

C 343 e 1

0-361

10/1x-73

33 02/2-73

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



P7 - 7327

Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, Нгуен Так Ань,  
А.Адамек, Нго Куок Быу, Нгуен Монг Шинь

МАССОВЫЕ И ЗАРЯДОВЫЕ  
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ В РЕАКЦИЯХ  
С УСКОРЕННЫМИ ИОНАМИ  $kr$  И  $Xe$

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

P7 - 7327

Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, Нгуен Так Ань,  
А.Адамек, Нго Куок Быу, Нгуен Монг Шинь

**МАССОВЫЕ И ЗАРЯДОВЫЕ  
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ В РЕАКЦИЯХ  
С УСКОРЕННЫМИ ИОНАМИ Kr И Xe**

*Направлено в ЯФ*

После получения пучков ускоренных тяжелых ионов с  $A \leq 40$  был проведен целый ряд исследований деления тяжелых возбужденных ядер в широком диапазоне параметра делимости  $30 < Z^2/A < 43,5$ . В настоящее время имеется большое количество экспериментальных данных, характеризующих процесс деления тяжелого возбужденного ядра, образующегося в реакции слияния тяжелого иона с ядром мишени: измерены угловые распределения и спектры кинетических энергий, а также массовые и зарядовые распределения осколков деления [1-4]. В работах [3,4] было показано, что с ростом параметра делимости составного ядра наблюдается увеличение массовой и зарядовой дисперсии осколков деления, что в свою очередь открывает новые возможности для синтеза нейтроноизбыточных изотопов вплоть до  $Z = 80-83$ . На это обстоятельство было обращено также особое внимание в связи с проблемой синтеза сверхтяжелых элементов [5]. Известно, что традиционный метод синтеза трансформивных элементов, основанный на слиянии двух взаимодействующих ядер с образованием возбужденного составного ядра и последующего испарения нейтронов, в данном случае имеет ограниченные возможности вследствие того, что образующееся сверхтяжелое ядро обладает большим дефицитом нейтронов. Рассматривая реакции деления как метод синтеза сверхтяжелых элементов, в работе [6] было показано, что при взаимодействии ядер урана с ускоренными ионами ксенона или урана можно получать ядра вблизи вершины области стабильности  $Z = 114$  и  $N = 184$ . Вместе с тем оценки вероятности образования сверхтяжелых ядер в реакциях деления были сделаны в предположении, что механизм деления существенно не меняется при переходе в область более тяжелых

ядер. Однако известно, что при  $\frac{E_{\text{вх}}}{A} > 45$  киллокапельный барьер деления практически отсутствует и стабильность ядер относительно деления целиком обусловлена оболочечной поправкой в энергии деформации ядра. Поэтому с ростом энергии возбуждения ядра высота барьера существенно меняется и это в свою очередь может изменить механизм деления ядра (например, соотношение вероятностей двойного и тройного деления, энергии возбуждения осколков, энергетические закономерности в процессе деления и т.д.).

С другой стороны, если в реакциях с относительно легкими ионами  $A \leq 40$  слияние с образованием составного ядра было одним из доминирующих процессов взаимодействующих ядер, то при переходе к более тяжелым ионам  $A > 80$ , как было показано в работах [7,8], может возникнуть ряд факторов, препятствующих образованию составного ядра и тем самым сильно затрудняющих исследование деления сверхтяжелых ядер.

Первые данные по делению тяжелых ядер, образующихся под действием ионов  $^{84}\text{Kr}$ , были получены в работах [9,10]. В этих экспериментах найдена лишь верхняя граница ( $< 10$  мбар) образования осколков при облучении  $\text{Bi}$ ,  $\text{Th}$ ,  $\text{U}$  ионами криптона с энергией 350-370 Мэв в системе центра масс. Сравнивая эти данные с сечением образования составных ядер с  $A < 250$ , полученных также в реакциях с ионами  $\text{Kr}$ , авторы пришли к выводу о том, что практически невозможно достигнуть полного слияния при взаимодействии ионов криптона с вольфрамом и ураном. Если характер реакций, приводящий к делению такого ядра, столь сильно меняется при переходе от  $\text{Ar}$  к  $\text{Kr}$ , то это еще в большей степени должно иметь место в реакции  $^{238}\text{U} + ^{136}\text{Xe}$ , которая может быть использована

для синтеза сверхтяжелых ядер. Поэтому нами был проведен ряд экспериментов по изучению образования продуктов ядерных реакций при взаимодействии ускоренных ионов  $^{84}\text{Kr}$   $^{136}\text{Xe}$  с ядрами  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{238}\text{U}$ .

