

мента, связанного с затуханием Ландау, получим

$$Jm(\Delta\omega) = \frac{\pi}{20} \cdot \frac{\omega_0^3}{\xi k \lambda} \cdot f_e\left(\frac{\omega - \lambda}{k}\right) > 0. \quad (30)$$

Этот дополнительный инкремент по величине может достигать основного (13). Так как величина (29) всегда отрицательна, то затухание Ландау приводит к неустойчивости для $\frac{\partial F}{\partial \omega} < 0$ (20). Практически эта неустойчивость существенна лишь при $\omega \approx kv \pm \lambda$, поскольку обычно распределение электронов по скоростям достаточно узкое. Физический смысл неустойчивости такой же, как и рассмотренный в разд. 5, так как затухание Ландау в конечном счете связано со столкновениями частиц, т. е. является своеобразным трением. Важность столкновений следует из предположений [7] о неизменности функции распределения. Роль столкновений ясно продемонстрирована в работах [9, 10]. Неустойчивость на затухании Ландау, по-видимому, близка по своему механизму к так называемой универсальной неустойчивости в плазме [11].

Пользуюсь случаем выразить искреннюю благодарность Г. И. Будкеру, В. М. Галицкому, В. И. Карпману, С. С. Моисееву, Р. З. Сагдееву, В. В. Соколову, А. М. Стефановскому и И. Б. Хрипловичу за полезные обсуждения.

Поступила в Редакцию 13/VIII 1964 г.
В окончательной редакции 12/IV 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Чириков. «Атомная энергия», 6, 630 (1959).
2. В. К. Мельников. «Докл. АН СССР», 148, 1259 (1963).
3. Г. И. Будкер. «Атомная энергия», № 5, 9 (1956).
4. D. Finkelstein, P. A. Sturrock. Plasma Physics. Mc Graw-Hill Book Co., 1961.
5. Д. Финкельштейн. Сб. «Накопление релятивистских частиц». М., Атомиздат, 1963, стр. 171.
6. А. А. Веденов, Е. П. Велихов, Р. З. Сагдеев. «Усп. физ. наук», LXXIII, 701 (1961).
7. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, 16, 574 (1946).
8. J. E. Drummond. Plasma Physics. By ed. J. Drummond. Mc Graw-Hill Book Co., 1961.
9. А. А. Веденов, Е. П. Велихов, Р. З. Сагдеев. Nucl. Fusion, 4, 82 (1964).
10. В. Е. Захаров, В. И. Карпман. ЖЭТФ, 43, 490 (1962).
11. А. А. Галеев, В. Н. Ораевский, Р. З. Сагдеев. ЖЭТФ, 44, 903 (1963).

УДК 539.173.8

Распределение удельной ионизации по треку в зависимости от начальной энергии осколков деления U^{235}

Ф. Насыров, А. А. Ростовцев, Ю. И. Ильин, С. В. Лигёв

С помощью телескопа из 11 импульсных ионизационных камер и двумерного амплитудного анализатора импульсов измерено распределение по треку удельных потерь энергии на ионизацию в зависимости от начальной энергии осколков деления. Исследовали осколки деления U^{235} , возникающие под действием тепловых нейтронов, в интервале начальных энергий 78—115,5 Мэв (легкие осколки) и 34—88 Мэв (тяжелые осколки). Полученные данные позволили найти зависимость удельной ионизации от скорости осколков деления. Эти зависимости указывают на некоторые различия в характере ионизационных потерь энергии легких и тяжелых осколков.

Прохождению осколков деления и других заряженных частиц через вещество посвящено значительное число теоретических работ и обобщений (см., например, [1]). В то же время экспериментального материала по этому вопросу немного. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные о распределении

удельной ионизации вдоль трека относятся к наиболее вероятным осколкам деления [2, 3]. Накопление экспериментального материала по ионизационным потерям энергии и изменению заряда осколков вдоль трека представляет значительный интерес вследствие важных различий процессов торможения осколков и других заряженных частиц. Одно из отличий заключается в том, что в начальный момент движения осколок обладает большим положительным зарядом [4, 5], который непрерывно уменьшается в процессе замедления за счет захвата электронов [6, 7]. Распределение удельных потерь энергии по треку зависит от закона, которому следует уменьшение этого эффективного заряда осколочка. Впервые наиболее детально теоретически эти вопросы были рассмотрены Бором [8—10], и его выводы остаются в силе до настоящего времени.

