

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

P- 388

Г.Е. Беловицкий, Н.Т. Кашукеев, А. Михул, М.Г. Петрашку,
Т.А. Романова, Ф.А. Тихомиров

О МЕХАНИЗМЕ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР УРАНА
ПОД ДЕЙСТВИЕМ МЕДЛЕННЫХ
μ⁻ - МЕЗОНОВ

ЖЭТФ, 1960, т38, в2, с404-408.

Г.Е. Беловицкий^{x/}, Н.Т. Кашухеев, А. Михул, М. Г. Петрашук,
Т.А. Романова^{x/}, Ф.А. Тихомиров^{x/}

О МЕХАНИЗМЕ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР УРАНА
ПОД ДЕЙСТВИЕМ МЕДЛЕННЫХ
 μ^- - МЕЗОНОВ

468/6

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

x/ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. П.Н. ЛЕБЕДЕВА АН СССР

Методом фотопластинок исследовалась возможность деления ядер урана за счет прямой передачи ядру энергии, высвобождаемой при μ^- -мезоатомном переходе $2p - 1s$. Верхняя граница вероятности деления посредством такого механизма $\sim 0,01$. Деление урана μ^- -мезонами происходит в основном за счет ядерного захвата μ^- -мезона с вероятностью 0,07. Приведены указания в пользу того, что мезоатомный переход $2p - 1s$ в уране частично является безрадиационным.

Деление ядер урана медленными μ^- -мезонами возможно, по крайней мере, двумя различными путями.

1. При ядерном захвате μ^- -мезона по реакции $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$ Согласно теоретическим /1/ и экспериментальным данным /2/, средняя энергия возбуждения тяжелого ядра при захвате медленного μ^- -мезона порядка $15 \div 20$ Мэв, что достаточно для деления ядра урана.

2. Деление ядер урана μ^- -мезонами возможно и за счет прямой передачи энергии ядру при мезоатомном переходе μ^- -мезона из состояния $2p$ в $1s$, при котором высвобождается энергия, равная 6,3 Мэв. Этот механизм деления был подробно рассмотрен в теоретической работе Зарецкого /3/. Согласно /3/ вероятность безрадиационной передачи энергии ядру урана при переходе $2p - 1s$ в 10 раз больше вероятности радиационного перехода. Поскольку время жизни μ^- -мезона на К-оболочке ядра гораздо больше времени жизни возбужденного ядра, то ядерному захвату μ^- -мезона может предшествовать развал возбужденного ядра тем или иным способом /деление, испускание нейтрона или γ -кванта и т.д./.. Деление, однако, будет возможно только в том случае, если энергия этого перехода в уране больше энергии порога деления для состояния, в котором μ^- -мезон находится на К-оболочке ядра.

При таком способе деления μ^- -мезон не поглощается ядром урана, а захватывается после деления на орбиту одного из осколков, как правило тяжелого. В дальнейшем мезон либо поглощается осколком, либо за счет механизма внутренней конверсии сбрасывается с возбужденного осколка /в небольшом числе случаев в конце пробега осколков должен наблюдаться $\mu-e$ -рас-

пад/. Если реализуется вторая возможность, то выброшенный с осколка μ^- -мезон может снова вызвать деление следующего ядра урана, т.е. создаются условия для каталитической реакции деления. Вероятность испускания μ^- -мезона с возбужденного осколка посредством механизма внутренней конверсии была оценена в работе /3/ и оказалась равной 0,25.

К моменту начала работы в литературе были опубликованы очень скудные данные о делении ядер урана μ^- -мезонами. В работе /4/, выполненной фотометодом, на основе 7 случаев деления была оценена вероятность деления, которая оказалась равной 0,07. В работе /5/, выполненной с помощью электроники на чистых образцах урана, облученных μ^- -мезонами космического излучения, была оценена верхняя граница вероятности деления $< 0,25$. Таким образом, из этих работ нельзя было получить информацию о возможности безрадиационного деления /деления за счет энергии, высвобождаемой при безрадиационном мезоатомном переходе $2p - 1s$ /.