### ПОСТАНОВКА ОПЫТА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Представляется интересным провести сравнение механизма деления тяжелого возбужденного ядра, полученного двумя способами в реакции с ионами  $A < 40$  и в реакциях, где в качестве бомбардирующих частиц используются такие тяжелые ионы как  $\text{Kr}$ ,  $\text{Xe}$ . Поскольку наиболее тяжелое ядро, деление которого хорошо было изучено, имеет  $^{278}\text{110}$  ( $Z/A = 43,5$ ), образующийся в реакции  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ , мы выбрали для исследования реакции  $^{181}\text{Ta} + ^{84}\text{Kr}$ , где в случае слияния образуются ядра  $^{109}\text{269}$  ( $Z/A = 44,2$ ). Для реакции  $^{181}\text{Ta} + ^{84}\text{Kr}$  измерялось массовое и изотопное распределение осколков, которое сравнивалось с тем, что было получено ранее для ядра  $^{110}\text{278}$  в реакции  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ . Для этих целей использовалась толстая мишень из Ta, которая подвергалась длительному облучению на внутреннем пучке тандем-циклотрона ионами  $^{84}\text{Kr} + 19$  с интенсивностью  $5 \cdot 10^9$  част/сек. (см. табл. I). После облучения из танталовой мишени выделялись с помощью радиохимических методов различные элементы-продукты ядерных реакций. Идентификация изотопов производилась при помощи измерения их гамма-спектров и периода полураспада [II]. Чувствительность методики позволяла надежно идентифицировать данный изотоп, если сечение его образования превышало  $10^{-31}$  см<sup>2</sup> и период его полураспада находился в пределах 1 час  $\leq T_{1/2} \leq 100$  дней.

Ввиду того, что, как было показано в работах [12, 13], о ростом массы бомбардирующей частицы резко возрастает сечение реакции передачи, радиохимическая методика предусматривала выделение продуктов реакций, масса которых отстоит от массы мишени не менее чем на 20 массовых единиц [13]. На рис. 1 представлено изотопное распределение редкоземельных элементов, образовавшихся в реакции  $^{181}\text{Ta} + ^{84}\text{Kr}$ . На эту же кривую нанесены экспериментальные точки, полученные ранее в реакции  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ . В обоих случаях энергия возбуждения начального ядра оставляет 80 Мэв. Для построения изотопного распределения начальных масс осколков в обоих случаях ( $^{181}\text{Ta} + ^{84}\text{Kr}$  и  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ ) использовалось обычное для реакции деления предположение о зависимости наиболее вероятной массы от заряда осколков [4]. Подобные изотопные распределения были получены в области как легких, так и в области тяжелых масс ядер ( $60 < A_2 < 210$ ). Массовое распределение осколков представлено на рис. 2. Как видно из рис. 1 и 2, массовые и изотопные распределения для двух исследуемых реакций совпадают в пределах точности эксперимента. По интегральному выходу масс ядер можно оценить сечение образования делящегося ядра, которое для реакции  $^{181}\text{Ta} + ^{84}\text{Kr}$  составляет около 350 мбарн при энергии ионов криптона 550 Мэв в л.б. системе координат.

