

С 341.38

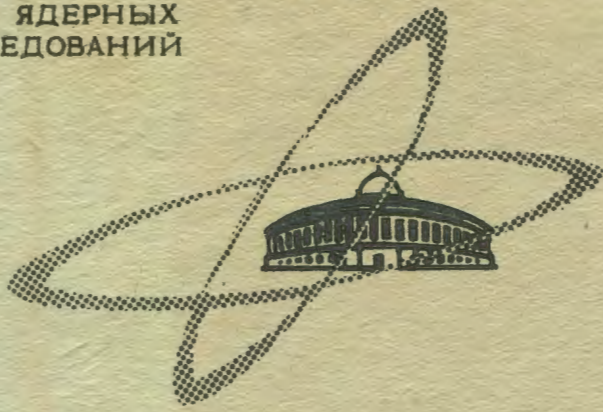
ЯФ, 1968, т. 8, в. 4,
с. 690-694

18/IV-68

К-21
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P7 - 3732



С.А.Карамян, Ф.Нормуратов, Ю.Ц.Оганесян,
Ю.Э.Пенионжкевич, Б.И.Пустыльник, Г.Н.Флеров

МАССОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ
ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ВИСМУТА И УРАНА
ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

МАССОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ
ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ВИСМУТА И УРАНА
ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

1968

Р7 - 3732

7263/1 чр.
С.А.Карамян, Ф.Нормуратов, Ю.Ц.Оганесян,
Ю.Э.Пенионжевич, Б.И.Пустыльник, Г.Н.Флеров

**МАССОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ
ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ВИСМУТА И УРАНА
ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ**

Направлено в ЯФ



Одной из основных характеристик процесса деления является распределение осколков деления по массе и заряду.

Данные характеристики экспериментально достаточно хорошо изучены только для деления ядер при низкой энергии возбуждения (спонтанное деление, деление тепловыми и быстрыми нейтронами). Однако в этом случае теоретическая трактовка полученных экспериментальных данных чрезвычайно затруднена, что связано с сильным влиянием на массовое и зарядовое распределения оболочечной структуры образующихся в процессе деления ядер-осколков.

В работе /1/ показано, что при высокой энергии возбуждения делющегося ядра массовое и зарядовое распределения могут быть рассмотрены в рамках статистического описания возбужденного ядра.

В связи с этим чрезвычайно важно экспериментальное измерение массовых и зарядовых распределений осколков деления ядер тяжелыми ионами для проверки правильности статистической теории и определения ее параметров.

Выбор бомбардирующей частицы объясняется тем, что только с помощью ускоренных тяжелых ионов можно получать компаунд-ядра с вполне определенными Z и A и с высокой энергией возбуждения (вплоть до 200 Мэв) в широком интервале значений Z^2/A .

Экспериментальных данных по делению ядер тяжелыми ионами немного (2,3,4).

Наиболее систематически изучено поведение массового распределения осколков деления в зависимости от энергии возбуждения для сравнительно легких ядер при $x < 0,7$ (3). Полученные в работе /3/ данные неплохо согласуются с теоретическими расчётами Никса /5/, однако эти

расчёты неприменимы в области $Z^2/A/(Z^2/A)_{кр} > 0,7$, а экспериментальные данные для этого случая чрезвычайно скудны.

Ввиду изложенных причин в настоящей работе были измерены массовые распределения осколков деления в реакциях $^{238}\text{U}(^{20}\text{Ne}, f)$; $^{238}\text{U}(^{40}\text{Ar}, f)$; $^{209}\text{Bi}(^{20}\text{Ne}, f)$ при различных энергиях бомбардирующих частиц.

Экспериментальная процедура измерения массовых распределений в этих реакциях была следующей:

1. На выведенном пучке ускоренных тяжелых ионов циклотрона МЗИ У-300 производилось облучение тонкого (1 мг/см^2) слоя делящегося вещества, нанесенного на толстую алюминиевую подложку, охлаждаемую водой, током ионов 2-3 мка в течение нескольких часов. Осколки деления, вылетающие из мишени в интервале углов от $\theta^\circ = 120^\circ$ до $\theta^\circ = 170^\circ$, попадали на алюминиевый сборник толщиной 20 мк.

2. После окончания облучения сборник с накопленной активностью осколков деления подвергался химической обработке для выделения элементов группы редких земель и иттрия. Химическое выделение занимало время не более одного часа.

