равнялась 0,125 *мм*. Снимки производились синхронно с пучком через каждые 30 секунд. В результате измерений было отобрано около 1300 пар, радиусы треков электронов и позитронов которых можно было измерить с достаточной точностью. Путём введения поправочных коэффициентов авторы учитывали долю отброшенных частиц.

На рис. 1 изображён полученный в работе спектр тормозного излучения и теоретический спектр, рассчитанный для малого телесного угла на основании теории Бете-Гайтлера.

Расхождение в ходе кривых в области средних энергий, повидимому, превышает возможные ошибки опыта.

Другой метод анализа спектра был применён в работе на 10 *Мэв* бетатроне[6]. Авторы определяли энергию фотонов измерением треков протонов, образующихся при фоторасщеплении дейтерия. Пластинки Ильфорд С-2 с толщиной эмульсии 100 μ пропитывались в течение 20 мин. в D_2O при *t* 25° С. Затем пластинки помещались в пучок перпендикулярно к его оси в 1,5 *м* от мишени. Было отобрано 312 треков в угловом интервале ± 45°. После введения поправок на зависимость вероятности регистрации полного трека от его длины была получена изображённая на рис. 2 кривая. Пунктиром показана упомянутая выше теоретическая кривая (здесь по оси ординат отложено число протонных треков). На рис. 3 представлен полученный авторами спектр интенсивности.

Р.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. Bethe and Geitler, Proc. Roy. Soc. **146**, 83 (1934).
2. W. B. Lasich and L. Riddiford, J. Sci Instr. **24**, 177 (1947).
3. Bosley, Craggs, Nach and Payne, Nature **161**, 1022 (1948).
4. H. W. Koch and R. E. Carter, Phys. Rev. **75**, 1950 (1949).
5. H. W. Koch and R. E. Carter, Phys. Rev. **77**, 165 (1950).
6. P. K. S. Wang and M. Weiner, Phys. Rev. **76**, 1724 1949).

ЯВЛЕНИЕ ЗАХВАТА ЯДРОМ L_1-ЭЛЕКТРОНА

Одним из известных типов ядерных превращений является явление *K*-захвата, при котором ядро взаимодействует с *K*-электроном атома. Согласно теории β-распада вероятность такого процесса пропорциональна квадрату волновой функции *K*-электрона в области ядра $\lambda_K \sim |\Psi_K(0)|^2$. Точно так же вероятность захвата ядром L_1-электрона $\lambda_{L_1} \sim |\Psi_{L_1}(0)|^2$, где $\Psi_{L_1}(0)$—соответственно волновая функция L_1-электрона в ядре. Следствием этого является различие в периоде полураспада (T') нейтрального атома Be^7 (*K*-захватывающий изотоп $T = 52{,}9$ дня) и ионизованного атома этого же изотопа Be^{++} (T), определяемое отношением волновых функций *K*- и L_1-электронов

$$\rho = \frac{T' - T}{T} \approx \frac{|\Psi_{L_1}(0)|^2}{|\Psi_K(0)|^2}.$$

Для Be^7 теоретические вычисления производились по методу Слэтера с учётом экранирования ядра[1,2] и более точно с использованием волновых функций Фока-Хартри[3]. В последнем случае учитывалось

обменное взаимодействие между атомными электронами. Результаты расчётов приведены в таблице:

	По методу Слэтера	По методу Фока-Хартри	
		без учёта обменного взаимодействия L_1-электронов	с учётом обмена
ρ %	1,8	2,7	2,6

В 1947 г. были опубликованы первые сообщения[1,4] об опытах с Be^7. Однако экспериментальная ошибка почти перекрыла эффект и не позволила сделать окончательных, количественных выводов. Позже проводились более тщательные исследования[5,6].

В опытах французских учёных[5] из литиевой мишени, облучённой дейтеронами, изготовлялись два равноценных по активности источника металлического бериллия и соединения BeF_2. В экспериментальной установке, состоящей из двух одинаковых, включённых в компенсационную схему, ионизационных камер, измерялся разностный ток. Ионизацию в каждой из камер вызывало γ-излучение, следующее за ядерным переходом, одного из двух препаратов. С течением времени в установке, вначале скомпенсированной, появлялся ток, который в несколько раз превосходил аппаратурные флуктуации. Для разностного тока камер $|\Delta I|$ легко получить соотношение:

$$\Delta I = I_0 \frac{\Delta T}{T} \cdot e^{-\lambda t} \cdot \lambda t.$$

Полный ток в камере (I_0) определялся косвенным путём по поглощению γ-излучения в латунных пластинах. Этот способ увеличивает ошибку в связи с неточностью расчёта поглощения, но позволяет сохранить неизменной геометрию измерений в продолжение всего опыта.

