

INDSWG-72

English Translation follows on from  
Russian version

INDC(CCP)\*009  
INDC(IAE)\*015U



IAEA  
NUCLEAR DATA UNIT  
MASTER COPY

**ДЕЛЕНИЕ УРАНА-238  
ПРИ КВАДРУПОЛЬНОМ ПОГЛОЩЕНИИ  
ГАММА-КВАНТОВ**

*А. С. СОЛДАТОВ и Г. Н. СМИРЕНКИН*

**ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**

**г. Обнинск**

*С. П. КАПИЦА и М. Ю. ЦИПЕНЮК*

**ИНСТИТУТ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ АН СССР**

**им. С. И. ВАВИЛОВА**

**г. Москва**

**№ 1**

**1965**

INDSWG-72

**ДЕЛЕНИЕ  $U^{238}$  ПРИ КВАДРУПОЛЬНОМ ПОГЛОЩЕНИИ  
ГАММА-КВАНТОВ**

• А.С. Солдатов и Г.Н. Смиренин

**ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**

г. Обнинск

С.П. Капица и М.Ю. Циненюк

**ИНСТИТУТ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ АН СССР**

им. С.И. ВАВИЛОВА,

г. Москва.

При делении вблизи порога почти вся начальная энергия возбуждения уходит на создание деформации, так что делящееся ядро в седловой точке становится "холодным". О Бор [1] предположил, что охлажденное ядро в переходном состоянии обладает системой дискретных энергетических уровней /каналов деления/, подобной той, которая наблюдается у ядер равновесной формы при низких энергиях возбуждения. Гамма-кванты с энергией 5-7 Мэв, сравнимой с высотой барьера деления, являются весьма удобным средством для изучения дискретной структуры уровней в седловой точке. При таких энергиях  $\gamma$ -кванты испытывают лишь дипольное и квадрупольное поглощение, которое в случае чётно-чётных ядер-мишеней приводит к образованию составных ядер только в двух возможных спиновых состояниях  $1^-$  и  $2^+$ , соответственно. Если деление происходит через наиболее низкие состояния в седловой точке с проекцией полного углового момента ядра на ось симметрии  $K=0$ , то парциальные сечения деления дипольными и квадрупольными квантами легко различить по форме углового распределения осколков:  $\sigma_{1^-}(\vartheta) \sim \sin^2 \vartheta$ ,  $\sigma_{2^+}(\vartheta) \sim \sin^2 2\vartheta$ . Поскольку длина волны  $\gamma$ -квантов рассматриваемых энергии существенно больше радиуса ядра, следует ожидать, что сечение поглощения квадрупольных квантов будет значительно меньше сечения поглощения дипольных квантов. Однако, если расстояние между нижними каналами  $2^+$  и  $1^-$  достаточно велико, и энергия  $\gamma$ -квантов ниже высоты барьера для канала  $1^-$ , то благодаря фактору проницаемости вероятность деления дипольными квантами будет подавлена настолько, что вклад сечения квадрупольного фотоделения станет вполне заметным [2,3].

Впервые экспериментальные указания на существование в угловом распределении осколков квадрупольной компоненты были получены при фотоделении  $U^{238}$   $\gamma$ -квантами тормозного излучения с максимальной энергией  $E_m = 9,4$  Мэв Лазаревой и др. [4]. Ими было установлено, что для этого спектра  $\gamma$ -квантов  $\frac{\sigma_{2^+}}{\sigma_{1^-}} \approx 0,5$ . Однако, измерения Каца и др. [5,6] в широком диапазоне  $6,3 \leq E_m \leq 20$  Мэв, в том числе и для  $E_m = 9,4$  Мэв, не показали сколько-нибудь существенного вклада  $\sigma_{2^+}$ . Форкман и Юханссон [7] использовали  $\gamma$ -лучи реакции  $F^{19}(\rho, \alpha \gamma) O^{16}$  и обнаружили на  $U^{238}$  значительную вероятность квадрупольного деления ( $\sigma_{2^+}/\sigma_{1^-} \approx 0,3$ ) при  $E = 6,1$  Мэв. Исследование углового распределения осколков при делении другого ядра  $U^{238}$  [8]  $\gamma$ -квантами этой реакции, не обнаружило заметной примеси компоненты  $\sigma_{2^+}(\vartheta)$ . К такому же выводу пришли авторы работы [9], которые произвели аналогичные измерения для  $U^{238}$  и  $Th^{232}$  на  $\gamma$ -лучах сопровождающих радиационный захват медленных нейтронов титаном ( $E=8,6$  Мэв/).