Выше рассматривались реакции, в которых образуются ядра вблизи  $A \sim 270$ . Для исследования массового и изотопных распределений более тяжелых ядер нами изучалась реакция  $^{181}\text{Ta} + ^{186}\text{Xe}$ . Выбор в качестве мишени  $^{181}\text{Ta}$  обусловлен его высоким барьером деления ( $E_f \sim 30$  Мэв). Этим в значительной степени исключался фон от деления ядер, образовавшихся в реакции передачи. Изотопное

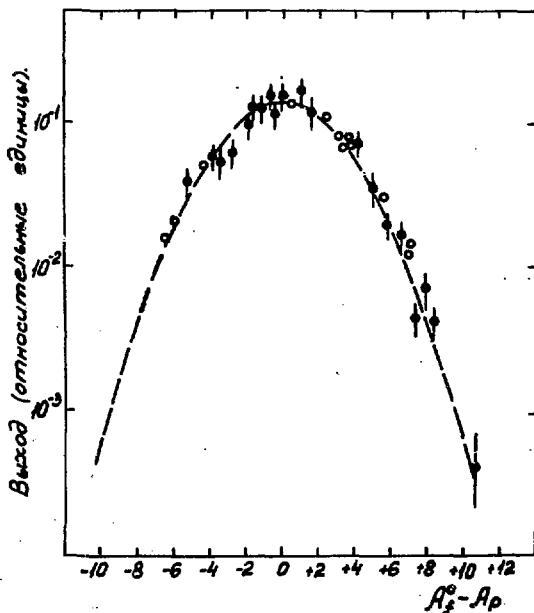


Рис. I.

Изотопное распределение редкоземельных элементов в реакции  $^{181}\text{Ta} + ^{84}\text{Kr}$  (черные точки) и  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$  (светлые точки).

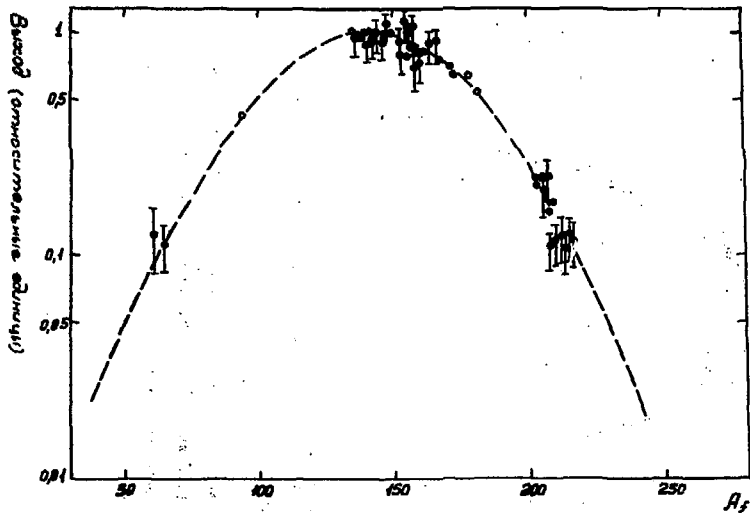


Рис.2.

Массовые распределения осколков деления до испарения нейтронов в реакции  $^{181}\text{Ta} + ^{84}\text{Kr}$  (черные точки) и  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$  (светлые точки). В обоих случаях энергия возбуждения составного ядра составляет 80 МэВ.



распределение для редкоземельных элементов и золота представлено на рис. 3. Массовое распределение осколков для реакции  $^{181}\text{Ta} + ^{136}\text{Xe}$  дается на рис. 4. Как видно на рис. 3, 4, кривые имеют вид статистических распределений; ширина кривых и положение максимума находится в хорошем согласии с тем, что можно ожидать в предположении о делении составного ядра (или составной системы), образующегося в реакции полного слияния  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{136}\text{Xe}$ . Следует отметить, что выходы осколков с массой  $> 220$  ( $\text{Ra}^{223}$ ,  $\text{Ac}^{225}$ ), измеренные В. Щеголевым и М. Юссуа [14], оказываются существенно меньше того, что можно было ожидать из массового распределения осколков. Это может быть объяснено нестабильностью столь тяжелых ядер по отношению к делению. Этот механизм исследовался ранее в реакциях с ионами  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{40}\text{Ar}$  и был назван каскадным делением [15]. Поэтому для получения массового распределения в области  $A > 200$  необходимо ввести коррекцию в выходе тяжелых осколков, с учетом их делимости. К сожалению это представляет определенные трудности в связи с неопределенностью в определении  $\Gamma_{\text{д}}$  для нейтроноизбыточных ядер в этой области масс и требует введения определенных предположений относительно спектра энергии возбуждения делящихся начальных осколков. Оценка образования делящегося ядра в реакции  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{136}\text{Xe}$  при энергии ксенона 840 МэВ, оцененное по интегральному выходу масс ядер в массовом распределении, составляет  $\sim 150$  мбарн.