Окончательно в работе получена следующая величина эффекта:

$$\rho_{Be - BeF_2} = \frac{\Delta T}{T} = 0{,}01 \pm 0{,}003.$$

Для сравнения с теорией авторы принимают, что в атоме Be только 50% L_1-электронов находятся в s-состоянии, а в BeF_2 ионизованными следует считать 87% всех атомов, т. е. ожидаемый эффект:

$$\rho \approx 0{,}03 \times 0{,}87 \times 0{,}5 \approx 0{,}013.$$

В другой работе[6] по излагаемому вопросу определялось различие в периоде полураспада металлического бериллия и окиси бериллия. Применявшаяся в этой работе дифференциальная ионизационная камера отличается от описанной выше установки конструкцией ионизационных камер и электрометрической схемой. Методически работы[5] и[6] эквивалентны. Ошибки этого эксперимента близки к наблюдавшемуся эффекту

$$\rho_{Be - BeO} = (3{,}0 \pm 1{,}8) \cdot 10^{-4}.$$

Авторы показывают, что в BeO следует ожидать 10% эффекта дважды ионизованного атома Be^{++}, и потому констатируют согласие теории с экспериментом.

Таким образом можно считать доказанным явление захвата ядром L_1-электрона, причём эффект близок к вычисленному по методу Фока-Хартри.

Понятно, что захват ядром L_1-электрона возможен не только в атоме Be^7, но и в атомах других изотопов. Так, для Ar^{37} (K-захватывающий изотоп) вычисления по методу Слэтера дают значение для $\rho = 0{,}06$ [7], а метод Фока-Хартри — значение $\rho = 0{,}08$ [8].

Захват ядром Ar^{37} L_1-электрона наблюдался с помощью пропорционального счётчика [9], содержащего примесь радиоактивного аргона. Исследовалось распределение импульсов по величине. Основной пик в распределении соответствовал энергии Оже-электронов, выбрасываемых атомом Cl, лишённого K-электрона. Кроме того, выявился дополнительный пик в области малых энергий (около 200 *эв*). Авторы указывают, что величина этого пика превосходит возможное число электронов, выбрасываемых атомом вместе с характеристическим излучением K_α. Результат был объяснён явлением захвата ядром Ar^{37} L_1-электрона с последующим высвечиванием атома путём выброса электрона. Сравнение двух обнаруженных максимумов даёт для ρ значение 8—9%.

И. Эстулин

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. Bouchez, R. Daudel, P. Daudel et R. Muxart, J. Phys. et Rad. **8**, 336 (1947).
2. P. Benoist, C. R. **226**, 243 (1948).
3. P. Benoist, C. R. **228**, 309 (1949).
4. E. Segre, Phys. Rev. **71**, 274 (1947).
5. R. Bouchez, R. Daudel, P. Daudel et Muxart, J. Phys. et Rad. **10**, 201 (1949).
6. E. Segre and C. E. Wiegand, Phys. Rev. **75**, 39 (1949).
7. R. E. Marshak, Phys. Rev. **61**, 431 (1942).
8. P. Benoist, C. R. **228**, 1848 (1949).
9. B. Pontecorvo, D. H. W. Kirkwood and G. C. Hanna, Phys. Rev. **75**, 982 (1949).

НОВЫЕ РАСПАДАЮЩИЕСЯ ЧАСТИЦЫ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

В большом числе работ, появившихся за последние годы, имеются данные о существовании в космических лучах нестабильных частиц с различными массами, подчиняющихся различным схемам распада. Так, помимо известного уже давно распада μ-мезона, в 1947 г. была открыта новая частица π-мезон с массой, равной 285 m_e, и временем жизни 10^{-8} сек., дающая при распаде μ-мезон [1]. В последние два года были описаны три случая [2, 3, 4], наблюдаемые в фотоэмульсии, допускающих, по мнению авторов, трактовку как распад тяжёлого мезона с массой ~ 1000 m_e. Распад при этом происходит на три заряженные частицы.

В 1947 г. Рочестер и Батлер [5] впервые наблюдали в камере Вильсона случай, который они объясняли как распад нейтрального мезона с массой ~ 1000 m_e на две заряженные частицы. 30 аналогичных случаев описывают Андерсон и др. [6] в опубликованной недавно работе. Так же как и у Рочестера, была использована камера Виль-