3. γ -радиоактивность полученного таким образом источника измерялась с помощью полупроводникового спектрометра γ -лучей, собранного на основе Ge(Li) - дрейфового коаксиального детектора объемом 8 см^3 . Энергетическое разрешение спектрометра составляло 5,5 Кэв и слабо зависело от энергии γ -квантов. γ -спектр регистрировался с помощью многоканального амплитудного анализатора Аи-4096.

4. Полученный γ -спектр редкоземельных элементов - продуктов деления в энергетическом интервале 100-2000 Кэв обрабатывался с целью идентификации пиков и определения их интенсивности. По интенсивности γ -линии того или иного изотопа с введением поправок на эффективность Ge(Li) - детектора, на эффективность временного режима облучения - обсчёт, на выход γ -лучей для одного акта распада данного изотопа и на геометрическую эффективность сбора осколков разной массы в процессе облучения рассчитывался выход этого изотопа в реакции деления и относительных единицах. Обрабатываемый спектр γ -лучей, был, как правило, достаточно сложным из-за присутствия в источниках большого количества радиоизотопов, поэтому ряд слабых

линий этих изотопов не проявлялся в спектрах, а в некоторых случаях происходило наложение близких по энергии линий.

В таблице 1 приведены изотопы, выход которых определялся для построения массового распределения. Выбор этих изотопов объясняется удобным для измерения периодом полураспада, наличием, как минимум, одной интенсивной γ -линии с хорошо известным абсолютным выходом на акт распада изотопа, достаточным для измерения выходом изотопа по зарядовому распределению.

Изложенная методика измерения выходов выбранных нами изотопов была достаточно надежной и давала точность получаемых результатов не хуже 15%, в которую входит статистическая неточность определения интенсивности γ -линии и неточность табличных данных о периоде полураспада изотопа и об абсолютном выходе γ -квантов на акт распада /6/.

Для построения массового распределения осколков деления на основе измеренных выходов избранных изотопов требовались сведения о зарядовом распределении осколков.

Ввиду отсутствия экспериментальных данных о зарядовом распределении были приняты обычные в этом случае предположения.

1. Массовое распределение является гладкой функцией массы осколка.

2. Для каждой массы A_i существует значение $Z_p(A_i)$, для которого выход изобара максимален, выход же изобаров с Z_i , отличным от Z_p , описывается функцией Гаусса $W(Z - Z_p) = \frac{1}{\sqrt{\pi C}} e^{-\frac{(Z - Z_p)^2}{C}}$, где константа C универсальна для всех масс.

3. Зависимость величины Z_p от A_i является гладкой функцией и рассчитывается по одной из трех моделей.

а) гипотеза равного смещения зарядов $Z_p(A) = \frac{Z_0}{2} + \frac{Z_{A_i} - Z_{A_i^*}}{2}$

где величины рассчитываются с помощью формулы Вайцеккера в варианте Грина /7/;

б) гипотеза пропорциональности заряда массе;

в) гипотеза распределения заряда из условия минимума потенциальной энергии формирующихся осколков в момент разделения ядра /1/.

4. Из осколков испаряются нейтроны в количестве, пропорциональном массе осколка

$$\nu_t = \frac{\nu}{A_C} A_t$$

На основании этих предположений производилось конструирование массового распределения из измеренных выходов изотопов.

С помощью электронно-счётной машины методом наименьших квадратов производился подбор параметров ν и C в какой-либо гипотезе о функции $Z_p(A_f)$, дающих наименьшее отклонение экспериментальных точек на массовом распределении от некоторой плавной кривой, проходящей между этими точками. В процессе работы стало ясно, что данная плавная кривая может быть удачно описана гауссовской функцией, характеризующейся одним параметром ширины σ^2 , что согласуется с экспериментальными данными о виде массовых распределений осколков деления в реакциях с тяжелыми ионами ^{2,3,4}.

$$w(A) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(A_f - A_C/2)^2}{4\sigma^2}}$$

В данном подходе наилучшее самосогласование экспериментальных точек свидетельствует о том, что полученное массовое распределение близко к истинному, разумеется, при условии, что подбираемые параметры принимают при этом разумные значения.

В таблице 2 приведены результаты, полученные при обработке массовых распределений описанным способом. Оказалось, что значения ширины данного массового распределения получаются близкими в разных гипотезах о зарядовом распределении. Самосогласование точек получается наилучшим в гипотезе о том, что заряд Z_p пропорционален массе, а в случае двух других гипотез средние квадраты отклонения точек от плавной кривой не сильно различаются между собой, и значительно меньше, чем в первом случае. Разумеется, параметры ν и C в гипотезе о пропорциональности заряда массе сильно отличаются от ν и C из двух других гипотез.