Таким образом, в данном вопросе в настоящее время сложилась весьма противоречивая ситуация, в которой не только невозможно получить представление об относительной величине квадрупольного поглощения, но и сам факт обнаружения деления квадрупольными квантами вызывает сомнение. Это обстоятельство побудило нас провести исследование обсуждаемого эффекта, более подробное, чем предпринимавшееся до сих пор. В настоящей работе приводятся результаты измерений углового распределения осколков при фотоделении  $U^{238}$  под действием  $\gamma$ -квантов реакции  $F^{19}(\rho, \alpha \gamma) O^{16}$  и тормозного излучения электронов.

Нами использовались простая, но весьма надежная методика регистрации осколков деления по следам, которые они оставляют при прохождении через стекло [10].

Устройство, применявшееся для измерения угловых распределений осколков /рис. 1/ представляло собой кассету, в центре которой закреплялся двойной слой из естественного урана толщиной  $1 \frac{\text{Мг}}{\text{см}^2}$ , а по окружности вокруг него через  $15^\circ$  между направлениями  $0^\circ/180^\circ$  и  $90^\circ$  по отношению к пучку  $\gamma$ -квантов располагались два набора пластинок из фотостекла, дававшие две независимые равноценные серии измерений. Некоторые количественные характеристики геометрии опыта в измерениях с  $\gamma$ -квантами реакции  $F^{19}(p, \alpha \gamma) O^{16}$  и тормозного излучения приведены в таблице на рис. 1. Подробнее методика эксперимента описана в работе [11].

Экспериментальные данные обрабатывались с помощью метода наименьших квадратов с учётом конечного углового разрешения опыта. Угловые распределения осколков были представлены зависимостью

$$W(\vartheta) = a + b \sin^2 \vartheta + c \sin^2 2\vartheta \quad /1/$$

Выражение /1/ в самой общей форме описывает угловую зависимость вероятности деления четно-чётных ядер дипольными и квадрупольными квантами.

В измерениях на  $\gamma$ -квантах реакции  $F^{19}(p, \alpha \gamma) O^{16}$  мы стремились как можно точнее воспроизвести условия опыта Форкмана и Юханссона [7]. Источником  $\gamma$ -квантов служила толстая мишень из кристалла  $CaF_2$ , облучавшаяся протонами с энергией  $E=1,45$  Мэв. Спектр излучения реакции состоит из трех моноэнергетических линий 6,1; 6,9; 7,1 Мэв, интенсивности которых при этих условиях относятся как 1,00:0,15:0,17 [7]. В данном эксперименте кассета с пластинками помещалась внутри герметичной тонкостенной камеры, вакуумированной на время облучения. Более подробно эти измерения описаны в работе [11] /см. также [12] /.

На рис. 2 данные настоящего опыта для  $U^{238}$  представлены в виде зависимости от эффективного угла, учитывающего конечное угловое разрешение, и сравниваются с соответствующими данными работы [7].

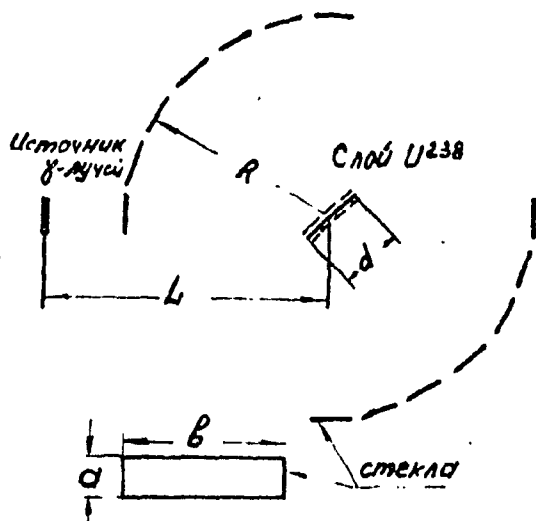


Рис. 1. Экспериментальное устройство и геометрия опыта.