В связи с этим нами были поставлены опыты с целью выяснения существования такого механизма деления ядер урана. Подтверждением такого процесса явилось бы наблюдение конверсионных μ^- -мезонов или тяжелых заряженных частиц $/\beta, \alpha$ / и электронов от $\mu-e$ - распада, вылетающих из точки останова осколка.

§ 1. Экспериментальная часть

Для наблюдения деления ядер урана медленными μ^- -мезонами использовались наполненные уранил-ацетатом фотопластинки НИКФИ типа "Р" толщиной 200-250 μ . Методика загрузки и проявления позволила вводить до $1,5 \cdot 10^{20}$ ядер урана в 1 см³ эмульсии при равномерном проявлении фотослоя по всей глубине. Часть пластинок обрабатывалась таким образом, что на них не были видны следы релятивистских частиц, остальные сохраняли чувствительность к релятивистским частицам, что можно было контролировать по наличию $\mu-e$ - распадов. Количество ядер урана, введенных в фотослой, определялось счетом α -частиц от естественной радиоактивности урана. Значение этой величины, усредненное по всем опытам, оказалось равным $1,17 \cdot 10^{20}$ 1/см³. Пластинки облучались на синхротронном Объединенного

института ядерных исследований пучком медленных μ^- -мезонов, получавшихся при торможении исходного пучка π^- -мезонов с энергией ~ 160 Мэв в медном фильтре толщиной 11,5 см. Примесь отрицательных π^- -мезонов / $\sim 1\%$ / определялась по числу звезд, с числом лучей ≥ 3 , вызванных остановившимися мезонами.

Было найдено 738 делений, из которых на фотопластинках, не обладавших чувствительностью к релятивистским частицам, - 520 и на релятивистских пластинках - 218 делений. Просмотр пластинок производился при общем увеличении 300х. Найденные случаи деления анализировались при увеличении 2000х. Точность измерения пробегов составляла $\pm 1 \mu$. На основе 397 случаев деления, найденных на 271600 остановок μ^- -мезонов в эмульсии, была рассчитана вероятность деления P_d ядер урана μ^- -мезонами по формуле:

$$P_d = \frac{n_d}{0,4 S_{\mu} \frac{N_U Z_U}{N_U Z_U + \sum N_i Z_i}},$$

где n_d - число делений, S_{μ} - число остановок μ^- -мезонов, N_U - число ядер урана, N_i - число ядер / C, O, N / в 1 см³ эмульсии, входящих в состав загруженной ураном желатины, Z - заряд ядра. Фактор 0,4 связан с тем, что в желатине, куда входит уран /6/, останавливаются 40% μ^- -мезонов /7/. Вероятность захвата μ^- -мезона ураном мы рассчитали, исходя из известного состава эмульсии НИКФИ в предположении о справедливости закона Ферми-Теллера /8/, согласно которому захват μ^- -мезона разными ядрами, входящими в состав желатины, пропорционален Z .

Вычисленная в этих предположениях вероятность деления ядер урана μ^- -мезонами оказалась равной $0,070 \pm 0,008$.

Недавно в экспериментальных работах /9,10/ было показано, что в химических соединениях, таких как Al_2O_3 , SiO_2 , $AgCl$, UF_4 и т.д., захват μ^- -мезонов пропорционален числу атомов в молекуле. Если применить этот результат к нашему случаю /желатина + уран/, то для вероятности деления получается величина больше 1, что неразумно. Сказанное подтверждается также результатами работы /5/, выполненной на чистых образцах урана, в которой для вероятности деления получена величина меньше 0,25. Еще более определенный вывод сделан в работе /11/, выполненной фотометодом, в

которой показано, что захват μ^- -мезонов в среде /желатина + уран/ скорее следует закону Ферми-Теллера. Таким образом, если закон Ферми-Теллера и искажает результат, то не сильно.

Для получения сведений об энергии возбуждения ядер урана при их делении под действием μ^- -мезонов измерялись пробеги каждого из осколков. Это можно было сделать благодаря тому, что след μ^- -мезона обычно позволяет определить точку, где произошло деление.

На фиг. 1 приведены данные о степени асимметрии деления ядер урана под действием μ^- -мезонов /по оси абсцисс отложено отношение пробегов легкого и тяжелого осколков, по оси ординат - относительное число таких случаев /в процентах/. Для сравнения на этой же фигуре приведены аналогичные данные для деления ядер урана под действием медленных нейтронов /12/ и медленных π^- -мезонов /12, 13/.

