E \ell (M) \cong 1 / \ell M. \quad /18/$$

И тогда для разделения распределений двух соседних изотопов на основании /11/ и /18/ толщина ΔE -детектора должна быть такой, чтобы

$$\Delta E \ell / E \cong 1 - \{1 - [\alpha^2 \ell^2 M / 83,5 \ln(E / 4591M)]\}^{1/2} \quad /19/$$

Например, в случае $E/M = 6,8$ МэВ/нуклон, $\alpha = 1$ и $\ell = 2$ отношение $\Delta E/E$ для ионов от ^{12}C до ^{40}Ar для кремниевого детектора лежит в области $\sim 0,07 - 0,25$.

Следует заметить, что верхняя граница по M в формуле /19/ ограничена значением $\Delta E/E$, при котором вклад в разрешение ΔE -детектора от эффекта перезарядки значителен.

Определение вклада E -детектора в изотопное разрешение методики $(\Delta E, E)$

Теперь учтем вклад E -детектора в изотопное разрешение методики, так как из-за существования конечной величины его разрешения по энергии будут неразрешены распределения для одного и того же изотопа с энергией от E до $E + \delta_E$, где δ_E - ширина распределения по энергии на половине высоты /рис. 5 г, д/. И чтобы сохранить изотопное разрешение /19/, мы должны увеличить отношение $\Delta E/E$, т.е. найти такое

$$n > \ell, \quad /20/$$

при котором изотопное разрешение станет равным /18/. Так как вклад E -детектора в изотопное разрешение составляет

$$[\Delta E(M, E) - \Delta E(M, E + \delta_E)] / \Delta E(M, E) \cong R_E, \quad /21/$$

где R_E - относительное разрешение по энергии E -детектора, то всегда должно выполняться следующее неравенство:

$$R_E < (1/nM), \quad /22/$$

что хорошо видно из рис. 5 г, д. В противном случае распределения ионизационных потерь соседних изотопов сольются. Тогда для разделения этих распределений, чтобы сохранить /18/, необходимо выполнение следующего условия:

$$(1/\ell^2 M^2) = R_{\Delta E_n}^2(M, E) + R_E^2. \quad /23/$$

Из этого условия получаем n . И окончательно /19/ переписывается следующим образом:

$$\Delta E_n / E \cong 1 - \{1 - [\alpha^2 \ell^2 M / 83,5(1 - R_E^2 \ell^2 M^2) \times \ln(E/459IM)]\}^{1/2}. \quad /24/$$

И тогда на основании /22/, /23/ следует, что для получения изотопного разрешения E -детектор необходимо выбрать такой, чтобы всегда его

$$R_E < 1/\ell M \sqrt{2}, \quad /25/$$

а нижняя граница была очевидна.

В каждом конкретном случае E -детектор выбирается, исходя из условий экспериментальной задачи и практических возможностей.

Например, для интервала изменения $\Delta E_n / E$ до 0,2 в результате разложения в ряд Тейлора /24/ получим, что:

$$\Delta E_n / E \cong \alpha^2 \ell^2 M / 167(1 - R_E^2 \ell^2 M^2) \ln(E/459IM). \quad /26/$$

Попутно заметим, как хорошо видно из формулы /26/, что чем меньше R_E , тем меньше требуется отношение $\Delta E_n / E$, что тем самым увеличивает физическую информацию исследуемых реакций. А из формулы /26/, используя $\Delta E_n / E = [(\Delta E_\ell / E) + \epsilon]$ и разложение в ряд Тейлора /19/, находим, что

$$R_E^2 \cong R_{\Delta E_\ell}^2 (\epsilon E / \Delta E_\ell) / [1 + (\epsilon E / \Delta E_\ell)]. \quad /27/$$

Далее, с точки зрения удобства, выберем

$$\epsilon = (\Delta E_\ell / E)^{t+1}, \quad /28/$$

где

$$t + 1 > 1, \quad /29/$$

так как в случае равенства нарушится обязательное условие /22/. Зададимся также целью определить разрешение по энергии E -детектора, при котором его вклад в изотопное разрешение будет минимальным. Это возможно, если

$$/27/ \rightarrow R_{\Delta E_\ell}^2 \cdot \epsilon E / \Delta E_\ell, \quad /30/$$

когда

$$(\epsilon^2 E^2 / \Delta E_\ell^2) \ll 1. \quad /31/$$

Так как для $(E/M) = /7 - 10/$ МэВ/нуклон $\Delta E_\ell / E$ для легчайшего изотопа ($M=2$) равно 0,01, то /30/ выполнимо, например, при $t = 0,5$. Взяв последнее за основу, получим, что

$$R_E \cong (1/\ell M) \cdot (\Delta E_\ell(M, E) / E)^{t/2}, \quad /32/$$

где

$$t = \ln[\Delta E_\ell(2, E) / E] / 2 \ln[\Delta E_\ell(M, E) / E]. \quad /33/$$

Следовательно, находим $\Delta E_{\rho} / E$ по формуле /19/, t - по формуле /33/ и R_E - по формуле /32/, которое и подставляем в /24/.

Таким образом, для разделения продуктов ядерных реакций с помощью методики $(\Delta E, E)$ при минимальной потере информации об их энергетических спектрах и для получения детальной информации об отдельных участках этих спектров при изучении механизма прямых ядерных реакций и анализе структуры ядер с помощью таких реакций необходимо, чтобы потеря энергии анализируемого изотопа при прохождении через ΔE -детектор была равна /24/, а относительное разрешение по энергии E -детектора подчинялось условию /25/.

