

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДА ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР

Известно, что при захвате нейтронов происходит деление ядер на осколки, не симметричные по массе. Масса легких осколков деления U^{235} концентрируется около значений $A = 95$, масса тяжелых осколков — около $A = 140$. Заряд начального ядра распределяется между осколками, осколки радиоактивны и рядом β -распадов превращаются в стабильные ядра. Для объяснения распределения заряда ядра при делении ранее были выдвинуты следующие предположения:

1. В каждом из осколков отношение заряда к массе остается таким же, какое было в начальном ядре, т. е. плотности распределения заряда в ядрах осколков и в начальном ядре одинаковы.

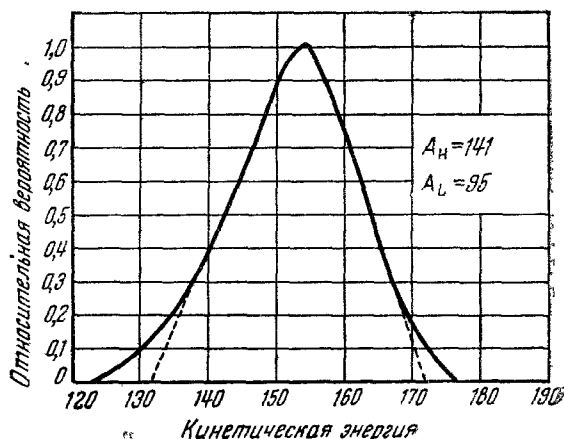


Рис. 1

2. Постулат «минимума радиоактивной энергии распадов» Вигнера² и Вея³. По предположениям этих авторов распределение заряда начального ядра между осколками происходит так, что минимальна суммарная энергия β -, γ - и нейтринного излучения всех последующих распадов осколков до стабильного состояния.

3. Постулат Гленденина и других⁴ о «равной длине» цепей распада осколков, т. е. что разности $Z_A - Z_p$ одинаковы для обоих осколков, где Z_A — стабильный заряд ядра массы A ; Z_p — начальный заряд осколка массы A . Этот постулат и вытекающие из него следствия в ряде предшествующих работ считался наиболее достоверным.

При делении ядра сбрасывается только часть (до 20) электронов атомных оболочек осколков. При замедлении осколков в среде они приобретают недостающие электроны. По этим причинам непосредственное определение начального заряда осколков невозможно.

Изучение осколков обычно производится методами радиохимического анализа, причем исследуемые продукты вследствие их радиоактивности отделены от первичных осколков деления не точно известным числом β -распадов; поэтому определение отсюда начального заряда осколков и нахождение вероятности деления с данным распределением заряда не достоверны.

При делении наблюдается большой разброс в величине кинетической энергии осколков. На рис. 1 изображена кривая кинетической энергии осколков деления U^{235} с массами $A_H = 141$, $A_L = 95$.

Согласно этой кривой максимальная кинетическая энергия составляет почти 170 Мэв, а отклонения в величине кинетической энергии достигают 40 Мэв. Этот большой разброс в кинетической энергии осколков автор реферируемой работы¹ использует для вычисления начального заряда осколков. Он предполагает, что разброс в кинетической энергии осколков является следствием вариаций в распределении заряда, так как при этом произойдут вариации в силах кулоновского отталкивания осколков, а осколки приобретают кинетическую энергию за счет сил кулоновского отталкивания.

Уравнение баланса энергии при делении имеет вид:

$$E_n = E_k + E_p + E_0,$$

где E_n — полная энергия деления, E_k — кинетическая энергия, E_p — энергия нейтронов и γ -лучей, испускаемых при делении; E_0 — энергия β -, γ - и нейтринного излучения при последующих распадах осколков. Для наблюдаемого максимального значения $\Delta E_k = 40$ Мэв получим:

$$\Delta E_n = 40 \text{ Мэв} + \Delta E_p + \Delta E_0. \quad (1)$$

По Вигнеру ΔE_k в основном вызывается вариацией в числе испускаемых при делении нейтронов. Испускание каждого нейтрона уменьшает левую часть (1) на величину энергии связи нейтрона в одном из осколков, т. е. на 8 Мэв. При испускании нейтрона осколок делается ближе к стабильному состоянию, что уменьшает ΔE_0 в правой части (1) на 2—3 Мэв. Результирующий эффект ΔE_k составит 5—6 Мэв и для объяснения наблюдаемой разницы в 40 Мэв необходимо различие в числе нейтронов на 6—8, что слишком велико по сравнению с известным средним числом нейтронов, испускаемых при делении.