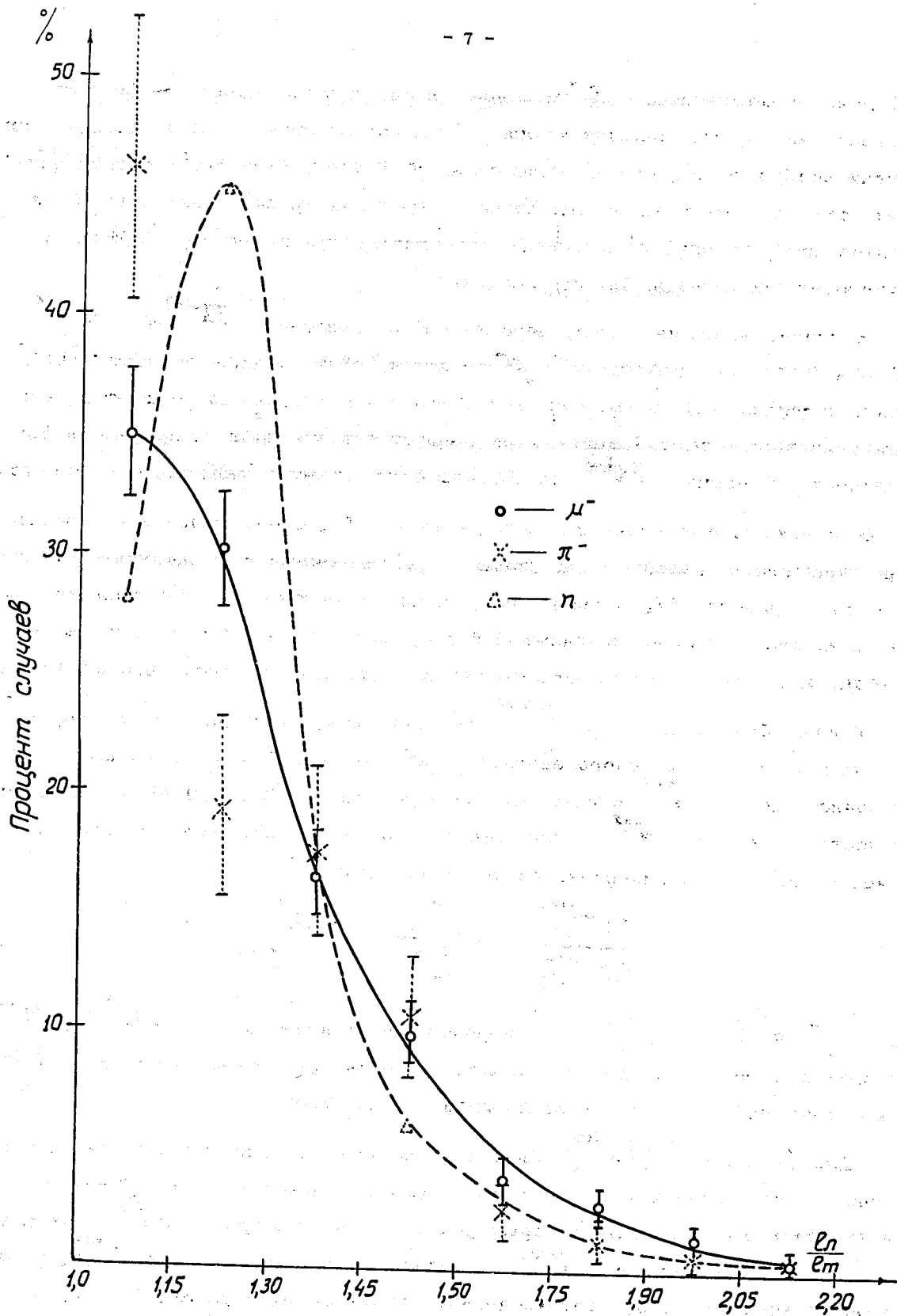
§ 2. Обсуждение механизма делений

Полученные нами экспериментальные данные позволяют сделать заключение о том, что если процесс безрадиационного деления ядер урана и имеет место, то с вероятностью $\sim 0,01$, что более чем на порядок меньше рассчитанной /3/. Это утверждение основывается на следующих фактах:

а/ Если бы наблюдаемые деления возникали за счет безрадиационного перехода, то примерно в 10 случаях из конца следа осколка наблюдался бы вылет тяжелых / p , α / заряженных частиц и в 8 случаях - электроны от $\mu-e$ -распада. Мы не наблюдали ни одного такого события.