Если рассмотреть все массовые распределения, то наилучшей является гипотеза распределения заряда из условия минимума потенциальной энергии (рис. 1). Поэтому в дальнейшем будут обсуждаться ширины массового распределения (σ^2) и параметры C и ν , полученные при обработке

массового распределения в последней гипотезе о функции $Z_p(A_f)$.

На рисунке (2) представлены массовые распределения осколков деления в реакции $^{238}\text{U} (^{20}\text{Ne}, f)$ при трех значениях энергии возбуждения делящегося ядра, на рисунке (3) даны массовые распределения в реакциях $^{238}\text{U} (^{40}\text{Ar}, f)$ при двух значениях энергии частиц.

Из рисунков видно, что массовое распределение сильно уширяется с увеличением энергии возбуждения и Z^2/A делящегося ядра.

Расчёт показал, что σ^2 с увеличением энергии возбуждения увеличивается более резко, чем $\sigma = T$, в отличие от массового распределения осколков деления ядер при $Z^2/A / (Z^2/A)_{кр} < 0,7$.

На рис. 4 представлена зависимость ширины массового распределения (σ^2) от параметра Z^2/A при энергии возбуждения $E^* = 110$ МэВ. Наблюдается резкое уширение массового распределения при $Z^2/A > 38$. Константа C зарядового распределения также увеличивается с ростом энергии возбуждения, причём более слабо, чем $C = T$. В то же время константы C в реакциях $^{238}\text{U} (^{20}\text{Ne}, f)$ и $^{238}\text{U} (^{40}\text{Ar}, f)$ не сильно отличаются друг от друга, но значительно превышают значения для C , полученные при делении ядер с $Z^2/A < 38$.

Полученные данные свидетельствуют о необходимости дальнейшего теоретического и экспериментального изучения массовых распределений осколков сильно возбужденных ядер в районе

$$Z^2/A / (Z^2/A)_{кр} > 0,7$$

Авторы благодарны А.М. Сухову и Б.В. Фефилову за разработку электронной части полупроводникового спектрометра γ -лучей, а также А.Г. Пилькову за помощь в проведении экспериментов, и Н.С. Мальцевой за проведение химических операций.

Л и т е р а т у р а

1. Г.А. Пик-Пичак, В.М. Струтинский. Физика деления ядер, Госатомиздат, Москва, 12, 1962.
2. I. Zvara, Proceedings of the Third Conference on Reaction between Complex Nuclei University of California, Press, 389 (1963).

3. F.Plasil, D.S.Burnett, H.C.Britt, S.G.Thompson, *Phys. Rev.*, 142, 696 (1966).
4. H.M.Blann, *Phys. Rev.*, 123, 1356 (1961).
5. I.R.Nix, W.I.Swiatecki, *Nucl. Phys.*, 71, 1 (1965).
6. C.M.Lederer, I.M.Hollander, I.Perlman, *Table of Isotopes, Sixth Edition* John Willy Sons, Inc. New York, London, Sidney (1967).
7. A.E.S.Green, *Phys. Rev.*, 95, 1006 (1954).

Рукопись поступила в издательский отдел
22 февраля 1968 года.

Таблица 1. Список изотопов, выход которых измерялся в данной работе.

Изотоп	Период полураспада в час	Энергия используемых γ -линий в кэВ	Выход γ -квантов данной энергии на акт распада изотопа в %
$^{89}\text{Y}^{91}$	0,83	551	95
$^{89}\text{Y}^{92}$	3,53	934	14
$^{89}\text{Y}^{93}$	10,3	940	2,3
$^{89}\text{Pr}^{138}$	2,1	790	100
$^{87}\text{La}^{140}$	40,2	1040 1597	96
$^{87}\text{La}^{142}$	1,35	650	48
$^{88}\text{Ce}^{143}$	33	293	46
$^{60}\text{Nd}^{149}$	1,9	114	18
$^{61}\text{Pm}^{150}$	2,7	334	71
$^{62}\text{Sm}^{153}$	47	103	28
$^{62}\text{Sm}^{155}$	0,4	104	73
$^{66}\text{Dy}^{167}$	8,1	326	91
$^{68}\text{Er}^{161}$	3,1	826	63
$^{69}\text{Tm}^{166}$	7,7	780	32
$^{68}\text{Er}^{171}$	7,52	305	63

Таблица 2. Результаты обработки измеренных массовых распределений.

