

менном действии света и электронного пучка (также на алюминии), причем, как это было показано дальнейшими исследованиями, эффект имел место лишь в случае окисления поверхности металла.

Н. Хлебников, Москва

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Malther, Phys. Rev., 49, 478, 1936.
2. A. Dember, Ann. Phys., 33, 529, 1925.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ТЕОРИИ β -РАСПАДА

Как известно, наиболее характерной чертой радиоактивного β -распада является сплошной энергетический спектр испускаемых электронов. Для того чтобы не вступить в противоречие с законами сохранения энергии и импульса, пришлось допустить существование гипотетической незаряженной частицы очень малой массы — так называемое нейтрино, которая при каждом отдельном акте β -распада вылетает из ядра вместе с электроном; при этом сумма энергий нейтрино и электрона для любого акта распада остается постоянной. Очевидно, что для вычисления этой постоянной величины, знание которой требуется для расчета энергетического баланса некоторых ядерных реакций, нужно определить из экспериментальных данных верхнюю границу β -спектра, т. е. найти энергию тех электронов, которые забирают всю энергию, освобождающуюся при данном акте β -распада. Однако при нахождении верхней границы β -спектра мы встречаемся с тем затруднением, что экспериментально полученные кривые распределения испускаемых радиоактивными элементами электронов по энергиям возле верхней границы плавно спадают к оси энергии, и поэтому без знания закона спада кривых по ним трудно установить точно, где же находится истинная верхняя граница β -спектра данного активного элемента. Таким образом для правильного определения верхней границы нужно знать закон распределения электронов по энергиям, экстраполяцией которого можно получить искомую величину. Такой закон распределения, очевидно, должна дать теория.

В 1934 г. Ферми¹ создал первую количественную теорию β -распада, предполагая существование нейтрино, которое вместе с электроном освобождается при каждом акте β -распада; при этом сам β -распад рассматривается в этой теории как спонтанный переход нейтрона в протон (внутри ядра), при котором и освобождаются электрон и нейтрино, подобно тому, как возникает обычный квант света при переходе возбужденного атома в нормальное состояние. Кроме этого, Ферми было сделано некоторое предположение о взаимодействии тяжелых частиц с полем испускаемых электронов — нейтрино. В дальнейшем Конопинский и Уленбек² было показано, что это предположение о взаимодействии частиц установлено не однозначно. Положив в основу другое предположение о взаимодействии, Конопинский и Уленбек получили видоизмененную теорию β -распада, сохранив в ней, однако, все остальные предположения теории Ферми.

Как теория Ферми, так и видоизмененная теория Конопинского и Уленбека позволяют вычислить распределение электронов по энергиям или по величине импульса. Эти теории дают различные функции распределения. Если обозначить через N число электронов с импульсом между $mc\eta$ и $mc(\eta + \Delta\eta)$, где η — импульс частицы, измеренный в mc , то для зависимости N от импульса или энергии получается следующее выражение:

$$k \left(\frac{N}{f} \right)^{\frac{1}{\alpha}} = C - (E + 1), \quad (1)$$

где E — энергия электрона, измеренная в mc^2 , k — постоянная, а f — некоторая функция от импульса электрона и от атомного номера распадающегося элемента, которая для данных значений η и Z может быть вычислена. α в теории Ферми равно 2, а в видоизмененной теории равно 4.

Отсюда следует, что если справедлива теория Ферми, то, откладывая $\left(\frac{N}{f}\right)^{\frac{1}{2}}$ в зависимости от энергии электронов, мы должны получить прямую линию; если же справедлива теория Конопинского и Уленбека, то прямая линия должна получиться для зависимости $\left(\frac{N}{f}\right)^{\frac{1}{4}}$ от E .

В последнее время проведены некоторые экспериментальные исследования по этому вопросу. Попытаемся кратко разобрать полученный в них материал.

Кюри и др.³ недавно исследовали распределение по энергиям для электронов, испускаемых искусственно-радиоактивными элементами, возникающими при облучении вещества дейтронами энергии в 5,3 MeV. В их опытах энергии электронов измерялись по искривлению следов в камере Вильсона с магнитным полем. Были исследованы β -спектры для активных элементов ^{13}N , ^{17}F , ^{24}Na , ^{32}P , Cl , ^{41}A , ^{42}K , из которых первые два обладают позитронным распадом, а все остальные — электронным. Подсчитывая число электронных следов для различных энергетических интервалов, авторы построили зависимость, выражаемую формулой (1). При этом обнаружилось, что для всех искусственно-радиоактивных элементов линейная зависимость получается при $\alpha = 4$, в то время как $\alpha = 2$ дает кривую линию. Для Cl , ^{41}A и ^{42}K зависимость $\left(\frac{N}{f}\right)^{\frac{1}{4}}$ от E изображается

ломаной линией, состоящей из двух прямолинейных участков, что соответствует наложению двух сплошных спектров с различными верхними границами.