б/ При наличии безрадиационного деления возможно испускание конверсионных μ^- -мезонов. Если энергия мезонов меньше 1 Мэв, тогда факт испускания такого мезона можно установить по $\mu-e$ -распаду. Ожидалось около 10 таких случаев. Из 228 случаев деления, найденных в релятивистских пластинках, не было обнаружено ни одного такого события.

в/ Сопоставление распределений отношения пробегов легкого осколка к тяжелому при делении урана μ^- -мезонами /фиг.1/ с аналогичными данными для деления под действием медленных нейтронов /энергия возбуждения



~ 6 Мэв/ и медленных π^- -мезонов /энергия возбуждения ~ 60 Мэв/ указывает на то, что деление урана μ^- -мезонами происходит в основном при энергии возбуждения, существенно большей 6 Мэв. Если бы заметную роль играл процесс безрадиационного деления, то характер асимметрии пробегов осколков при делении μ^- -мезонами /энергия возбуждения ~ 6 Мэв/ и медленными нейтронами был бы сходным.

Наконец, различие между вероятностями деления Th^{232} и U^{238} /0,018 и 0,07/ под действием μ^- -мезонов, обнаруженное в работе /14/, также, по-видимому, указывает на то, что процесс деления не идет путем безрадиационного возбуждения. При энергии возбуждения ядер, равной 6,3 Мэв, вероятность деления Th^{232} не должна быть заметно меньше, чем для урана.

Как показывают более поздние расчеты /15/, столь малая вероятность безрадиационного деления ядер урана μ^- -мезонами по сравнению с полученной ранее в работе /3/, по-видимому, обусловлена тем, что при посадке μ^- -мезона на к-оболочку потенциальный барьер для деления возрастает \sim на 1 Мэв, что должно уменьшить вероятность деления на несколько порядков.

Таким образом деление U^{238} μ^- -мезонами, по-видимому, в основном происходит за счет ядерного захвата μ^- -мезона. При этом образуется возбужденное ядро Pa^{238} со спектром возбуждения от 0 до 20 Мэв /1,2/. Вероятность деления Pa^{238} при таких энергиях возбуждения может быть вычислена на основе эмпирической формулы /16/

$$\frac{P_f(Pa^{238})}{P_f(U^{238})} = 1,3 \left[\frac{Z^2}{A} - 34,7 \right], \quad /1/$$

где $P_f(Pa^{238})$ и $P_f(U^{238})$ вероятности деления ядер Pa^{238} и U^{238} при равных энергиях возбуждения. Эта формула применима для ядер с $Z \geq 90$ по крайней мере при энергии возбуждения 8-12 Мэв.

Для расчета $P_f(U^{238})$ были использованы экспериментальные данные о вероятности деления урана под действием нейтронов /17/ и γ -лучей /18/ при энергиях возбуждения, которые реализуются в ядре Pa^{238} при захвате μ^- -мезона ядром U^{238} . Вероятность деления $P_f(U^{238})$, усредненная по всему спектру возбуждения, полученному в работе /12/, оказалась

равной $0,27 \pm 0,02$.

Подставляя эту величину в приведенную выше формулу, получаем, что $P_f/P_a^{238} \approx 0,03$, что меньше вероятности деления 0,070, полученной в наших опытах.

Таким образом, если формула /1/ является справедливой в нашем случае, тогда для объяснения экспериментальной величины P_f/P_a^{238} следует допустить существование другого канала, по которому происходит деление. Как установлено в настоящей работе, переход $2p - 1s$ μ^- -мезона в мезоатоме урана, если он и является безрадиационным, не приводит в заметном числе случаев к делению урана. Возникающее при этом возбужденное ядро, по-видимому, испускает нейтрон /энергия связи последнего нейтрона в уране равна 6 Мэв/. Вследствие этого ядерный захват μ^- -мезона происходит уже в ядре U^{237} с образованием Pa^{237} и его последующим делением.