Источн. $\gamma$ -лучей	$a$	$b$	$R$	$L$	$d$
	см	см	см	см	см
$F^{19}(p, \alpha \gamma)$	1,0	3,6	5,0	7,0	1,5
Торм. изл.	0,8	2,0	4,0	6,5	1,0

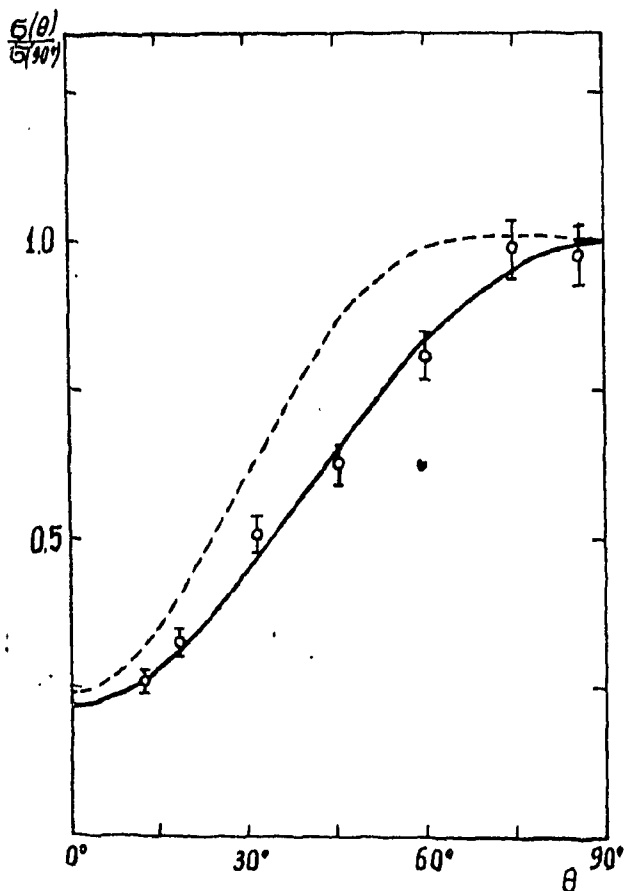


Рис. 2. Угловое распределение осколков фотоделения  $U^{238}$   $\gamma$ -квантами реакции  $F^{19}(p, \alpha \gamma) O^{16}$ . Сплошной кривой представлены данные настоящей работы, пунктирная кривая построена по результатам работы [7].

Сплошная кривая  $W(\vartheta) = 0,22 \pm 0,02 + (0,78 \pm 0,03) \sin^2 \vartheta + (0,04 \pm 0,04) \sin^2 2\vartheta$  рассчитана методом наименьших квадратов. Пунктиром показано угловое распределение осколков  $W(\vartheta) = 0,24 + 0,78 \sin^2 \vartheta + 0,24 \sin^2 2\vartheta$  соответствующее результатам работы [7] для всего спектрального состава  $\gamma$ -квантов, испускаемых в реакции  $F^{19}(p, \alpha \gamma) O^{16}$  на толстой мишени из  $CaF_2$  при  $E = 1,45$  Мэв. Из рис. 2 видно, что наши измерения не подтверждают результатов работы [7] относительно большого вклада квадрульной компоненты в полное сечение деления в области "плато" ( $E = 6,7$  Мэв/).

Опыты с пучком  $\gamma$ -квантов тормозного излучения были выполнены на 12 Мэв-ом микротроне Института физических проблем АН СССР [13,14]. Большое расстояние между электронными орбитами и микротроне /около 35 мм/ позволило производить облучение непосредственно в вакуумной камере ускорителя. Мишенью служил вольфрамовый диск толщиной 1 мм, за которым помещалась кассета со слоем и стеклами. Заданное значение энергии  $E_m$  устанавливалось как переходом на разные орбиты, так и вариацией магнитного поля. Точность определения энергии с учётом нестабильности не хуже 0,1 Мэв. Средний ток электронов достигал 50 мка. В данном эксперименте был достигнут значительный выигрыш в интенсивности делений в сравнении с условиями опыта в аналогичных выполненных ранее измерениях. Это преимущество дало возможность осуществить измерения в наиболее интересной и до сих пор неизученной области энергий  $\gamma$ -квантов с  $E_m < 6$  Мэв, где процесс дипольного деления становится существенно подбарьерным. В этой области  $E_m$ , несмотря на то, что в спектре тормозного излучения присутствуют  $\gamma$ -кванты с энергией от 0 до  $E_m$ , вследствие резкого уменьшения вероятности деления вблизи порога /см. вставку на рис.3/ реальный спектр  $\gamma$ -квантов, производящих деление имеет форму достаточно узкой линии

с полушириной  $\sim 0,1$  Мэв. Измерения угловых распределений осколков были выполнены для  $E_m = 5,2; 5,4; 5,65; 5,9; 6,4; 6,9$  и  $9,25$  Мэв.

