

ЯФ, 1968, т. 8, в. 3, с. 448-453

К-891

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р7 - 3710



И.В.Кузнецов, Н.С.Мальцева, Ю.Ц.Оганесян,
А.М.Сухов, В.А.Щеголев

НАБЛЮДЕНИЕ ИЗОТОПОВ ПОЛОНИЯ И АСТАТИНА
В ОСКОЛКАХ ДЕЛЕНИЯ
ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ^{238}U ИОНАМИ ^{20}Ne И ^{40}Ar

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

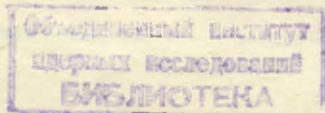
1968

Р 7 - 3710

И.В.Кузнецов, Н.С.Мальцева, Ю.Ц.Оганесян,
А.М.Сухов, В.А.Щеголев

НАБЛЮДЕНИЕ ИЗОТОПОВ ПОЛОНИЯ И АСТАТИНА
В ОСКОЛКАХ ДЕЛЕНИЯ
ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ^{238}U ИОНАМИ ^{20}Ne И ^{40}Ar

Направлено в ЯФ



В в е д е н и е

При исследовании деления ядер при взаимодействии с тяжелыми ионами в ряде работ /1-5/ измерялись массовые распределения осколков. В этих работах было установлено, что наиболее вероятным является деление на два осколка равной массы, а вид массового распределения аппроксимируется гауссовским распределением

$$P(A) = (\pi \sigma^2)^{-1/2} \exp \left[- \frac{\left(A - \frac{A_c}{2} \right)^2}{\sigma^2} \right], \quad (1)$$

где A — масса осколка, A_c — масса составного ядра, σ^2 определяет ширину массового распределения.

При сравнении экспериментальных данных, полученных для разных комбинаций мишень-частица, оказывается, что вид массового распределения существенно зависит от начального состояния составного ядра. В работах /3-5/ показано, что по мере увеличения $\frac{z^2}{A}$ и энергии возбуждения составного ядра возрастает вероятность асимметричного деления, что выражается в расширении массового распределения.

Если допустить, что вид массового распределения описывается выражением (1) во всем диапазоне масс осколков, то оказывается, что образование осколков с большой асимметрией масс имеет заметную вероятность. С этой точки зрения представляет интерес исследование выхода осколков, находящихся на краю массового распределения.

Изучение массовых распределений осуществлялось посредством измерения кинетических энергий осколков^{/1,2/} или наблюдением выхода определенных изотопов по их β - и γ -излучениям^{/3-5/}. Относительно низкая чувствительность этих методов позволила измерить выход осколков, находящихся вблизи максимума массового распределения, где асимметрия масс осколков не очень велика.

Однако задача облегчается, если для исследования выбрать α -активные изотопы в области $A = 200 - 220$. Несмотря на то, что ожидаемый выход осколков в этой области масс относительно мал, большая чувствительность методов α -спектрометрии позволяет наблюдать эффект. Оценки, сделанные на основании результатов^{/3-5/}, показывают, что сечение образования в осколках изотопов с $A = 200 - 220$ может составлять величину $\approx 10^{-28}$ см² в случае $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$.

Настоящая работа была поставлена с целью исследовать выход изотопов Po и At в осколках деления при взаимодействии ^{238}U с ускоренными ионами ^{20}Ne и ^{40}Ar .

Постановка опытов и экспериментальные результаты

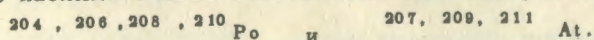
Опыты по обнаружению изотопов Po и At в осколках деления проводились следующим образом.

Толстые урановые мишени ($\approx 20 \frac{\text{мг}}{\text{см}^2}$) облучались в течение 2-3 часов на внутреннем пучке 300 см -циклотрона ЛЯР ОИЯИ ионами ^{12}C , ^{20}Ne , ^{40}Ar с интенсивностью 100 мка, 50 мка и 3 мка, соответственно. Максимальная энергия ионов составляла 80 Мэв для ^{12}C , 195 Мэв для ^{20}Ne и 300 Мэв для ^{40}Ar .