В данной работе, являющейся продолжением работы [3], измерены распределения по треку удельных потерь энергии на ионизацию в $\text{Ar} + \text{CH}_4$ (5%) в зависимости от начальной энергии осколков деления U^{235} , возникающих под действием тепловых нейтронов.

Методика измерений

Распределение по треку удельных потерь энергии осколков на ионизацию измеряли с помощью телескопа из 11 импульсных ионизационных камер (рис. 1). Камеры 1 и 11

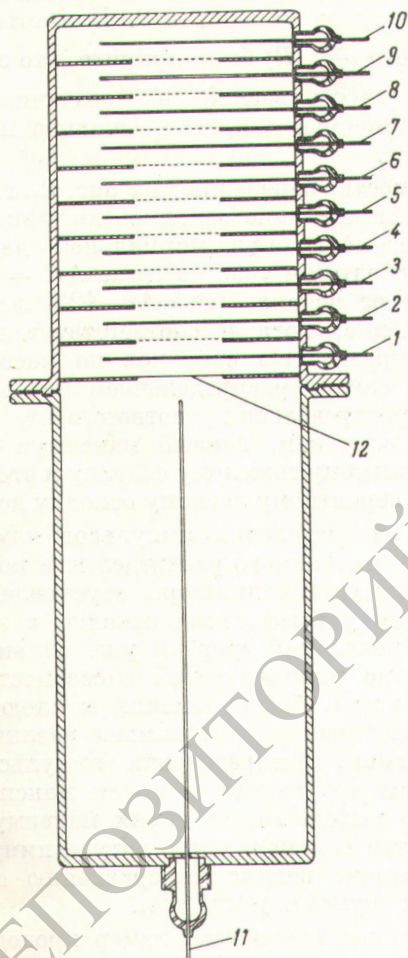


Рис. 1. Схема ионизационных камер.

разделяет пленка окиси алюминия 12 (~100 мкг/см^2) размером 5×7 см. Со стороны камеры 1 на пленку нанесен тонкий слой U^{235} (~15 мкг/см^2). Камера 11 используется для определения полной энергии одного из осколков, а камеры 1—10 — для измерения

распределения по треку потерь энергии второго осколка на ионизацию. Кроме того, во всех опытах с помощью камеры 10 из общего числа осколков, пролетающих через камеры 1—9, для регистрации отбирали только те, которые имели направление трека, близкое к оси телескопа, и долетали до камеры 10. Отбор проводился с помощью схемы пропускания при совпадении импульса соответствующей камеры с импульсом камеры 10.

Конструкция камер 1—10 подобна конструкции, описанной в работе [3], но несколько улучшены ее характеристики. При направлении трека вдоль оси телескопа в камерах 1—10 возникают импульсы с амплитудами v_i , пропорциональными удельной ионизации осколка на соответствующих участках трека.

Число пар ионов dn/dR , создаваемых осколками на единицу длины, и удельные потери энергии на ионизацию $-dE/dR$ определяются соотношением

$$v_i = (dn/dR)_i \frac{\Delta Re}{C} = -(\overline{dE/dR})_i \frac{\Delta Re}{WC}, \quad (1)$$

где ΔR — высота одной камеры; e — заряд электрона; C — электрическая емкость камеры; W — энергия, расходуемая осколком деления на создание пары ионов.

На рис. 2 представлено типичное распределение импульсов по амплитудам в камере 9,

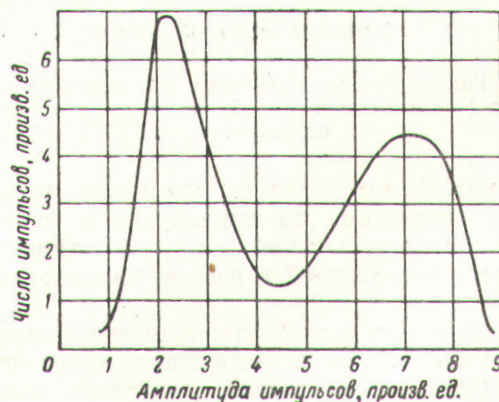


Рис. 2. Распределение импульсов по амплитудам в камере 9.