С точки зрения синтеза сверхтяжелых элементов определенный интерес представляет вопрос о том, каким образом соотношение нейтронов и протонов в конечных продуктах связано с этим соотношением в начальном ядре. Это было исследовано

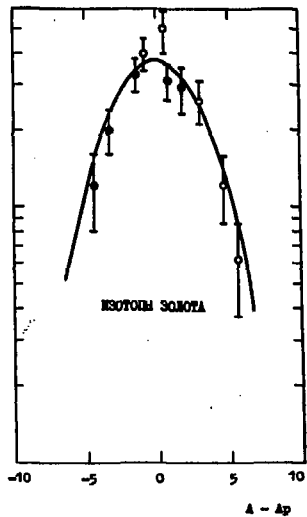
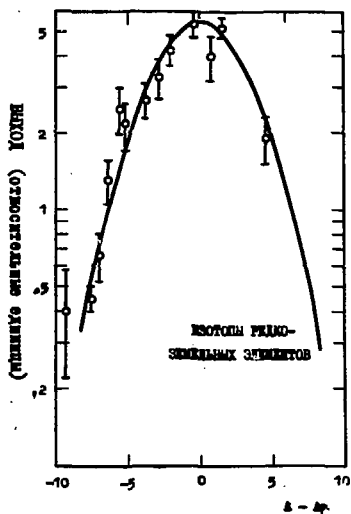


Рис.3. Изотопные распределения осколков деления, полученные при облучении  $^{181}\text{Ta}$  ионами  $^{136}\text{Xe}$ . (черные точки на изотопном распределении золота соответствуют реакции  $^{238}\text{U} + ^{136}\text{Xe}$ ).

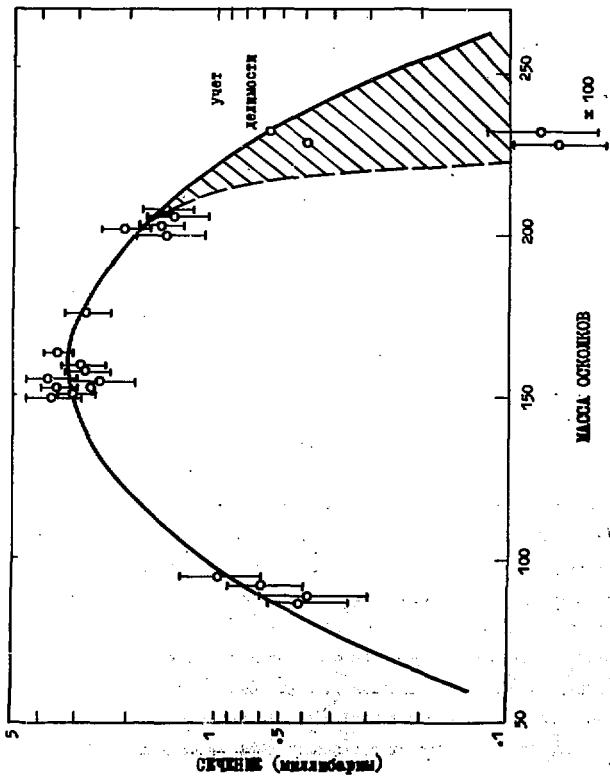


Рис. 4. Массовое распределение осколков деления до испарения нейтронов в реакции  $^{181}\text{Ta} + ^{136}\text{Xe}$ .