На рис. 3 изображена зависимость от  $E_m$  отношения коэффициентов  $a/b$  и  $c/b$ , полученных в результате обработки экспериментальных данных по методу наименьших квадратов. Уточним физический смысл коэффициентов, входящих в выражение /1/. Если энергия  $\gamma$ -квантов достаточна для возбуждения только нижайших каналов деления  $2^+$  и  $1^-$  с  $K=0$ , то коэффициент  $a=0$ . В этом случае отношение двух других коэффициентов полностью определяет относительную вероятность деления дипольными и квадрупольными квантами:  $b_2/b_1 = \frac{4}{3} c/b$ . В изотропную часть углового распределения осколков вносят вклад более высокорасположенные каналы с характеристикой  $K=1$ . Если можно пренебречь вкладом квадрупольных делений, то величина  $b/a + 1/2$  равна отношению сечений деления дипольными квантами через состояния  $1^-$  с  $K=0$  и  $K=1$ .

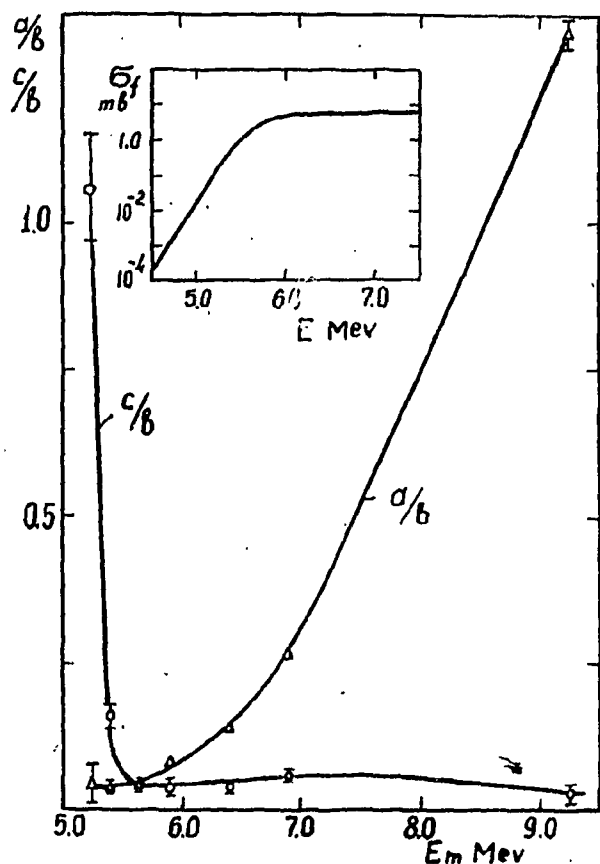


Рис. 3. Зависимость отношения коэффициентов  $a/b$  и  $c/b$  от максимальной энергии  $\gamma$ -квантов тормозного излучения. На вставке изображен энергетический ход сечения фотоделения  $U^{238}$  в районе порога.

Вся совокупность полученных в настоящем эксперименте данных, представленных на рис. 2 и 3, в согласии с большинством опубликованных работ [5,6,8,9], но в противоположность измерениям Лазаревой и др. [4] и Форкмана и Юханссона [7] показывает, что вклад  $b_2$  в полное сечение деления очень мал и по порядку величины согласуется с электродинамической оценкой  $b_2/b_1 \sim (\frac{R}{\lambda})^2 \sim 5 \cdot 10^{-2}$ . Лишь в глубоко подбарьерной области энергий возбуждения в соответствии с предсказанием Гриффина [2], основанном на представлениях О. Бора [1] о структуре каналов деления четно-четных ядер, становится существенным деление квадрупольными квантами. Его сечение достигает при  $E_m = 5,2$  Мэв 45% полного сечения деления /см. рис. 4/. Поведение параметра  $a/b$  находится в качественном согласии с установленной ранее тенденцией постепенного возрастания с увеличением  $E_m$  изотропной доли сечения [5,6]. Абсолютные значения  $a/b$ , полученные в данной работе, систематически несколько ниже соответствующих данных других авторов, использовавших в качестве источника тормозного излучения бетатрон или синхротрон. Контрольный опыт при  $E_m = 9,25$  Мэв с мишенями толщиной 1 и 0,05 мм убедил нас в том, что этот эффект обусловлен разницей в толщине мишени, а следовательно, и в спектрах тормозного излучения.

Замечательной особенностью зависимости  $\alpha/\beta$  от  $E_m$  является практически полное отсутствие в угловом распределении осколков изотропной компоненты при низких энергиях возбуждения. Иными словами, экспериментальные данные с весьма высокой точностью следуют предсказанию теории О. Бора о том, что наиболее низкие каналы деления имеют нулевое значение проекции углового момента. К. Этот результат следует, по-видимому, рассматривать как серьезный аргумент в пользу того, что величина  $K$  является достаточно хорошим квантовым числом, сохраняющимся на всех стадиях процесса деления от вершины барьера до разрыва.