полученное от осколков деления U^{235} тепловыми нейтронами при общем давлении наполняющего газа $\text{Ar} + \text{CH}_4$ (5%) в камерах 35 мм рт. ст.

Последующие измерения были выполнены с помощью двумерного амплитудного анализатора ДМА-1024, имеющего 32 канала по каж-

дой оси [11]. К входу одной оси анализатора постоянно была подключена камера 9, к входу другой — поочередно подключали остальные камеры телескопа. Таким образом, камера 9 позволяла распределить осколки по 32 каналам согласно их ионизирующей способности, а двумерный анализатор давал возможность следить от камеры к камере за удельной ионизацией каждой группы осколков, попадающей в соответствующий канал анализатора из камеры 9.

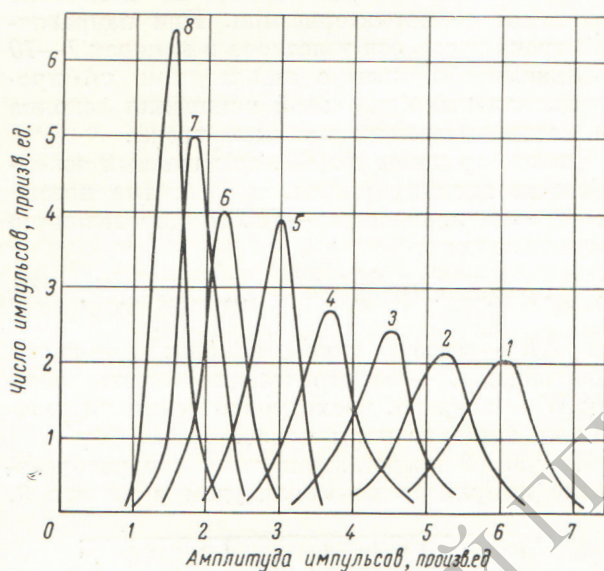


Рис. 3. Распределение импульсов по амплитудам в камерах 1–8 от одной и той же группы тяжелых осколков.

На рис. 3 представлены типичные распределения импульсов по амплитудам в первых восьми камерах телескопа от группы тяжелых осколков, попадающей в шестой канал анализатора из камеры 9.

При обработке результатов измерений амплитуды импульсов, соответствующие положению максимумов распределений, считались значениями, характеризующими среднюю удельную ионизацию этой группы осколков. По найденным результатам строили кривые зависимости $v(R)$ для всех групп. Зависимости $-\frac{dE}{dR}(R)$ для осколков вычисляли из экспериментальных данных о распределении $v(R)$ согласно соотношению (1). Для этого на основании данных о начальной энергии наиболее вероятных легкого и тяжелого осколков (100,2 и 66,7 Мэв соответственно [12]) отыскивался постоянный

коэффициент, связывающий величины $v(R)$ и $-\frac{dE}{dR}(R)$. Коэффициент перехода был определен независимо по обоим значениям энергии и совпал в пределах 2%. Для всех других осколков, отличающихся от наиболее вероятных, в расчетах было принято среднее значение коэффициента. Начальная энергия осколков определялась по площади, находящейся под кривой $-\frac{dE}{dR}(R)$. Измерения с камерой 11 на двумерном анализаторе позволили найти энергию осколков, летящих в противоположную сторону от камер 1–10. Для отыскания зависимости $\frac{dn}{dR}(R)$ было принято, что средняя энергия, затрачиваемая на создание пары ионов, одинакова для всех осколков и равна 26,6 эв [3].