Реакция	E_p (МэВ)	z^2/A	E^* (МэВ)	$\langle G^2 \rangle$	ν	$\langle C \rangle$
$Bi^{209}(Ne^{20}, f)$	200	37.7	100	710	10.8	0.56
$U^{238}(Ne^{20}, f)$	200	40.5	120	2280	12.6	3.35
	180	40.5	95	1660	11.5	2.92
	130	40.5	65	1130	8.9	2.72
$U^{238}(Ar^{40}, f)$	300	43.5	110	2790	13.3	3.0
	250	43.5	75	1980	10.6	2.9

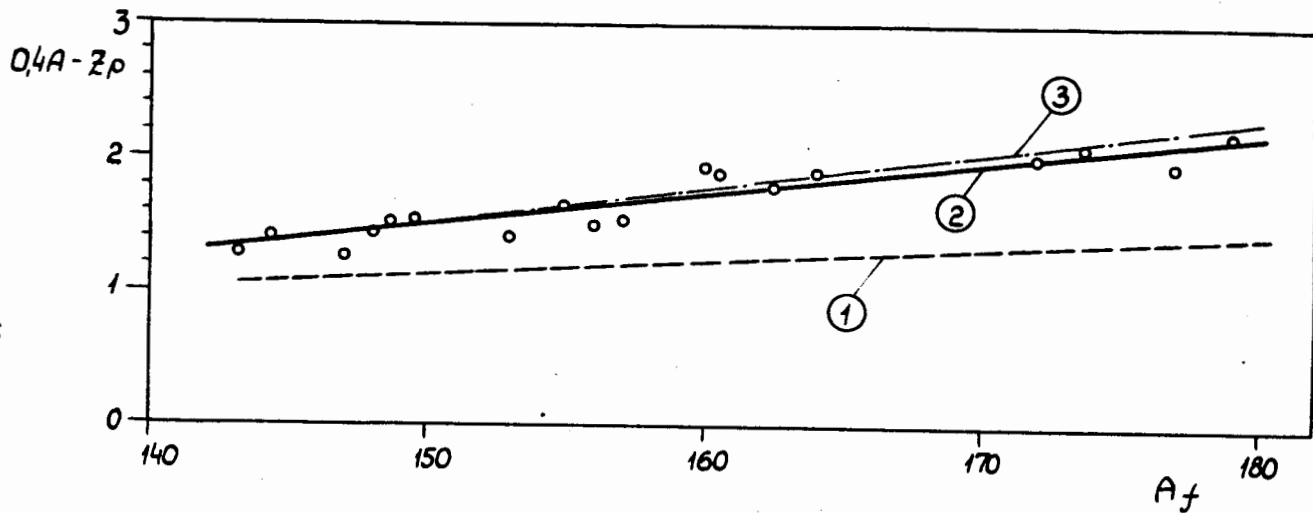


Рис. 1. Зависимость $Z_p(A)$ для реакции $^{238}U(^{30}Ne, f)$.
 1. Гипотеза о пропорциональности заряда массе осколка. 2. Гипотеза равного смещения заряда. 3. Гипотеза о распределении заряда согласно минимуму потенциальной энергии формирующихся при разделении осколков. Точки - экспериментальные данные.