Авторы глубоко признательны Л.Н. Усачёву и Н.С. Работнову за постановку задачи и благотворное сотрудничество на протяжении всей работы, а также П.Л. Капице за поддержку исследований, В.П. Перелыгину и С.П. Третьяковой за ознакомление с методикой регистрации осколков с помощью стекол и М.К. Голубевой, Л.Д. Гордеевой и Н.Е. Федоровой за участие в работе.

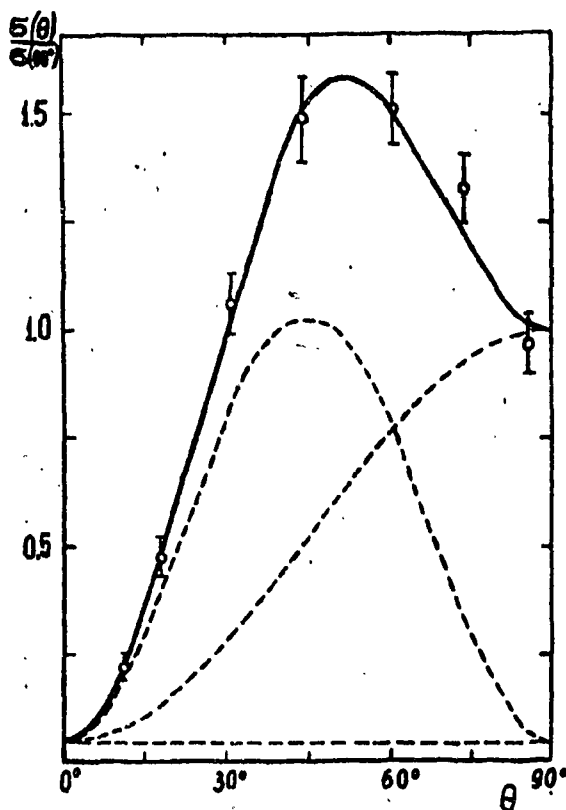


Рис. 4. Угловое распределение осколков фотоделения  $U^{238}$  тормозными  $\gamma$ -лучами с  $E_m = 5,2$  Мэв, описываемое уравнением  $w(\vartheta) = 0,04 \pm 0,04 + (0,98 \pm 0,05) \sin^2 \theta + (1,02 \pm 0,07) \sin^2 2\vartheta$ . Пунктиром показаны три компоненты этого распределения.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Bohr, First V.N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy (United Nations Geneva, 1955) vol 2 p 99 (1956)
2. Griffin J.J. Phys. Rev. II6, 107 (1959).
3. Л.Н. Усачёв, В.А. Павлинчук, Н.С. Работнов. Атомная энергия том 17, выпуск 6 (в печати).
4. Базь А.И., Куликова Н.М., Лазарева Л.Е., Никитина Н.В., Семенов В.А. Тр. Второй Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Доклады советских учёных т. 1 - ядерная физика. М., Атомиздат, 1959, стр. 362.
5. L. Katz, A.P. Baerg and F. Brown, Second V.N. Intern Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy (United Nations, Geneva, 1958) vol 15 (1958) p 188.
6. A.P. Baerg, R.M. Bartholomev, F. Brown, L. Katz, S.B. Kowalski Can. J. Phys. 37, 148 (1959).
7. B. Forkman, S.A.E. Johansson Nucl. Phys. 20, 136 (1960).
8. J.P. Conner, R.L. Henkel, J.E. Simmons Bull. Amer. Phys. Soc. 4, 234 (1959).
9. H.G. Carvalho, A. Monfredini, M. Muchnik, M. Severi, H. Bösch, W. Wölflle Nuovo Cimento 29, 464 (1963).
10. В.П. Перельгин, С.П. Третьякова, И. Звара. ПТЭ 4, 78 (1964).
11. А.С. Солдатов, З.А. Александрова, Л.Д. Гордсева, Г.Н. Смиренкин. Ядерная физика (в печати).
12. Н.С. Работнов, Г.Н. Смиренкин, А.С. Солдатов, Л.Н. Усачев. "Структура каналов деления четно-четных компаунд ядер". Доклад на конгрессе по физике ядра № 4e /с 337, Париж 1964 г.
13. Л.М. Зыкин, С.П. Капица, В.Н. Мелехин, А.Г. Неделяев. Тр. Международной конференции по ускорителям (Дубна 1963). Атомиздат, Москва, ст. 1048, 1964 г.
14. С.П. Капица, В.П. Быков, В.И. Мелехин. ЖЭТФ, 41, 368 (1961).