После облучения проводилось химическое выделение Po по методу, описанному в работе^{/6/}. Мишень растворялась в концентрированной азотной кислоте с добавкой теллура, который являлся носителем для астатина. Затем теллур вместе с астатином осаждался в 3M HCl насыщен-

ной SO_2 , и, таким образом, осуществлялось отделение астатина от полония. Отделение теллура от астатина проводилось с помощью экстракции в диизопропиловый эфир. α -активные препараты приготавливались с использованием адсорбции на серебре.

Химическая процедура занимала ≈ 1 час, что позволяло эффективно регистрировать продукты с $T_{1/2} \geq 0,5$ часа. В связи с этим возможно было наблюдать лишь относительно долгоживущие продукты:



Спектры α -частиц измерялись на α -спектрометре с Si - Ав-детекторами. Энергетическое разрешение α -спектрометра составляло

≈ 30 Кэв. Регистрация проводилась на амплитудном анализаторе АИ-4096.

На рис. 1 приведены в качестве примера кривые выхода изотопов Po и At, полученные в случае $^{238}U + ^{40}Ar$ при максимальной энергии ^{40}Ar 300 мэв. Подобные же кривые были получены при облучении урана ионами ^{40}Ar с энергией 255 Мэв, ^{20}Ne с энергией 195 Мэв и ^{12}C с энергией 80 Мэв. Сечения выхода изотопов астатина составляли в максимуме $\approx 10^{-28} \text{ см}^2$, $\approx 10^{-31} \text{ см}^2$, $\approx 10^{-33} \text{ см}^2$ для каждого из этих случаев соответственно. Сечения выхода изотопов полония определялись только для $^{238}U + ^{40}Ar$ и составляли в максимуме $\approx 5 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$.

На рис. 2 приводятся изотопные распределения полония и астатина, полученные при облучении ^{238}U ионами ^{40}Ar с энергией 255 и 300 Мэв.

В этих опытах образование полония и астатина могло быть обусловлено не только делением, но и реакциями передачи на примесях свинца в материале мишени, а также реакциями срыва с урана большого числа нуклонов. Однако контрольные опыты, описанные ниже, показали, что наблюдаемый эффект не может быть объяснен с точки зрения реакций передач.

Опыты, в которых свинец облучался ионами ^{12}C , ^{20}Ne , ^{40}Ar доказали, что выходы рассматриваемых изотопов не отличаются существенно друг

от друга в каждом из этих случаев и соответствуют сечениям $\approx 10^{-27}$ см². Это означает, что наблюдаемый при облучении урана выход изотопов полония и аstatина может быть обусловлен примесями свинца только в случае $^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$, если содержание свинца в уране составляет $\approx 0,02$ мкг/см². Это величина является вполне допустимой и поэтому данные в случае $^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$ следует рассматривать как верхнюю границу эффекта. В случае же $^{238}\text{U} + ^{20}\text{Ne}$ и $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ наблюдаемый эффект не может быть объяснен примесями свинца.

Рассмотрим теперь возможность объяснения наблюдаемого эффекта с точки зрения реакций срыва. В этом случае изотопы полония и аstatина могли образовываться либо непосредственно путем срыва с ядра урана ≈ 30 нуклонов, либо накапливаться в процессе облучения путем последовательных распад^{ов} из более тяжелых продуктов, образующихся при срыве меньшего числа нуклонов (например: $^{210}\text{Po} \xleftarrow{\alpha} ^{214}\text{Ra} \xleftarrow{\alpha} ^{218}\text{Ra} \xleftarrow{\alpha} ^{222}\text{Th} \xleftarrow{\alpha} ^{226}\text{U}$).

Максимальное сечение реакции срыва ≈ 30 нуклонов должно было бы соответствовать, согласно работе /7/, значению $\approx 10^{-33}$ см². Наблюдаемые же в нашем случае сечения для $^{238}\text{U} + ^{20}\text{Ne}$ и $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ значительно больше этой величины.

При срыве меньшего числа нуклонов с образованием продуктов, генетически связанных с наблюдаемыми изотопами, следует ожидать /7/, что выход полония должен быть меньше выхода аstatина \approx в 10 раз. В наших же опытах выход полония \approx в 6 раз больше выхода аstatина.

Весьма характерными являются также угловые распределения продуктов реакций срыва. В работах /7,8/ показано, что в угловых распределениях имеется отчетливый максимум при углах Резерфорда, соответствующих неупругому рассеянию. Для выяснения механизма образования исследуемых изотопов было измерено их угловое распределение.