Зависимость, показанная на рис. 2, характеризует распределение осколков по ионизирующей способности при нормальном давлении газа на небольшом участке трека $\Delta R = 1,4$ мм (интервал от начала трека 11–12,4 мм). Это распределение, хотя и соответствует двугорбому распределению осколков по массам, не является самым распределением по массам. Начало распределения соответствует самым тяжелым осколкам, первый максимум — наиболее вероятному тяжелому осколку и второй — наиболее вероятному легкому осколку деления.

Выбор распределения импульсов камеры 9 в качестве постоянного распределения по одной оси двумерного анализатора обусловлен тем, что на этом участке трека осколки в зависимости от начальной энергии уже сильно различаются по ионизирующей способности. На участках трека, более близких к слою делящегося вещества, осколки меньше различаются по ионизации, распределения импульсов по амплитудам получают с одним максимумом или слабо выраженными двумя максимумами. Вместе с тем в камере 9 амплитуда импульсов еще достаточно велика по сравнению с α - и γ -фоном и шумами усилителя.

Измерения с телескопом камер проводились при давлениях наполняющего газа 35, 45 и 56 мм рт. ст., что позволило получить большое число точек на экспериментальных кривых и достаточно подробно исследовать ионизацию осколками. При давлениях 45 и 56 мм рт. ст. для получения постоянного распределения импульсов по амплитудам на входе двумерного анализатора по одной оси вместо камеры 9 использовались камеры 7 и 6 соответственно.

Распределения импульсов по амплитудам, представленные на рис. 3, имеют почти одинаковую ширину максимумов (20—21%) на половине их высоты. Это позволяет оценить разрешающую способность по энергии отдельных камер телескопа. Уширение максимума обуславливается разрешающими способностями исследуемой камеры и камеры 9, энергетической шириной одного канала анализатора и естественным разбросом величины удельной ионизации на соответствующем участке трека. Поэтому разрешающая способность одной камеры не могла быть хуже 14% и по оценкам составляла 7—10%.

Результаты измерений

На рис. 4, а, б представлены найденные зависимости удельной ионизации по треку тяжелых и легких осколков деления при различных начальных энергиях. Каждая кривая для группы легких осколков построена по 27 экспериментальным точкам, а для тяжелых осколков — по 18—27 точкам. Колебания экспериментальных точек относительно кривой почти нигде не выходили за пределы 5% на исследованной длине трека. Начальная энергия осколков определялась с точностью лучше 5%, так как находилась из площади под кривой $-\frac{dE}{dR}(R)$, проведенной с усреднением по экспериментальным точкам. На рисунках приводятся значения наиболее вероятных масс легких

и тяжелых A_L и A_T осколков, которые соответствуют найденным значениям энергии E_L и E_T . Массу находили из отношения начальных энергий осколков E_L/E_T . Следует сразу указать, что масса определялась с худшей точностью, чем начальная энергия осколка деления, так как ошибка в этом случае складывается из погрешностей в последовательном измерении энергии обоих осколков, вылетающих из слоя U^{235} в противоположные стороны. Наибольшая ошибка, примерно $\pm 10\%$, приходится на массы, далекие от наиболее вероятных, из-за малой статистики полезного счета и отчасти из-за разрешающей способности камер.

Измерить удельную ионизацию до конца трека трудно. Небольшой максимум на кривой $-\frac{dE}{dR}(R)$ в конце трека осколка, приведенный в работах Лассена, здесь не исследовался. Вследствие этого численные результаты опыта имеют дополнительную погрешность, связанную с произвольной экстраполяцией кривой $-\frac{dE}{dR}(R)$ в конце трека осколка.

На рис. 5 приведены две экспериментальные кривые, характеризующие наиболее вероятное отношение масс осколков с выходом одного из них с заданной энергией. Хотя кривые получены независимо друг от друга, однако их внутренняя связь совершенно очевидна. Кривые имеют почти симметричный вид. Линия, проведенная в середине между кривыми, по-