Вновь используя формулу /1/, получаем для вероятности деления ядра Pa^{237} величину 0,08, близкую к экспериментальному значению вероятности деления.

Учитывая, однако, возможную неточность формулы при энергии возбуждения больше 12 Мэв и других величин, использованных при этих оценках, не представляется возможным сделать окончательный вывод о том, в какой мере переход $2p - 1s$ является безрадиационным.

ПРИМЕЧАНИЕ: После того, как эта статья была подготовлена к печати, нам стали известны результаты работы /19/, в которой посредством измерения числа γ -квантов с энергией > 6 Мэв, на один захват μ^- -мезона, установлено, что переход $2p - 1s$ в мезоатоме урана с вероятностью $\sim 0,5$ является безрадиационным, что подтверждает наше заключение о механизме деления ядер урана μ^- -мезонами. Наличие безрадиационного перехода $2p - 1s$ и малая вероятность деления / $P_f = 0,07$ / позволяют сделать вывод о том, что при посадке μ^- -мезона на К-оболочку ядра урана барьер для деления возрастет более чем на 0,2 Мэв.

Авторы выражают благодарность профессорам В.П. Джелепову и И.М. Франку за постоянный интерес в работе и полезные обсуждения; И.Я. Бариту, А.Е. Игнатенко за помощь в работе и группе лаборантов за участие в

просмотре фотопластинок.

Трое из нас, Н.Т.Кашукеев, А. Михул и М.Г.Петрашку выражают благодарность также В.М.Сидорову за помощь в работе.

Рукопись поступила в издательский отдел 11 августа 1959 года.

Цитированная литература

- I. J.A.Wheeler, Rev.Mod.Phys. 21, 133 (1949).
2. S.M.Kaplan, B.I.Moyer, R.V.Pyle, Phys.Rev. 112, 968 (1958).
3. Д.Ф.Зарецкий. Труды Второй Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Доклады советских ученых, т.1, стр.462 /1959/.
4. W.John, W.F.Fry, Phys,Rev.91,1234 (1955).
- 5, W.Galbraith, W.J.Whitehouse, Phil. Mag., 44, 77 (1953).
6. О.В.Ложкин, В.П.Шамов. ЖЭТФ, 28, 739 /1955/.
7. W.F.Fry, Phys.Rev., 85, 675 (1952).
8. E.Fermi, E.Teller, Phys.Rev. 72, 399 (1947).
9. J.C.Sens, R.A.Swanson, V.L.Telegdi, D.D.Jovanovith, Nuovo Cimento, VII,536 (1958).
10. G.Backenstocs, B.Bloch, B,Chidley, R.Reiter, T.Romanowski, R.Siegel, R.Sutton, Bull. of Amer. Phys.Soc.Vol. 4, No.4 Session T (1959).
- II. Г.Е.Беловицкий. ЖЭТФ /в печати/.
- I2. В.П.Шамов, О.В.Ложкин. ЖЭТФ, 29, 286 стр. /1955/.
- I3. Г.Е.Беловицкий, Т.А.Романова, Л.В.Сухов, И.М.Франк. ЖЭТФ, 28, 729 /1955/.

14. М.Г.Петрашку, А.К.Михул. ДАН /в печати/.

15. Д.П.Гречухин. Сообщение на семинаре в ФИАНе декабрь 1958 г.

16. J.R.Huizenga, J.E.Gindler, R.V.Duffield, Phys.Rev. 95, 1009 (1954).

J.R.Huizenga, Phys.Rev.109, 484 (1958).

17. J.D.Knight, R.K.Smith, B.Warren, Phys.Rev.,112, 259 (1958).

18. Л.Е.Лазарева, Б.И.Гаврилов, Б.Н.Валуев, Г.Н.Зацепин, В.С.Ставинский. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии /заседания отд.физ.-математических наук. Изд. АН СССР, 1955, стр. 306.

19. М.Балац, Л.Кондратьев, Л.Ландсберг, П.Лебедев. Ю.Обухов, Б.Понтерково /в печати/.

468/6