на изотопах золота для двух реакций:  $^{238}\text{U} + ^{139}\text{Xe}$  и  $^{238}\text{U} + ^{136}\text{Xe}$ . Результат опытов представлен на рис. 5, откуда следует, что при переходе от  $^{136}\text{Xe}$  к  $^{129}\text{Xe}$  изотопное распределение золота сдвигается примерно на 3 массовых единицы, что можно ожидать для реакции деления. Результаты опытов представлены также в таблице I.

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Таким образом экспериментальные данные, полученные в настоящей работе, а также в предыдущих работах [12,13] свидетельствуют о том, что по мере увеличения массы бомбардирующего иона существенно возрастает сечение реакций передачи, что приводит к увеличению выхода продуктов вблизи значения масс взаимодействующих ядер. Вместе с тем в определенной доле случаев (с сечением 0,1 - 0,3 барна) наблюдается образование ядер, продукты распада которых имеют распределение по массе и заряду близкие к тому, что можно было ожидать при полном слиянии взаимодействующих ядер с последующим делением возбужденного составного ядра на два осколка. Следует отметить, что в этом случае сам процесс образования составного ядра, так же как и термин "составное ядро", может отличаться от того, что обычно имеет место для более легких ядер, распадавшихся путем испарения нейтронов. Вместе с тем здесь рассматривается лишь один канал распада - деление на два осколка и полученные массовые и зарядовые распределения оказываются близкими к тому, что можно ожидать в предположении о делении классического составного ядра. Однако для более детального исследования свойств делящейся составной системы и сопоставления их со свойствами составного ядра необходимо

Таблица I

Реакция	Энергия ионов (Мэв)	Полный поток ионов (частицы)	$Z^2/A$	Область исследо- ванных масс ядер	Средняя энергия возбужде- ния для ионы сис- темы (Мэв)	Ширина изотопно- го распре- деления (массовые единицы)	Ширина массового распре- деления (массовые единицы)
$^{181}\text{Ta} + ^{84}\text{Kr}$	550	$1,2 \cdot 10^{15}$	44,8	59-62 132-151 194-206	85	6,6 7,3 6,9	91
$^{181}\text{Ta} + ^{136}\text{Xe}$	840	$1,0 \cdot 10^{15}$	50,9	86-90 146-160 193-199 223-225	50	- 7,9 7,0 -	89
$^{238}\text{U} + ^{129}\text{Xe}$	950	$2,5 \cdot 10^{14}$	58,1	194-199	80	8,5	-
$^{238}\text{U} + ^{136}\text{Xe}$	840	$1,0 \cdot 10^{15}$	57,0	193-199	25	7,4	-100

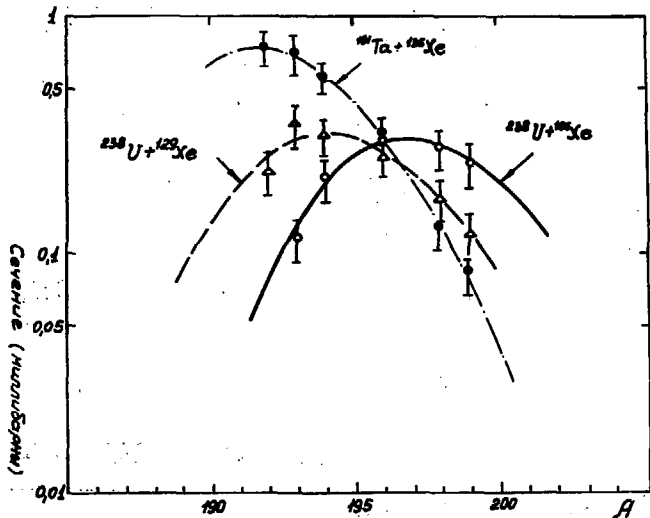


Рис. 5. Изотопные распределения золота, образующегося в качестве конечного продукта в реакциях  $^{181}\text{Ta} + ^{136}\text{Xe}$ ,  $^{238}\text{U} + ^{136}\text{Xe}$  и  $^{238}\text{U} + ^{129}\text{Xe}$ . Энергия возбуждения деформирующейся составной системы  $\sim 30$  Мэв.

провести опытно изучению различных характеристик этой системы (спектры кинетических энергий продуктов, угловое распределение, энергии возбуждения и др.), что должно явиться предметом последующих исследований.