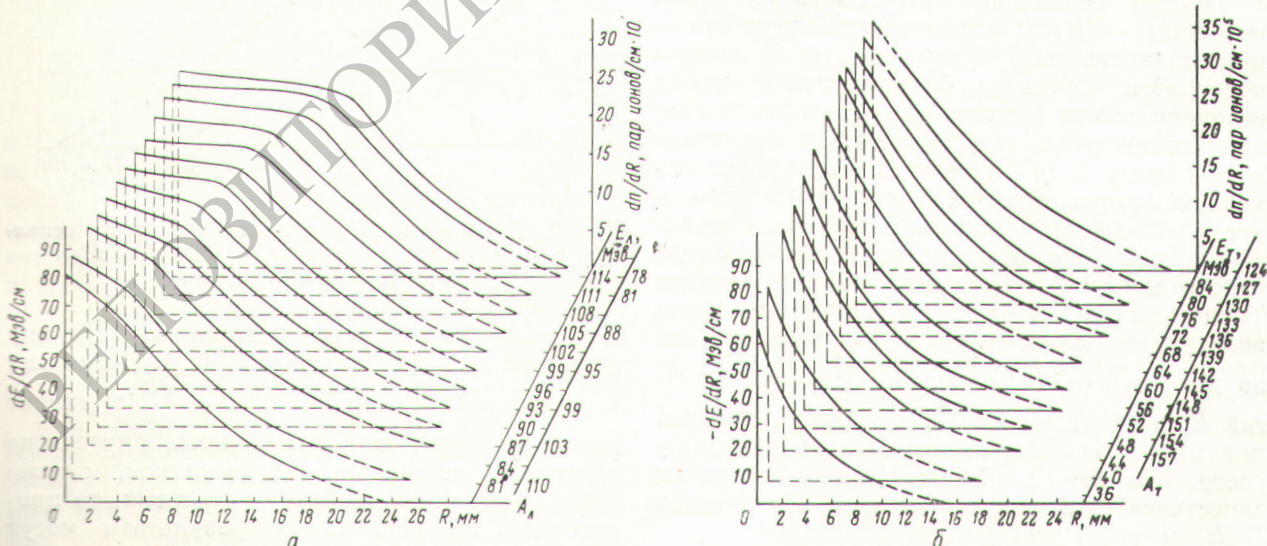


Рис. 4. Распределение ионизационных потерь энергии по треку на единицу длины для осколков с различными начальными энергиями (а — легкие, б — тяжелые осколки).

видимому, характеризует наиболее вероятную энергию, приходящуюся в среднем на долю одного осколка при делении с отношением масс A_T/A_D .

Так как осколки (например, тяжелые) с одной и той же начальной энергией могут быть получены при делении с различными отношениями масс A_T/A_D , то все результаты, полученные в опытах, следует относить к осколкам с наиболее вероятной массой для данной энергии.

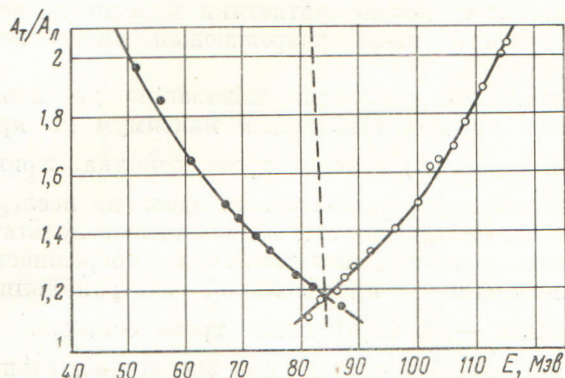


Рис. 5. Зависимость наиболее вероятного отношения масс осколков деления U^{235} от энергии одного из них (● — тяжелый, ○ — легкий осколок).

Из рис. 4 видно, что легкие осколки по характеру ионизации вдоль трека отличаются от тяжелых. Участки трека легких осколков с заметно различной интенсивностью спада величины $-dE/dR$ характеризуют различную интенсивность потери заряда $Z_{эфф}$. В начальной части трека у большинства тяжелых осколков потери энергии на ионизацию на единицу длины выше, чем у легких. Это сравнение лучше всего было бы сделать, когда удельная ионизация представлена в виде функции скорости. Например, сравнение удельной ионизации при одинаковых скоростях осколков непосредственно характеризует их заряды. Такие зависимости были найдены на основании экспериментальных данных. Для этого вначале по данным о $-\frac{dE}{dR}(R)$ определялся ход энергии E , а затем скорости V по треку осколков, имеющих различные начальные энергии и скорости. Эти данные об осколках представляют самостоятельный интерес. Кривые зависимости $E(R)$ и $v(R)$ для четырех осколков приводятся на рис. 6, а, б. Верхние и нижние кривые относятся соответственно к самому легкому и самому тяжелому осколкам, для которых