Для измерения углового распределения был выбран изотоп ^{211}At , как наиболее удобный для регистрации. Опыт проводился на выведенном пучке. Урановая мишень толщиной 1 мг/см^2 облучалась ионами ^{40}Ar с энергией 290 Мэв. Мишень окружалась цилиндром, внутренняя поверхность которого была выложена алюминиевой фольгой толщиной 20 мк. Для выделения астатина из алюминия использовалась химическая методика, описанная выше.

Измеренное угловое распределение представлено на рис. 3. Видно, что в с.п.м. оно является симметричным относительно 90° и имеет анизотропию $\frac{w(180^\circ)}{w(90^\circ)} \approx 1,5$. Для сравнения на том же рисунке приведено взятое из работы ^{/8/} угловое распределение ядер Ac , образующихся в реакции срыва при бомбардировке ^{232}Th ионами ^{22}Ne . Сравнение этих данных показывает, что механизм образования ^{211}At существенно отличается от механизма реакций срыва.

При рассмотрении всей совокупности полученных в настоящей работе экспериментальных данных мы приходим к выводу, что они получают наиболее естественное объяснение с точки зрения деления. Действительно, и больший выход полония по сравнению с астатином, и колоколообразный вид изотопных кривых, и угловое распределение указывают на то, что наблюдаемые в данных опытах изотопы полония и астатина являются осколками деления.

Наряду с этим были поставлены эксперименты, в которых среди осколков деления наблюдались изомеры $^{211\text{m}}\text{Po}$ и $^{212\text{m}}\text{Po}$ при облучении ^{238}U ионами ^{22}Ne и ^{40}Ar . В этих опытах использовался метод сбора продуктов ядерных реакций адсорбцией из газовой струи ^{/9/}. Схема эксперимента представлена на рис. 4. Поскольку при наблюдении короткоживущих активностей фон от продуктов реакций передач мог быть значительным, а применение химии в этом случае оказывалось весьма затруднительным, были предприняты меры по снижению фона. Для этого мишень была обращена к пучку и собирались только те продукты, которые вылетали

из мишени в интервале углов $90-180^\circ$. При этом вклад продуктов реакций передач, имеющих угловое распределение, направленное преимущественно вперед, был подавлен по сравнению с выходом осколков, угловое распределение которых можно считать изотропным (в с.п.м.). Задача облегчалась еще и тем, что α -распад ^{211m}Po , имеющего $E_\alpha = 7,27$ Мэв и $T_{1/2} = 25$ сек, и ^{212m}Po , имеющего $E_\alpha = 11,65$ Мэв и $T_{1/2} = 45$ сек, существенно отличается от всех известных α -излучателей. Это позволило выделить ^{212m}Po и ^{211m}Po достаточно надежно.

То, что ^{212m}Po и ^{211m}Po являются изомерами, исключает возможность их образования путем последовательных распадов и, следовательно, они могут образовываться только непосредственно. Результаты этих опытов являются дополнительным подтверждением того, что наблюдаемые при облучении ^{238}U ионами ^{20}Ne и ^{40}Ar изотопы полония и астатина являются осколками деления.

Обсуждение результатов

Изотопное распределение Po и At , сечение образования и угловые распределения этих элементов свидетельствуют о том, что при делении тяжелых возбужденных ядер наблюдается относительно большой выход ядер с массой более 210.

Отметим, что образование, например, ^{210}Po в основном состоянии в реакции $^{238}\text{U} (^{20}\text{Ne}, f) ^{210}\text{Po}$ соответствует отношению масс осколков 5:1. Вероятность такого разделения существенно зависит от массы, $\frac{z^2}{A}$ и энергии возбуждения начального ядра. Это обстоятельство проявляется на опыте в существенном увеличении выхода изотопов Po и At при переходе от частицы ^{20}Ne к ^{40}Ar . Естественно, что дисперсия по массе для данного z осколка должна зависеть от начального состояния делящегося ядра. Увеличение дисперсии для реакций $^{238}\text{U} (^{40}\text{Ar}, f) \text{Po}$ и $^{238}\text{U} (^{40}\text{Ar}, f) \text{At}$ при энергии ионов 255 и 300 Мэв (см. рис.2)

качественно представляет зависимость от энергии возбуждения составного ядра $z^2 = 110$.