Для всех исследуемых нами реакций преобладающим является деление на два осколка, что непосредственно следует из анализа массовых распределений. По нашим оценкам отношение сечения мгновенного тройного деления ядер к двойному  $\frac{\sigma_{тр}}{\sigma_{дв}} < 0,1$ , что находится в некотором противоречии теоретическим расчетами, выполненными в работе [16] согласно которым для тяжелых возбужденных ядер с  $Z > 100$  преимущественным способом распада будет деление ядра на три осколка.

Из данных, представленных на рис.6, видно, что с увеличением массы бомбардирующего ядра или с увеличением параметра долиности ширина массового и изотопного распределения увеличивается, достигая значительной величины. Это - важное обстоятельство при анализе возможностей синтеза нейтронноизбыточных ядер. Так, например, согласно нашим данным, ширина изотопной кривой ядер золота при облучении  $^{238}\text{U}$  яонами ксенона составляет 15-20 массовых единиц. Отсюда можно сделать вывод о том, что эта реакция может быть успешно использована для синтеза новых изотопов золота вплоть до  $^{210}\text{Au}$ . Результаты настоящей работы позволяют провести более корректные оценки образования сверхтяжелых ядер в реакции  $^{238}\text{U} + ^{136}\text{Xe}$ . Для изотопов с  $Z = 110-114$  и  $N = 184$ , образовавшихся в качестве продуктов деления этой реакции, можно ожидать сечение их образования в возбужденном состоянии  $10^{-30} - 10^{-31} \text{ см}^2$ , что находится в согласии с оценками, полученными ранее в работе [6]. Вероятность получения сверхтяжелых ядер в основном состоянии

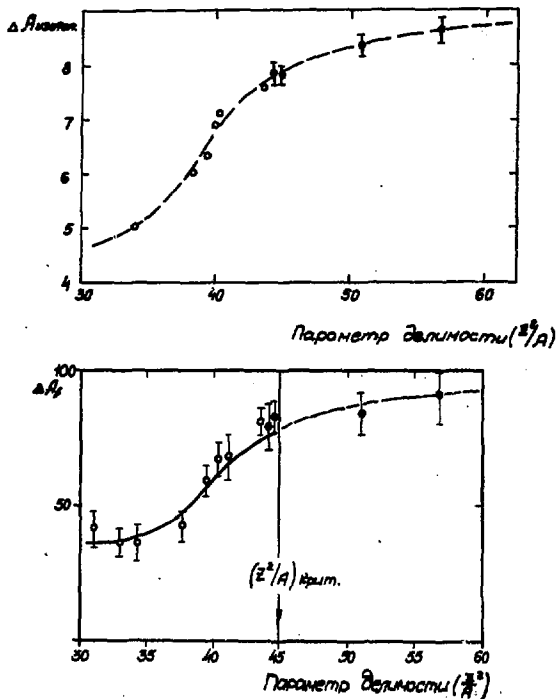


Рис. 6. Зависимость ширины изотопного распределения (верхний рисунок) и массового распределения (нижний рисунок) от параметра делимости делящегося составного ядра (составной системы). Светлые точки - данные работы [3,4], черные точки - данные настоящей работы.



будет определяться конкуренцией между испарением нейтронов и делением возбужденного тяжелого осколка, которая в свою очередь является функцией как энергии возбуждения, так и деформации ядер. Однако выполнение количественных оценок вероятности образования сверхтяжелых ядер в основном состоянии представляет определенную трудность в связи с недостатком экспериментальных данных.

Авторы выражают признательность академику Г.Н.Флерову за постоянный интерес к работе и ценные советы и замечания в процессе ее выполнения. Авторы благодарны также К.А.Гаврилову, Ким Де Ену и В.С.Короткину за помощь в радиохимическом разделении некоторых продуктов ядерных реакций, Д.М.Надкарки за помощь в обработке экспериментальных результатов и группе эксплуатации тандем-циклотрона за полученные достаточно интенсивные пучки ионов криптона и ксенона.

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 июля 1973 года.