были получены экспериментальные данные. Средние кривые характеризуют наиболее вероятные осколки легкой и тяжелой групп. Аналогичные кривые были получены для осколков с другими начальными энергиями и скоростями, а затем была найдена зависимость

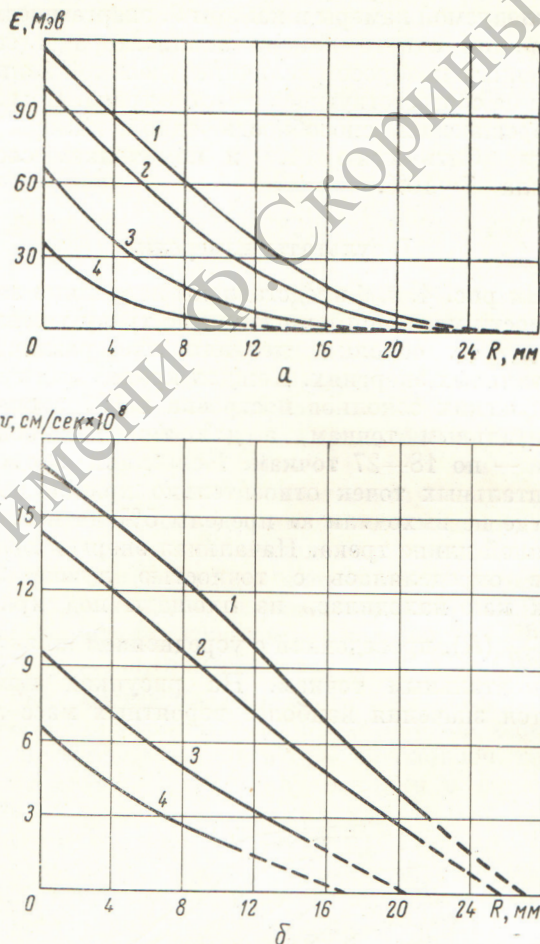


Рис. 6. Ход энергии (а) и скорости (б) по треку осколков с различными начальными энергиями, Мэв: 1—115,5; 2—100; 3—67; 4—34.

ионизационных потерь энергии на единицу длины от скорости (см. рис. 7, а, б). Поскольку в расчет зависимостей $v(R)$ и $-\frac{dE}{dR}(v)$ входит масса, которая, как указывалось, определена с худшей точностью для осколков, сильно отличающихся от наиболее вероятных, то приведенные на рис. 7, а, б результаты могут содержать соответствующую ошибку.

Из рис. 6, б видно, что скорость осколков уменьшается почти линейно по треку. Нет

Однако эта разница в зарядах осколков является наибольшей при равных скоростях. Заряды подавляющего большинства других осколков при той же скорости различаются меньше. Этот вывод, который не противоречит другим экспериментальным результатам, легко проверить с помощью соотношения Бора $Z_{эф} = \frac{e^2}{h \cdot v} Z_{1/3}$, где Z — полное значение за-

большой разницы и в законе потери энергии (см. рис. 6, а) даже для осколков, сильно различающихся по массе и начальной энергии. Зависимость $-\frac{dE}{dR}(v)$ для легких и тяжелых осколков имеет совершенно очевидные различия. У легких осколков значительный интервал скоростей отменяется в начале трека, где удельные потери энергии на ионизацию почти постоянны. Тяжелые осколки в отличие от легких в начале трека имеют наибольший ход величины $-dE/dR$. Значения скоростей легких

