

суется с предположением о распаде мезона на электрон и два нейтрино, если считать,⁴ что мезон обладает спином $\frac{1}{2}$. Из величины верхней границы спектра и из предположения о массе наблюдаемых мезонов⁵ $(216 \pm 4 m_e)$ следует, что сумма масс двух нейтрино должна быть меньше $30 m_e$. Для средней энергии спектра получается значение 34 MeV , хорошо согласующееся с данными опытов, проведенных методом за-паздывающих совпадений¹.

Существенно новым в данной работе, по сравнению с ранее опубликованными исследованиями, является тот факт, что непосредственно получен дифференциальный спектр электронов распада. Слишком большие статистические ошибки не позволяют провести более детальное сравнение экспериментальных данных Лейтона, Андерсона и Сериффа с теоретическими расчётами⁴, выполненными в предположении различных видов гамма-взаимодействия для случая распада мезона со спином $\frac{1}{2}$ на электрон и два нейтрино.

Получение более точных опытных данных является актуальнейшей задачей дальнейших экспериментов.

Ш.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Б. Жданов и А. А. Хайдаров, ДАН 65, 287 (1949).
2. Н. Г. Биргер, ДАН 61, 243 (1948).
3. R. B. Leighton, C. D. Anderson and A. J. Seriff, Phys. Rev. 75, 1432 (1949).
4. J. Tiomono, J. A. Wheeler, Rev. Mod. Phys. 21, 144 (1949).
5. A. S. Bishop, Phys. Rev. 75, 1468A (1949).

ЗАКОНОМЕРНОСТИ АЛЬФА-РАСПАДА

Большое количество искусственно полученных за последние годы α -радиоактивных изотопов позволяет вывести из экспериментальных данных ряд новых, прежде эмпирически не установленных, закономерностей α -распада.

В реферируемых заметках Перльмана, Гиорсо и Сиборга^{1,2} проводится дискуссия обнаруженных закономерностей.

На рис. 1 показана зависимость энергии α -частиц от массового числа изотопа, причём изотопы каждого элемента соединены сплошной или пунктирной линией. Прежде всего бросается в глаза почти параллельный рост энергии α -частиц для всех элементов от кюрия до висмута при переходе от изотопа с максимальным массовым числом к более лёгким (правая часть схемы). Такой ход кривых можно понять, исходя из обычного вида поверхности энергии ядер.

Однако для элементов с малым атомным номером такая закономерность наблюдается только в области тяжёлых изотопов. Для них энергия α -частиц достигает максимума для определённых изотопов, затем с уменьшением массового числа уменьшается, а для самых лёгких изотопов снова увеличивается. Для объяснения такого хода кривых приходится предположить, что поверхность энергии не является гладкой, а имеет впадины или выпуклости (или и то и другое). О положении

и величине этого искажения поверхности нельзя ещё ничего сказать на основе имеющегося экспериментального материала. Остается также открытым вопрос, имеется ли такое искажение поверхности энергии в элементах с большим атомным номером. В то время как для Bi и Po максимальная энергия α -частиц соответствует изотопам, лежащим в области β -устойчивости или более тяжёлым, что позволяет продолжать исследования в сторону более лёгких изотопов, для элементов с большими атомными номерами область β -устойчивости соответствует слишком большим массам, так что возможный максимум энергии α -частиц находится в области β -активных изотопов, которые трудно получить.