Автор рассматривает мгновенную энергию деления E_m , т. е. энергию, освобождаемую в акте деления. Она равна сумме кинетической энергии осколков E_k и энергии возбуждения осколков E_v :

$$E_m = E_k + E_v = M(235,92) + n - [M(A_L, Z_L) + M(A_H, Z_H)]. \quad (2)$$

Используя полуэмпирическую формулу Финберга для $M(A, Z)$:

$$M(A, Z) = M(A, Z_A) + \alpha [(Z - Z_A)^2/A],$$

где α и Z_A — константы, автор вычисляет E_m в зависимости от выбранных значений зарядов осколков Z_H и Z_L . Для вычисления необходимо знать возможные пределы величин Z_H и Z_L . Позитронная активность осколков не обнаружена, поэтому верхний предел для заряда осколков может быть взят так, чтобы Z_H и Z_L соответствовали величинам зарядов стабильных ядер с массами A_H и A_L . Нижний предел подчинен условию сохранения заряда: $Z_H + Z_L = 92$. В результате вычислений, применяя формулу (2), получается зависимость E_m от Z_H и Z_L , которая изображена на рис. 2. Далее: $E_k = E_m - E_v$ и на рис. 2 нанесены кривые E_k , получаемые при различных предположениях о величине E_v , которая может изменяться в небольших пределах.

E_{k_1} соответствует $E_v = \text{const}$, а E_{k_2} и E_{k_3} — крайним предельным значениям E_v . Рис. 1 дает зависимость относительной вероятности деления с данной кинетической энергией осколков от значения энергии, а рис. 2 — величину кинетической энергии (E_{k_1} или E_{k_2} , E_{k_3}) в зависимости от распределения заряда. Следовательно, совместное рассмотрение кривых рис. 1 и рис. 2 позволяет получить кривую относитель-

ной вероятности распределения заряда при делении от величины зарядов осколков заданных масс. Эта кривая изображена на рис. 3. Вычисление относительной вероятности распределения заряда произведено для

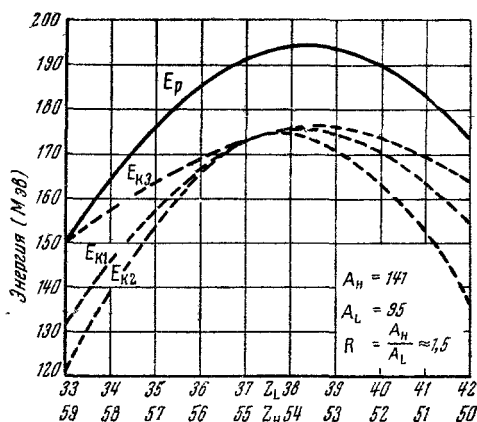


Рис. 2.

всех возможных значений энергии возбуждения осколков E_v , что соответствует значениям E_{K1} , E_{K2} и E_{K3} . Заштрихованная на рис. 3 полоса даёт относительную вероятность распределения заряда при всех возможных значениях E_K . Совершенно противоположно направленная

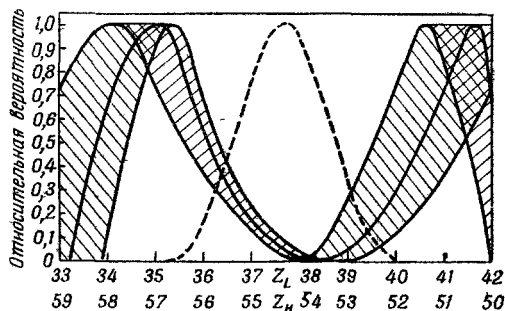


Рис. 3.

кривая, полученная в работе Гленденина, изображена на рис. 3 пунктиром. В работе автора доказывается тесное совпадение вариаций мгновенной энергии деления и, как следствие, вариаций кинетической энергии осколков от распределения заряда начального ядра между осколками и показывается, что вариации энергии осколков в основном обусловлены вариациями в распределении заряда ядра.

К. Т.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. D. Brunton, Phys. Rev. **76**, 1798 (1949).
2. K. Way and E. Wigner, Phys. Rev. **73**, 1318 (1948).
3. Coryell and Glendenin, Phys. Rev. **75**, 337 (1949),