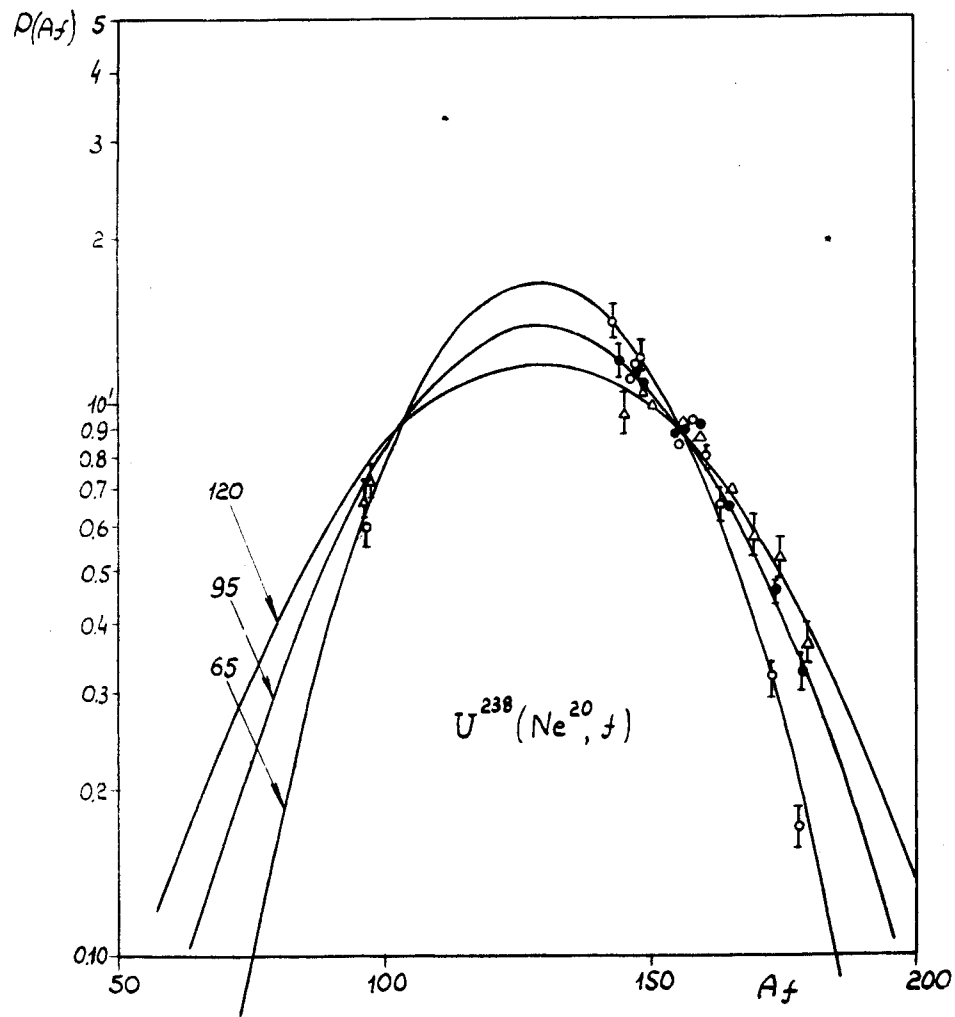


Рис. 2. Массовые распределения осколков деления в реакции $^{238}\text{U} (^{20}\text{Ne}, f)$ при трех значениях энергии бомбардирующих частиц.