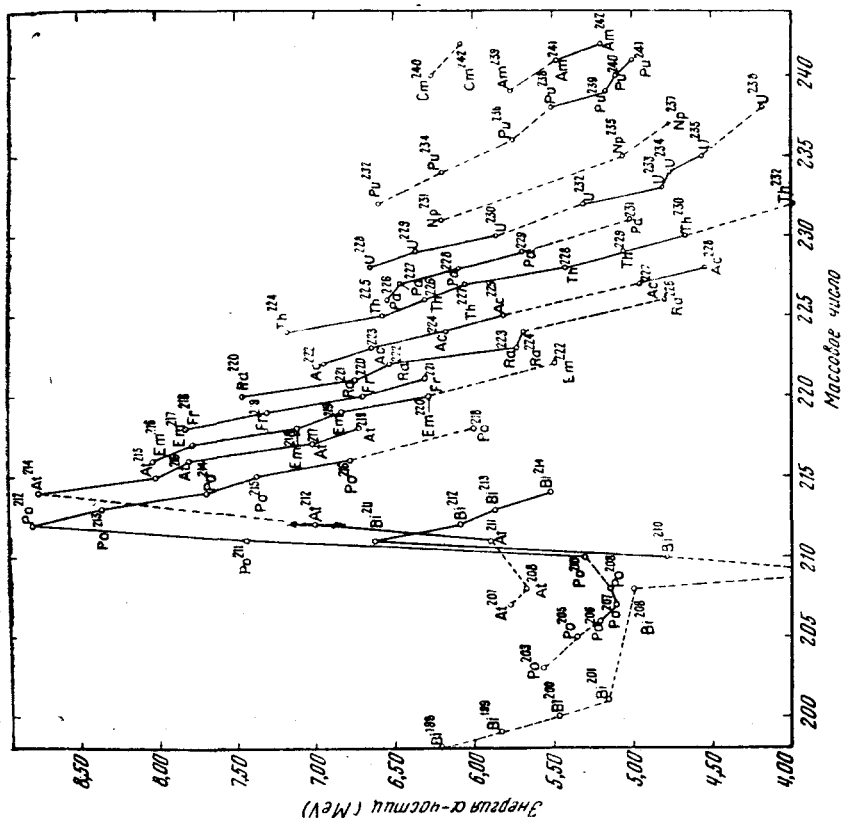


Рис. 1.

Другая интересная закономерность обнаруживается при исследовании зависимости между периодом полураспада и энергией α -частиц для изотопов одних и тех же элементов. Для изотопов с чётными числами протонов и нейтронов эта зависимость показана на рис. 2. Зависимость от Z совпадает с ожидаемой теоретически. Для изотопов с чётным числом протонов и нечётным числом нейтронов и, наоборот, с чёт-

ным числом нейтронов и нечётным числом протонов значение периодов полураспада больше рассчитываемых интерполяцией по кривым рис. 2 в среднем в 5 раз. Для изотопов с нечётным числом протонов и нейтронов периоды полураспада в 10 — 20 раз больше рассчитываемых интерполяцией по кривым рис. 2. Заметим, что некоторые изотопы — At^{211} и изотопы Po с массовым числом меньше 212, изотопы висмута — не укладываются на построенные кривые: их периоды полураспада аномально велики. Однако, согласно рис. 1, как раз для этих изотопов величина энергии α -частиц объясняется искажением поверхности энергии. Поэтому большой период полураспада этих изотопов можно объяснить уменьшением радиуса ядра (для висмута требуется уменьшение радиуса $\sim 1\%$).

В некоторых случаях наблюдаемое удлинение периода полураспада можно объяснить упомянутым уменьшением радиуса ядра; иногда оно может объясняться изменением спина ядра. Однако этих факторов не-

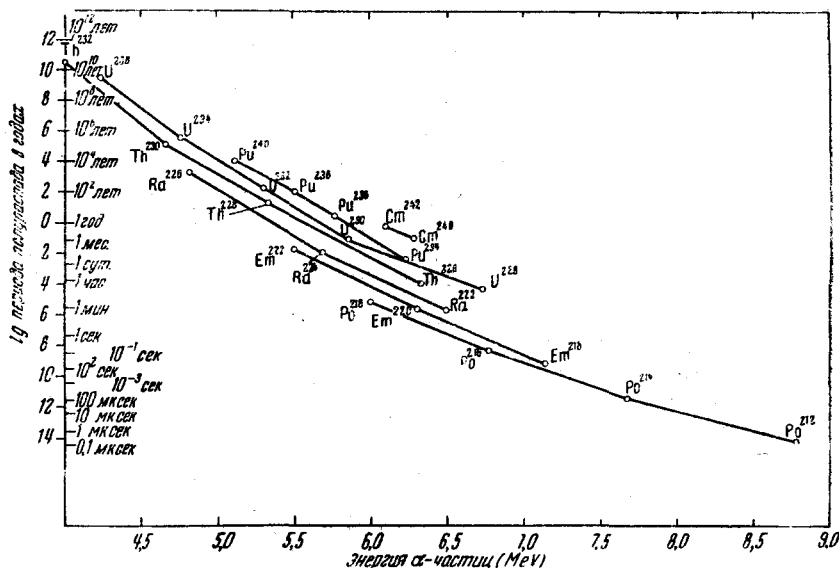


Рис. 2.

достаточно для объяснения общей наблюдаемой тенденции и, по-видимому, следует предположить, что наличие одного или нескольких неспаренных нуклонов в ядре мешает образованию и испусканию α -частиц. Б.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. I. Perlman, A. Ghiorso and G. T. Seaborg, Phys. Rev. 74, 1730 — 1732 (1948).
2. I. Perlman, A. Ghiorso and G. T. Seaborg, Phys. Rev. 75, 1097 — 1098 (1949).