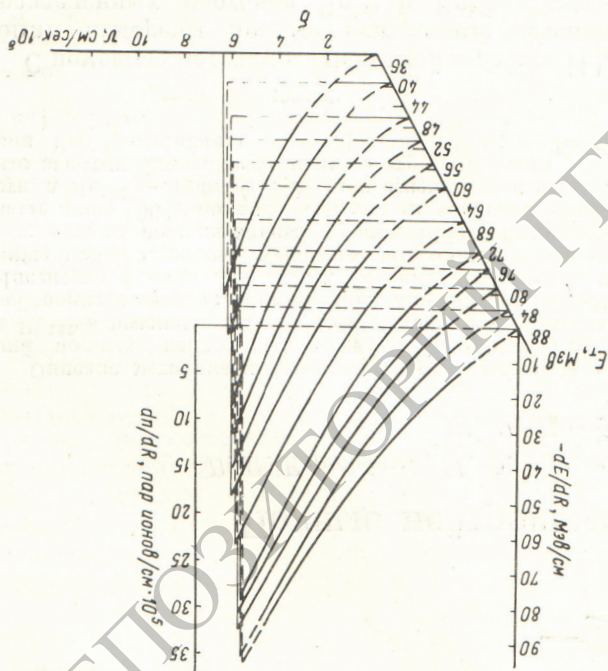
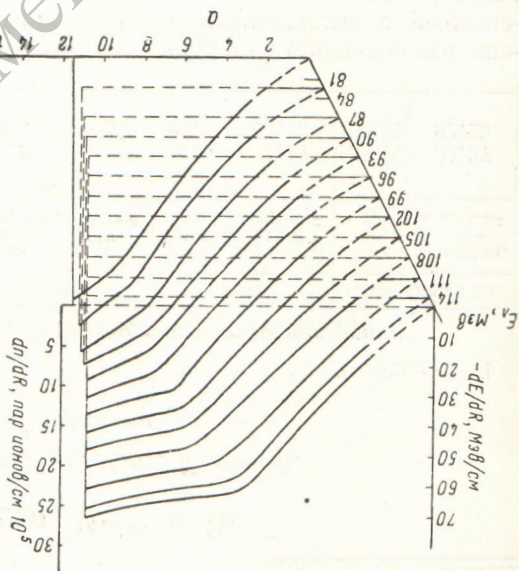


Рис. 7. Зависимость потерь энергии на единицу длины от скорости для осколков с различными значениями начальной энергии (а — легкие, б — тяжелые осколки).

осколков, при которых наблюдается излом в ходе удельных потерь энергии на ионизацию, должны разделять интервалы с различной интенсивностью изменения заряда $Z_{эф}$. Помимо этого, здесь проявляется структура аэрозольных оболочек осколка. Это заключение требует дополнительная проверка, так как согласно результатам работы [7] аффективный заряд осколков меняется линейно в зависимости от скорости.

При равных скоростях тяжелые осколки обладают большей удельной ионизацией, чем легкие. Так, осколки, характеристики которых отличаются от скорости. При равных скоростях тяжелые осколки обладают большей удельной ионизацией, чем легкие. Так, осколки, характеристики которых отличаются от скорости. При равных скоростях тяжелые осколки обладают большей удельной ионизацией, чем легкие. Так, осколки, характеристики которых отличаются от скорости.

ИНТЕРПРЕТА

1. С. В. Стародубцев, А. М. Романов. Прохождение заряженных частиц через вещество. Ташкент, Изд-во АН УзССР, 1962.

Поступила в Редакцию 21/IX 1964 г. В окончательной редакции 14/XII 1964 г.

2. N. Lassen. Phys. Rev., 70, 577 (1946); Phys. Rev., 75, 1762 (1949).
3. Ф. Насыров. «Атомная энергия», 16, 449 (1964).
4. Н. Перфилов. Докл. АН СССР, 28, 5 (1940).
5. N. Lassen. Phys. Rev., 68, 142 (1945); Phys. Rev., 69, 137 (1946).
6. N. Lassen. Kgl. danske. vid. selskab. Mat.-fys. medd., 30, 13 (1955).
7. C. Fulmer, B. Cohen. Phys. Rev., 109, 94 (1958).
8. N. Bohr. Phys. Rev., 58, 654 (1940).
9. N. Bohr. Phys. Rev., 59, 270 (1941).
10. Н. Бор. Прохождение атомных частиц через вещество. М., Изд-во иностр. лит., 1950.
11. А. А. Ростовцев и др. «Атомная энергия», 11, 58 (1961).
12. Справочник по ядерной физике. Перевод с англ. под ред. Л. А. Арцимовича. М., Физматгиз, 1963, стр. 321.