Совершенно такие же результаты были получены Лауритсенем и др.⁴ В отличие от предыдущих авторов они активировали вещество более медленными дейтронами (около 1000 keV). В их работе были исследованы β -спектры следующих активных элементов: ^{12}B , ^8Li , ^{11}C ; ^{13}N , ^{16}N , ^{15}O , ^{20}F , из которых ^{13}N и ^{15}O испускают позитронное излучение, а остальные — электронное.

Отметим, что недавно аналогичные результаты были получены для β -спектров естественно-радиоактивных элементов, а именно: для RaE и ThC^5 .

Таким образом все полученные данные говорят о том, что видоизмененная теория β -распада Конопинского и Уленбека правильно передает форму кривых β -спектров радиоактивных элементов.

Поскольку теория устанавливает определенную закономерность в форме кривых распределения, то этой закономерностью можно воспользоваться для точного нахождения верхней границы β -спектров. Для этого достаточно найти точку пересечения прямой, выражающей зависимость $\left(\frac{N}{f}\right)^{\frac{1}{4}}$

от E , с осью энергий. В следующей таблице приведены данные о верхних границах β -спектров, исследованных в упомянутых работах. Во втором столбце приведены значения верхней границы для β -спектров, вычисленные по электронам наибольшей энергии, наблюдаемым в камере Вильсона для данного элемента. Третий столбец дает значения верхней границы,

получаемые экстраполяцией линейной зависимости $\left(\frac{N}{f}\right)^{\frac{1}{4}}$ от E к оси

энергий. При рассмотрении таблицы бросается в глаза то обстоятельство, что данные второго и третьего столбцов заметно отличаются друг от друга. Поэтому можно было бы усомниться в правильности экстраполяции линейной зависимости, даваемой теорией Конопинского и Уленбека.

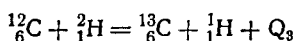
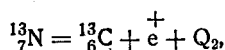
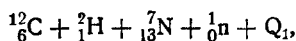
Однако имеется один случай (^{13}N), для которого удастся вычислить

Радиоактивный элемент	Наблюдаемая верхняя граница	Экстраполируемая верхняя граница
${}^8_3\text{Li}$	10	11,2
${}^{12}_5\text{B}$	11	13,0
${}^{11}_6\text{C}$	1,15	1,3
${}^{13}_7\text{N}$	1,25	1,45
${}^{15}_8\text{O}$	1,7	2,0
${}^{16}_7\text{N}$	6,0	6,5
${}^{20}_9\text{F}$	5,0	5,9
${}^{13}_7\text{N}$	MeV	MeV
${}^{17}_9\text{F}$		
${}^{24}_{11}\text{Na}$		
${}^{31}_{14}\text{Si}$		
${}^{32}_{15}\text{P}$	1,8	2,05
${}^{17}_{17}\text{Cl}$	1,8	2,15
${}^{41}_{18}\text{A}$	4,8	1,5; 6,1
${}^{42}_{19}\text{K}$	2,7	1,5; 5
	3,5	1,4; 4,4

Лауритсен и др.

Кюри и др.

выделяемую при β -распаде энергию другим путем, а именно из сопоставления энергетического баланса трех следующих реакций:



для величины Q_2 получается значение 1,45 MeV, хорошо согласующееся с данными третьего столбца.

Таким образом можно считать довольно вероятным, что видоизмененная теория β -распада Конопинского и Уленбека правильно описывает явление β -распада как в отношении формы кривой распределения электронов по энергиям, так и в отношении верхней границы β -спектров.

Л. Грошев, Москва

ЛИТЕРАТУРА

1. Fermi, Z. Physik, **88**, 161, 1934.
2. Konopinski a. Uhlenbeck, Phys. Rev., **48**, 7, 1935.
3. Kurie, Richardson a. Paxton, Phys. Rev., **48**, 167, 1935; Kurie, Richardson a. Paxton, Phys. Rev., **49**, 368, 1936.
4. Fowler, Delsasso a. Lauritsen, Phys. Rev., **49**, 561, 1936.
5. Champion a. Alexander. Nature, **137**, 744, 1936.