INDSWG-72E

INDC(IAE)\*015U



International Atomic Energy Agency

INDSWG-72 E

---

FISSION OF  $U^{238}$  THROUGH THE QUADRUPOLE ABSORPTION  
OF GAMMA QUANTA

A.S. Soldatov and G.N. Smirenkin  
Institute of Physics and Energetics  
Obninsk

S.P. Kapitsa and M. Yu. Tsipenyuk  
S.I. Vavilov Institute for Physical Problems of the  
USSR Academy of Sciences  
Moscow



IAEA  
NUCLEAR DATA UNIT  
MASTER COPY

When fission occurs near the threshold almost all the initial excitation energy is used up in the deformation of the nucleus, so that the fissioning nucleus becomes cold at the saddle point. A. Bohr [1] suggested that in the transitional state a cold nucleus possesses a system of discrete energy levels (fission channels) similar to that observed in nuclei of equilibrium shape at low excitation energies. Gamma quanta with an energy of 5-7 MeV, comparable with the height of the fission barrier, are an extremely convenient means of studying the discrete structure of levels at the saddle point. At such energies gamma quanta undergo only dipole and quadrupole absorption, which in the case of even-even target nuclei lead to the formation of compound nuclei in only two possible spin states, 1- and 2+ respectively. If fission occurs through the lowest states at the saddle point with projection of the total angular momentum of the nucleus onto the symmetry axis  $K = 0$ , then the partial cross-sections for fission by dipole and quadrupole quanta are easily distinguished by the shape of the angular distribution of the fragments:  $\sigma_{1-}(\vartheta) \sim \sin^2 \vartheta$  and  $\sigma_{2+}(\vartheta) \sim \sin^2 2\vartheta$ . Since the wavelength of gamma quanta possessing the energies under consideration is considerably greater than the radius of the nucleus, one would expect the cross-section for the absorption of quadrupole quanta to be considerably less than the cross-section for the absorption of dipole quanta. However, if the distance between the lower 2+ and 1- channels is sufficiently great and the energy of the gamma quanta lower than the height of the barrier for the 1- channel, the probability of fission by dipole quanta will, because of the penetration factor, be reduced to such an extent that the contribution of the quadrupole photofission cross-section becomes quite appreciable [2,3].

Experimental indications that the angular distribution of fragments includes a quadrupole component were first obtained with the photofission of  $U^{238}$  by bremsstrahlung possessing a maximum energy  $E_m = 9.4$  MeV [4]. It was established that  $\frac{\sigma_{2+}}{\sigma_{1-}} \approx 0.5$  for this gamma quanta spectrum. However, other measurements [5,6] carried out over the wide range  $6.3 \leq E_m \leq 20$  MeV, including  $E_m = 9.4$  MeV, revealed no substantial  $\sigma_{2+}$  contribution. Using gamma rays from the  $F^{19}(p, \alpha\gamma)O^{16}$  reaction and  $U^{238}$ , Forkman and Johansson [7] discovered that there was a considerable probability of quadrupole fission ( $\sigma_{2+}/\sigma_{1-} \approx 0.3$ ) at

$E = 6.1$  MeV. Study of the angular distribution of fragments accompanying the fission of  $U^{236}$  nuclei by gamma quanta from the same reaction [8] did not reveal any noticeable contribution by the  $\sigma_{2+}(\vartheta)$  component. The same conclusion was reached by Carvalho and co-workers [9], who carried out similar measurements for  $U^{238}$  and  $Th^{232}$  using gamma rays accompanying the radiative capture of slow neutrons in titanium ( $E = 6.6$  MeV).

Thus, this problem has given rise to an extremely contradictory situation in which it is not only impossible to obtain an idea of the relative extent of quadrupole absorption, but there is even doubt as to whether fission by quadrupole quanta has been discovered at all. This state of affairs prompted us to study this effect in greater detail than previously. The present work contains the results obtained for the angular distribution of fragments accompanying the photofission of  $U^{238}$  caused by gamma quanta from the  $F^{19}(p,\alpha\gamma)O^{16}$  reaction and by bremsstrahlung.

We employed a simple but extremely reliable method of detecting fission fragments by the tracks which they left in their passage through glass [10].