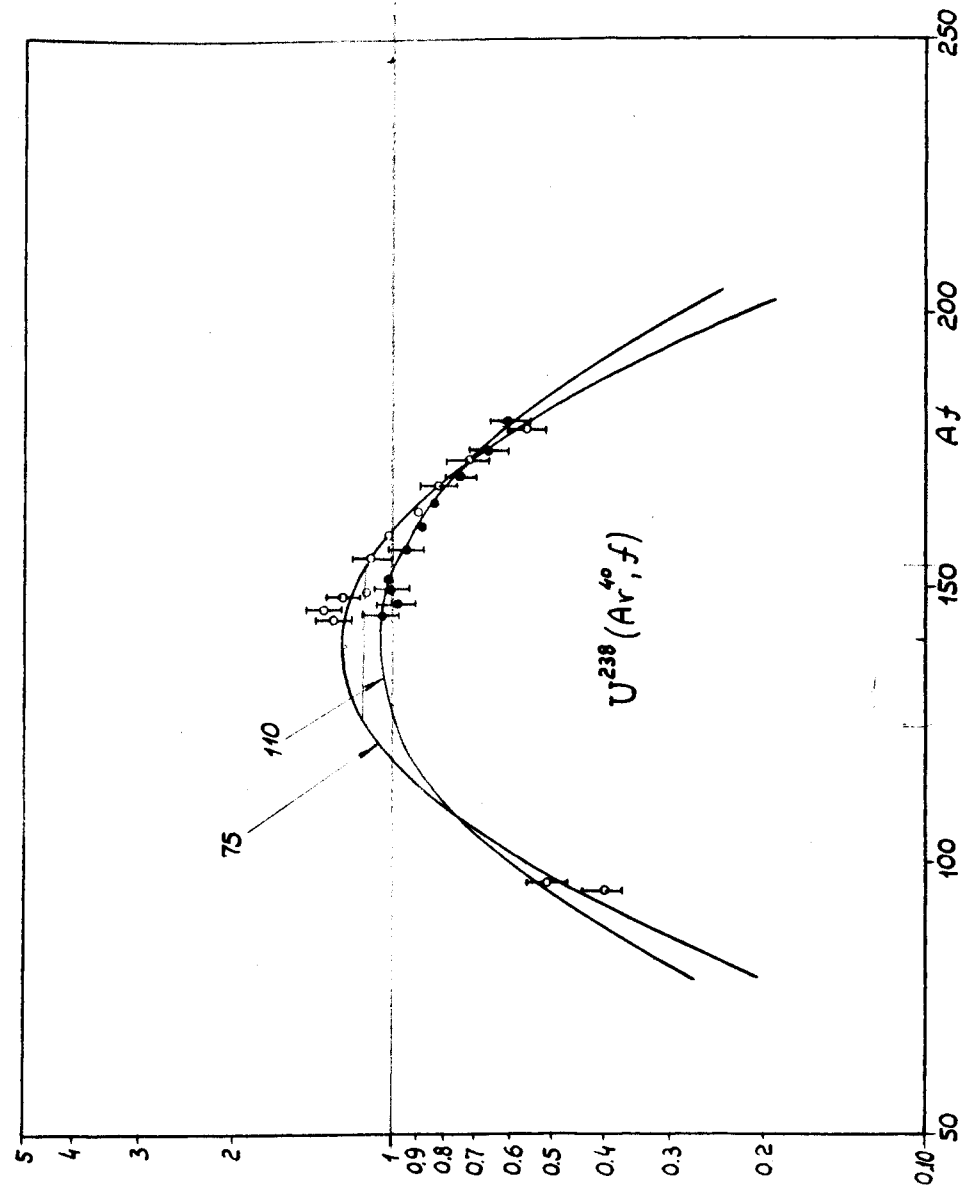


Рис. 3. Массовые распределения осколков деления в реакции $^{238}\text{U} (^{40}\text{Ar}, f)$ при двух значениях энергии ионов Ar.

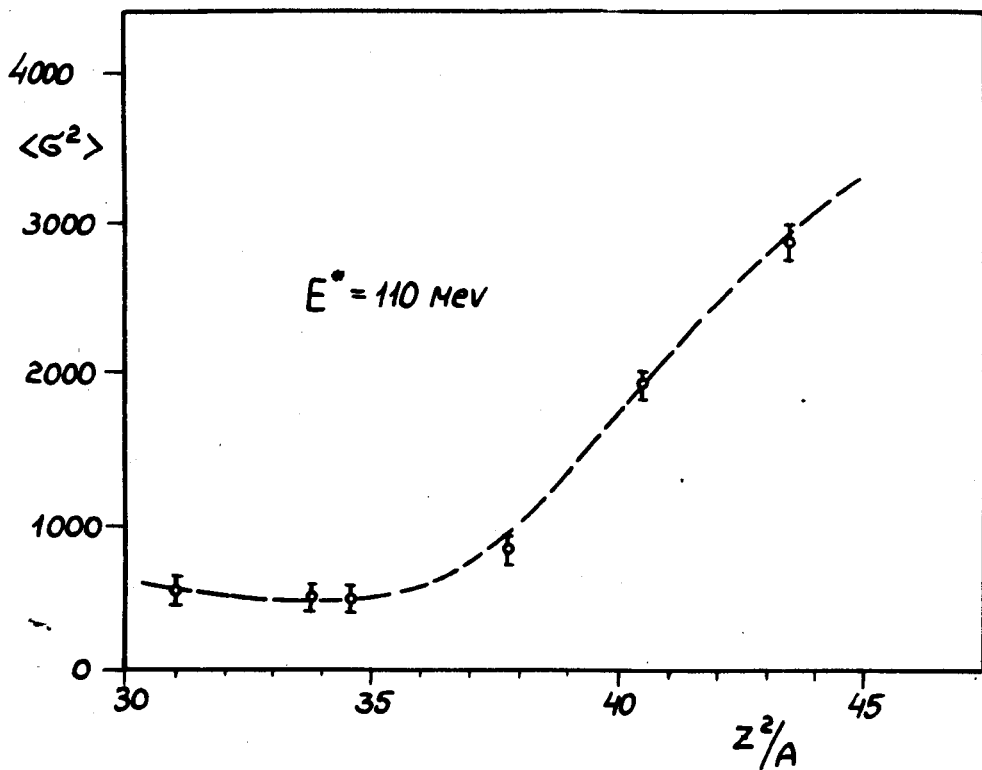


Рис. 4. Зависимость ширины массового распределения (σ^2) от параметра Z^2/A при энергии возбуждения делящихся ядер $E^* = 110 \text{ Мэв}$.