УДК 539.172.4:539.170.2

Полные нейтронные сечения Re^{185} и Re^{187}

В. П. Вертебный, М. Ф. Власов, А. Л. Кирилюк, В. В. Колотый,
Ж. И. Писанко, Н. А. Трофимова

Описана методика и приведены результаты измерений полных нейтронных сечений изотопов Re^{185} и Re^{187} в резонансной, тепловой и холодной областях нейтронного спектра, выполненных на реакторе ВВР-М Института физики АН УССР. Сечения этих изотопов ниже 0,08 эв с хорошей точностью подчиняются закону $1/v$; однако положительные уровни Re^{185} обуславливают лишь 56% полного сечения в тепловой области, а Re^{187} — лишь 3%. Анализ сечений показывает, что энергия ближайшего к нулю отрицательного уровня Re^{187} составляет 5 эв $\leq |E_0| \leq 10$ эв; у Re^{185} $|E_0| \geq 10$ эв.

С помощью методики, описанной в работе [1], были измерены полные нейтронные сечения разделенных изотопов Re^{185} и Re^{187} в резонансной и тепловой областях энергий. Измерения проводились по методу времени пролета на атомном реакторе ВВР-М Института физики АН УССР. Механический прерыватель нейтронов [2] имел ротор диаметром 208 мм с расходящейся щелью (ширина щели изменялась от 0,25 до 2,15 мм). Пролетная база составляла 18,7 м, в качестве детектора использовалась батарея борных счетчиков. Время пролета измерялось 256- и 1024-канальными анализаторами с ферритовой памятью. Сечения определялись по методу пропускания. Изотопный состав и толщина образцов представлены в табл. 1. Площадь нейтронного пучка составляла 3 мм². Помимо измерений сечений разделенных изотопов рения, были измерены также полные сечения природного рения с разрешением 0,05 мксек/м. Эти измерения проводились на пролетном расстоянии, равном 70 м, при помощи механического прерывателя диаметром 300 мм с 26 плоскими щелями шириной 0,5 мм и высотой 64 мм [3]. На рис. 1 приве-

Таблица 1

Характеристики образцов рения

Изотоп	Re^{185}		Re^{187}		Природный Re	
	состав, %	толщина, 10 ²⁰ ядер/см ²	состав, %	толщина, 10 ²⁰ ядер/см ²	состав, %	толщина, 10 ²⁰ ядер/см ²
Re^{185}	80,8	33,95	2,5	1,17	37,07	54,37
Re^{187}	19,2	8,07	97,5	45,53	62,93	92,29

дены результаты измерений прозрачности изотопов Re^{185} и Re^{187} , выполненные с разрешением 0,2 мксек/м, а на рис. 2 — прозрачности

Таблица 2

Уровни изотопов рения

Изотоп	Энергия резонанса	$2g\Gamma_n$	
		данные настоящей работы	[7]
Re^{185}	2,156±0,019	4,3±0,2	6,6±0,1
	5,93±0,02	0,24±0,04	—
	7,18±0,03	1,6±0,3	—
	11,97±0,06	0,94±0,12	0,63±0,07
	12,9±0,07	0,9±0,1	0,72±0,08
	14,74±0,09	0,94±0,15	0,65±0,07
Re^{187}	21,46±0,15*	10,3±1,6	5,3±0,3
	4,41±0,01	0,41±0,09	0,64±0,10
	11,2±0,06	3,0±0,3	1,8±0,1
	16,2±0,10	0,73±0,10	0,44±0,04
	17,7±0,1	2,3±0,3	1,32±0,14
	18,5±0,1	0,7±0,1	0,52±0,05

* Уровни не разрешены.