The set-up employed for measuring the angular distributions of the fragments (Fig. 1) consisted of a light-tight box in the centre of which was mounted a double layer of natural uranium with a thickness of  $1 \text{ mg/cm}^2$ . Around the uranium layer and at a constant distance from it were arranged between  $0^\circ$  and  $90^\circ$  and between  $180^\circ$  and  $270^\circ$  two sets of light-sensitive glass plates placed  $15^\circ$  apart. These gave two independent equivalent series of measurements. Some quantitative characteristics of the experimental geometry employed in carrying out measurements with gamma quanta from the  $F^{19}(p,\alpha\gamma)O^{16}$  reaction and bremsstrahlung are given in the table accompanying Fig. 1. The experimental method is described in greater detail in [11].

Least squares fits were made to the experimental data with allowance for the finite angular resolution of the experiment. The angular distributions of the fragments were presented in the form

$$W(\vartheta) = a + b \sin^2 \vartheta + c \sin^2 2\vartheta \quad (1)$$

In its most general form expression (1) describes the angular dependence of the probability of even-even nuclei undergoing fission by dipole and quadrupole quanta.



The continuous curve,  $W(\theta) = 0.22 \pm 0.02 + (0.78 \pm 0.03) \sin^2 \theta + (0.04 \pm 0.04) \sin^2 2\theta$ , is a least squares fit. The broken curve shows the angular distribution of fragments,  $W(\theta) = 0.24 + 0.76 \sin^2 \theta + 0.24 \sin^2 2\theta$ , obtained by Forkman and Johansson [7] for the entire spectrum of gamma quanta produced by the  $F^{19}(p, \alpha\gamma)O^{16}$  reaction in a thick  $CaF_2$  target at  $E = 1.45$  MeV. It can be seen from Fig. 2 that our measurements do not confirm the results of Forkman and Johansson regarding the large contribution of the quadrupole component to the total fission cross-section in the plateau region ( $E = 6-7$  MeV).

Experiments with a bremsstrahlung beam were carried out on a 12-MeV microtron at the Institute for Physical Problems of the USSR Academy of Sciences [13, 14]. The large distance between electron orbits in the microtron (about 35 mm) permitted irradiation directly in the vacuum chamber of the accelerator. The target was a tungsten disc (thickness 1 mm) behind which was placed the light-tight box with the uranium layer and the plates. Given values of  $E_m$  were obtained either by transitions to different orbits or by varying the magnetic field. The energy values were determined to within 0.1 MeV with allowance for instability. The mean electron current was 50  $\mu A$ . A considerable gain was achieved in fission intensity compared with the experimental conditions of similar measurements carried out previously. This advantage enabled us to carry out measurements in the most interesting region, not hitherto studied, of gamma quanta with  $E_m < 6$  MeV where dipole fission occurs well below the barrier. In this  $E_m$  region, because of the sharp decrease in the probability of fission near the threshold (see insert in Fig. 3), the real spectrum of the fission-inducing gamma quanta is a fairly narrow line with a half-width of approximately 0.1 MeV in spite of the fact that there are in the bremsstrahlung spectrum gamma quanta with energy from 0 to  $E_m$ . The angular distributions of the fragments were measured for  $E_m = 5.2, 5.4, 5.65, 5.9, 6.4, 6.9$  and 9.25 MeV.

Fig. 3 shows how the ratios  $a/b$  and  $c/b$ , obtained by least squares fits to the experimental values for the coefficients  $a$ ,  $b$  and  $c$  in expression (1), vary as a function of  $E_m$ . Let us specify more closely the physical meaning of these coefficients. If the energy of the gamma quanta is sufficient for the excitation of only the lowest 2+ and 1- channels with  $K = 0$ , then  $a = 0$ . In that case the ratio of the two other coefficients completely determines the

relative probability of fission by the dipole and quadrupole quanta:

$\sigma_{2+}/\sigma_{1-} = 4/5 \cdot a/b$ . The higher channels with  $K = 1$  contribute to the isotropic part of the angular distribution of the fragments. If one neglects the quadrupole fission contribution, then  $b/a + 1/2$  is equal to the ratio of the cross-sections for fission by dipole quanta through  $1-$  states with  $K = 0$  and  $K = 1$ .