Оценки необходимого числа каналов по осям ΔE и E при двумерном анализе

Разбиение по осям должно быть таким, чтобы исключить ухудшение разрешения по массе в методике $(\Delta E, E)$ из-за конечного числа каналов анализатора.

Очевидно, что нижней границей числа каналов по оси ΔE будет такое их число, при котором полуширина распределения ионизационных потерь анализируемой частицы ($\delta_{\Delta E}$) при прохождении через ΔE -детектор будет равна интервалу по энергии между двумя соседними каналами, в котором находится максимум пика анализируемой частицы, т.е.:

$$K_{\Delta E} \geq (\Delta E / \delta_{\Delta E}), \quad /34/$$

где $K_{\Delta E}$ - номер канала по оси ΔE , в котором находится максимум пика анализируемой частицы. Тогда, учитывая /18/ и /34/, получим, что

$$K_{\Delta E} \geq \rho M. \quad /35/$$

Таким же образом находим необходимое число каналов по оси E , исключаящее ухудшение изотопного разрешения

методики, в соответствии с разрешением E -детектора, используя /32/

$$K_E \geq [\rho M (E / \Delta E_{\rho})^{1/2}], \quad /36/$$

где K_E - номер плоскости анализатора, на которой находится пик анализируемой частицы.

Оценка /36/ получена при условии, что в методике $(\Delta E, E)$ имеется схема суммирования, исключаяющая вклад в разрешение E -детектора от разброса по энергии из-за прохождения частицей ΔE -детектора.

Тогда, например для $^{12}\text{C} / E/M = 6,8 \text{ МэВ/нуклон/}$ предпочтительнее разбиение на анализаторе АИ-4096-3 $32 (\Delta E) \times 128 (E)$, так как из /35/ и /36/ следует разбиение $24 (\Delta E) \times 80 (E)$.

Также следует обратить внимание на то, что даже при выполнении самых высоких требований к ΔE - и E -детекторам, позволяющих изотопное разделение продуктов ядерных реакций, тем не менее невозможно получить конечную информацию о каналах реакций, например, в районе ^{40}Ar без использования оценок /35/ и /36/, так как требуется на основании этих оценок разбиение $80 (\Delta E) \times 250 (E)$, т.е. требуется анализатор с запоминающим устройством, содержащим больше 20000 ячеек, или же использование пороговых дискриминаторов.

На рис. 6 приведены спектры продуктов реакций $(^{197}\text{Au} + ^{12}\text{C})$ и $(\text{Ni} + ^{12}\text{C})$, полученные с помощью методики $(\Delta E, E)$ для одной и той же их начальной энергии, из которых видно сравнительно хорошее разрешение по массе, несмотря на то, что пока по техническим причинам в методике не использовалась схема суммирования. Интересно отметить, что дополнительным указанием на правильность идентификации продуктов реакций является отсутствие в спектрах ^8Be , который не может находиться в связанном состоянии.

Таким образом, условия /35/ и /36/ позволяют реализовать изотопное разрешение методики $(\Delta E, E)$.

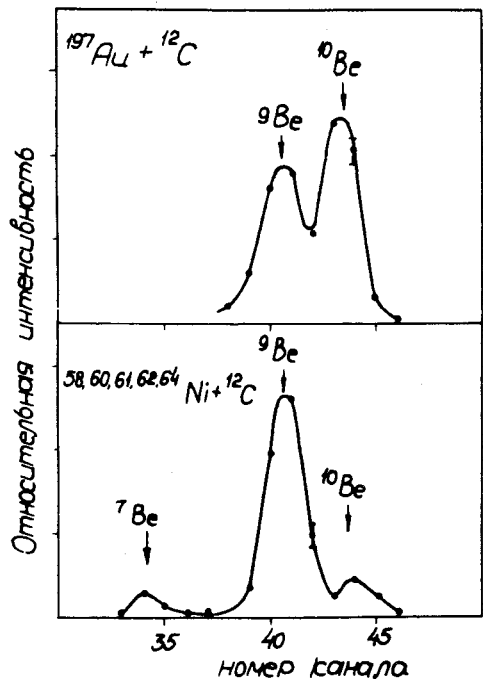


Рис. 6. Спектры продуктов реакции ($^{197}\text{Au} + ^{12}\text{C}$) и ($\text{Ni} + ^{12}\text{C}$), полученные с помощью методики $(\Delta E, E)$.

В заключение авторы благодарят Г.Н.Флерова за интерес к работе, В.В.Волкова - за полезные обсуждения, И.С.Крашенинникова, Л.П.Челнокова и А.И.Головина - за помощь.

Литература

1. Carl E. Anderson et al. Nucl. Instr. and Meth., 13, 238 (1961).
2. H.A. Bethe. Ann. d. Phys., 7, 5, 325 (1930).
3. F. Bloch. Zs. f Phys., 81, 363 (1933).
4. O. Bunemann, T.E. Cranshaw and J.A. Harvey. Canadian Journal of Research, Vol. 27, Sec. A, num. 5, 191 (1949).

5. М.Е.Глушковский и др. Труды седьмой конференции по ядерной электронике, том 1, часть 4, стр. 99, М., Атомиздат /1970/.
6. N.Bohr. Phil. Mag., 30, 581 (1915).
7. C.Tschalär. Nucl. Instr. and Meth., 61, 141 (1968).
8. H.Bichsel, R.F.Mozley, W.A.Aron. Phys.Rev., 105, 1788 (1957).
9. Г.Н.Зорин, В.Ф.Кушнирук. ПТЭ, 3, 57 /1972/.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 августа 1974 года.