Однако при сравнении данных необходимо учитывать делимость тяжелого осколка (в данном случае ядер Po и At). Действительно, энергия возбуждения осколка составляет около 60–80 Мэв и переход в основное состояние сопровождается испусканием нейтронов. Параметр $\frac{z^2}{A}$ для этих ядер находится в области 32–35, поэтому, согласно данным^{/10/}, возможна конкуренция между испарением нейтрона и делением на каждой ступени каскада. В общем случае сечение образования данного изотопа при определенной энергии возбуждения составного ядра имеет вид:

$$\sigma(A)_i = \sigma_0 \cdot P(A)_{i+k} \prod \left(\frac{1}{1 + \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}} \right)_{i+k}, \quad (2)$$

где σ_0 - сечение образования составного ядра,

$P(A)_{i+k}$ - вероятность асимметричного деления с образованием изотопа с массой A_{i+k} ,

$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ - отношение вероятностей деления и испарения нейтрона для ядра с массой на данной ступени каскада k .

Отношение $\left(\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} \right)$ является функцией энергии возбуждения и $\left(\frac{z^2}{A} \right)$ тяжелого осколка. Поэтому при измерении изотопных распределений необходимо учитывать это обстоятельство. Однако детальный расчёт с учётом этих факторов затруднен из-за использования толстых мишеней и неточной оценки $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}(E^*, \frac{z^2}{A})$ для конкретных наблюдаемых ядер. Поэтому приведенные на рис. 2 кривые представляют распределение конечных продуктов.

Деление тяжелого осколка будет соответствовать, по-существу, процессу каскадного деления начального ядра с образованием трех осколков. Механизм этого процесса обсуждался ранее в работе^{/11/}.

С этой точки зрения измерения изотопных распределений тяжелых осколков в различных комбинациях мишени-частицы и при различных энергиях возбуждения начального ядра могут явиться хорошим инструментом для исследования механизма деления ядер на три осколка.

Из кривых рис. 2. видно, что дисперсия по массе изотопных распределений велика и наибольший выход соответствует достаточно большому избытку нейтронов. Это обстоятельство может быть успешно использовано при синтезе тяжелых изотопов с $z > 85$ при облучении урана ионами тяжелее аргона.

Авторы благодарны Ю.П.Харитоцову, В.Ф.Кушнируку за изготовление высококачественных Si - Au - детекторов, Б.А.Гвоздеву за изготовление мишеней, Ю.А.Музычке и Б.И.Пустыльнику за полезные консультации и обсуждения, О.Мрачковскому за помощь при проведении измерений.

Авторы приносят искреннюю благодарность члену-корреспонденту АН СССР Г.Н.Флерову за его постоянное внимание к этой работе и ценные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. E.L.Haines. UCRL - 10342 (1962).
2. F. Plasil. D.S.Burnett, H.C.Britt, S.G.Tompson. Phys.Rev. 142, 3, 696 (1966).
3. H.M.Blann, Phys.Rev 123 4, 1356 (1961).
4. I.Zvara Proceedings of the Third Conference on Reactions Between Complex Nuclei Asilomar. p. 332 (1963).
5. С.А.Карамян, Я.Липтак, Ю.Ш.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, Я.Урбанец. Препринт ОИЯИ, P7-3264, Дубна 1967.
6. Н.С. Мальцева, В.Н.Мехедов. Радиохимия 7, 3, 341 (1965).
7. В.В.Волков. Препринт ОИЯИ E7-3155, Дубна 1967.
8. Г.Кумпф, Е.Д.Донец. ЖЭТФ 44, 799 (1963).
9. В.Л.Михеев. ПТЭ №4, 22 (1966).

10. T.Sikkeland, UCRL - 11242 (1964).

11. Ю.А.Музыка, Ю.П.Оганесян, Б.И.Пустыльник, Г.Н.Флеров. Препринт ОИЯИ Р7-3103, Дубна (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел

14 февраля 1968 года.