All the results obtained in this experiment and presented in Figs. 2 and 3 agree with most of the published works [5,6,8,9], but show in contrast to the measurements carried out by Lazareva and co-workers [4] and by Forkman and Johansson [7] that the  $\sigma_{2+}$  contribution to the total fission cross-section is very small and agrees in order of magnitude with the electrodynamic estimate  $\sigma_{2+}/\sigma_{1-} \sim \left(\frac{R}{\lambda}\right)^2 \sim 5 \times 10^{-2}$ . In accordance with Griffin's prediction [2], based on the ideas of A. Bohr [1] concerning the fission channel structure of even-even nuclei, fission by quadrupole quanta becomes important only at excitation energies well below the barrier. The cross-section for such fission amounts to 45% of the total fission cross-section for  $E_m = 5.2$  MeV (Fig. 4). The behaviour of  $a/b$  is in qualitative agreement with the previously established tendency of the isotropic portion of the cross-section to grow gradually as  $E_m$  increases [5,6]. The absolute values for  $a/b$  obtained in the present work are consistently somewhat lower than the corresponding values obtained by other authors using a betatron or synchrotron as the bremsstrahlung source. A control experiment carried out with  $E_m = 9.25$  MeV using targets 1 and 0.05 mm thick convinced us that this effect is due to the difference in target thickness and consequently in the bremsstrahlung spectra.

#### Caption

Fig. 3 (page 5 of original). Ratios  $a/b$  and  $c/b$  as functions of the maximum bremsstrahlung energy. The insert shows the energy dependence of the  $U^{238}$  cross-section for photofission near the threshold.

A remarkable feature of the dependence of  $a/b$  on  $E_m$  is the virtual absence of an isotropic component in the angular distribution of fragments at low excitation energies. In other words, the experimental results agree very closely with Bohr's theoretical prediction that the lower fission channels possess zero projection of the angular momentum  $K$ . This result would appear to constitute a serious argument for regarding  $K$  as a reasonably good quantum number which is conserved in all stages of fission from the top of the barrier to disintegration.

The authors are deeply grateful to L.M. Usachev and M.S. Rabotnov for formulating this problem and for their valuable collaboration throughout this work. They also wish to thank P.L. Kapitsa for his support, V.P. Porolygin and S.P. Tretyakova for acquainting them with the method of detecting fragments by means of light-sensitive glass, and M.K. Golubeva, L.D. Gordoeva and N.E. Fedorova for taking part in this work.

Caption ...

Fig. 4 (page 6 of original). Angular distribution of fragments accompanying photofission of  $U^{238}$  by bremsstrahlung with  $E_m = 5.2$  MeV; described by equation  $N(\theta) = 0.04 \pm 0.04 + (0.96 \pm 0.05)\sin^2\theta + (1.02 \pm 0.07)\sin^2 2\theta$ . The broken lines denote the three components of the distribution.

REFERENCES

1. A. Bohr, First U.N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 2, p.99 (1956).
2. Griffin, J.J., Phys. Rev. 116, 107 (1959).
3. L.N. Usachev, V.A. Pavlinchuk, N.S. Rabotnov, Atomnaja energija (in press).
4. A.I. Baz, N.M. Kulikova, L.E. Lazareva, N.V. Nikitina, V.A. Semenov, Second U.N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 15, p.184 (1958).
5. L. Katz, A.P. Baerg and F. Brown, Second U.N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 15, p.188 (1958).
6. A.P. Baerg, R.M. Bartholomew, F. Brown, L. Katz, S.B. Kowalski, Can. J. Phys. 37, 1418 (1959).
7. B. Forkman, S.A.E. Johansson, Nucl. Phys. 20, 136 (1960).
8. J.P. Conner, R.L. Henkel, J.E. Simmens, Bull. Amer. Phys. Soc. 4, 234 (1959).
9. H.G. Carvalho, A. Manfredini, M. Muchnik, M. Severi, H. Bösch, W. Wölfle, Nuovo Cimento 29, 464 (1963).
10. V.P. Perehygin, S.P. Tretyakova, I. Zvara, Pribori i tehničeskie eksperimenty (Instruments and technical experiments), 4, 78 (1964).
11. A.S. Soldatov, Z.A. Aleksandrova, L.D. Gordeeva, G.N. Smirenkin, Jadernaja fizika (in press).
12. N.S. Rabotnov, G.N. Smirenkin, A.S. Soldatov, L.N. Usachev, On the fission channel structure of even-even compound nuclei, paper 4c/c337, presented at the Congrès International de Physique Nucléaire, Paris, July 1964; Proceedings, Vol. II, p.1135.
13. L.M. Zykin, S.P. Kapitsa, V.M. Melekhin, A.G. Nedelyaev, presented at the International Conference on Accelerators, Dubna, 1963: p.1049 of proceedings, published by Atomizdat, Moscow, 1964.
14. S.P. Kapitsa, V.P. Bykov, V.I. Melekhin, Ž. eksp. teor. Fiz. 41, 368 (1961).