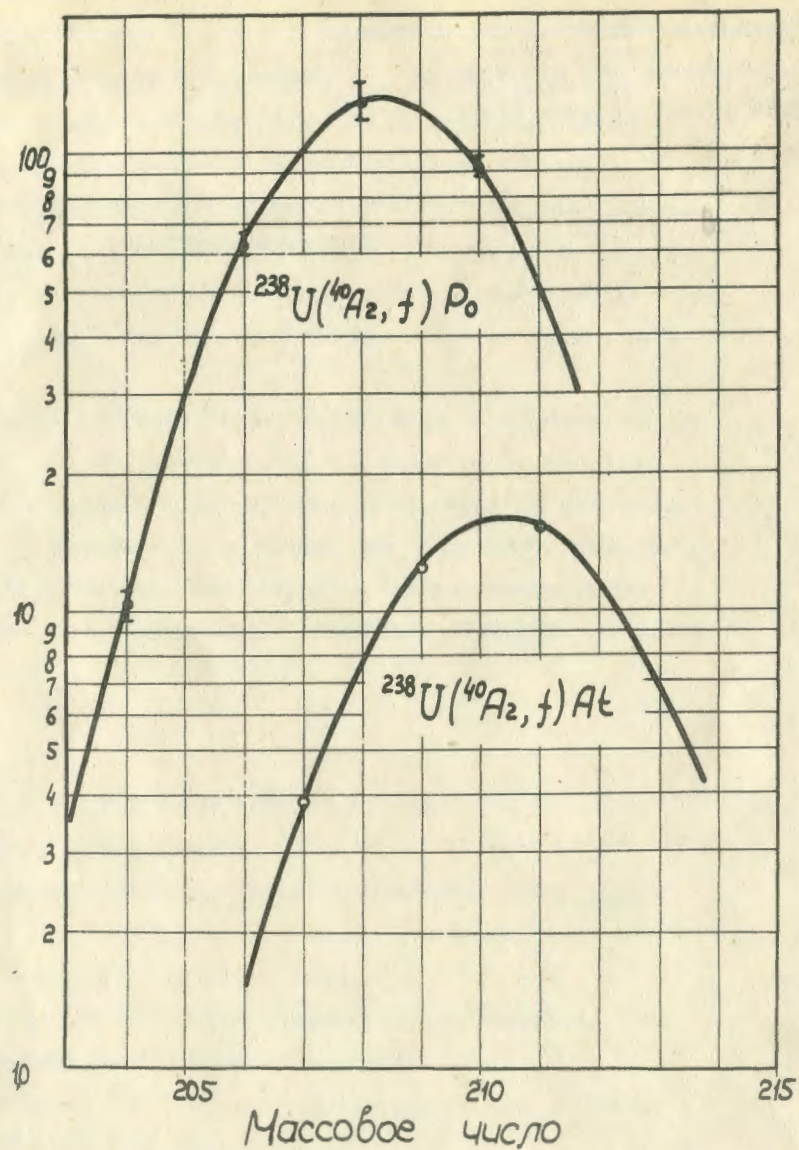


Рис. 1. Выход изотопов полония и астатина в реакции $^{238}\text{U}(^{40}\text{Ar}, f)$ при $E_{40\text{Ar}} = 300$ МэВ.

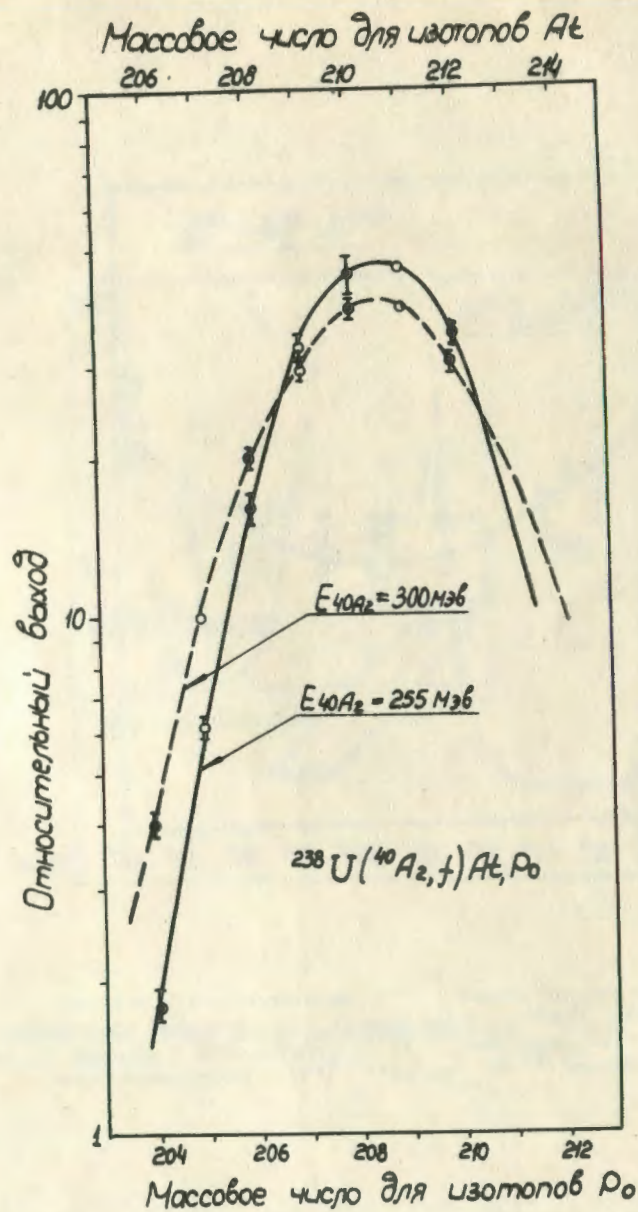


Рис. 2. Изотопное распределение полония (●) и астатина (○) в реакции $^{238}\text{U}(^{40}\text{Ar}, f)\text{Po, At}$. Кривые нормированы к единичной площади.

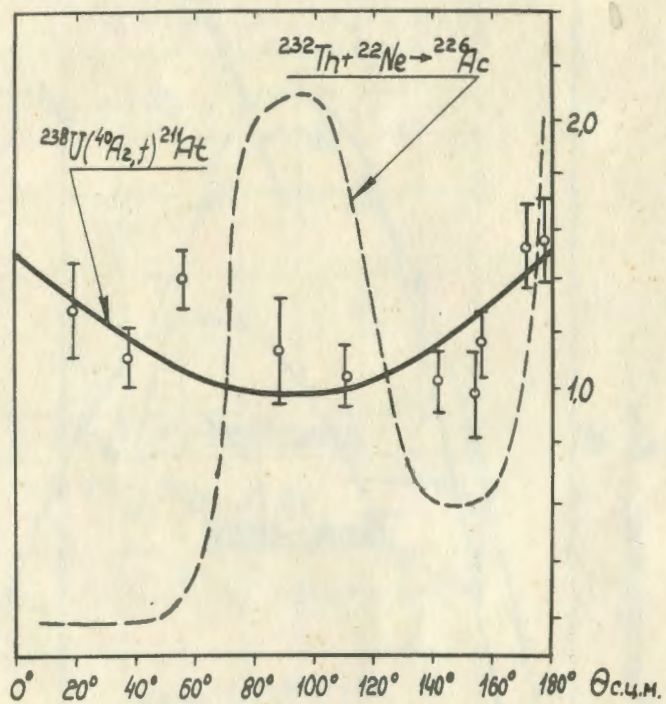


Рис. 3. Угловое распределение ^{211}At , образующегося в реакции $^{238}\text{U}(^{40}\text{Ar}, f)^{211}\text{At}$ (сплошная линия). Для сравнения приводится угловое распределение ^{226}Ac , образующегося в реакции срыва при облучении ^{232}Th ионами ^{22}Ne (штриховая линия).

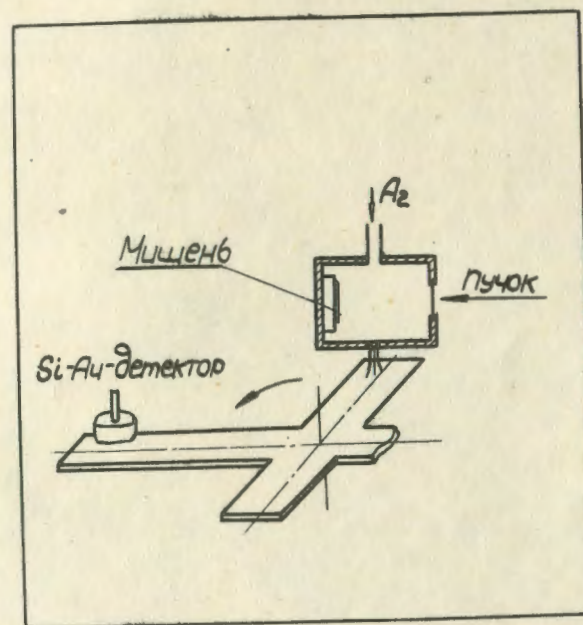


Рис. 4. Схема аппаратуры для регистрации изомеров $^{211\text{m}}\text{Po}$ и $^{213\text{m}}\text{Po}$ в осколках деления.