

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗУ1.26

К-983

4/41-2

P6 - 7003

Т.Кэмписты, А.Корман, Т.Морек, Л.К.Пекер,
Нгуен Тат То, З.Харатым, С.Хойнацки

1997/2-73

УРОВНИ $^{209}_{85}\text{At}$, $^{207}_{85}\text{At}$, $^{205}_{85}\text{At}$

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Р6 - 7003

Т.Кэмписты, А.Корман, Т.Морек, Л.К.Пекер,
Нгуен Тат То, З.Харатым, С.Хойнацки

УРОВНИ 209 At, 207 At, 205 At
85 85 85

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1. Введение

Исследование ядер, у которых сверх заполненных оболочек имеется небольшое число частиц или дырок, представляет значительный интерес для теории, так как позволяет изучать особенности остаточного взаимодействия нуклонов.

В последнее время проводились тщательные экспериментальные и теоретические исследования спектров ядер с двумя и тремя нуклонами /дырками/ сверх заполненной оболочки $Z = 82$, $N = 126$. В частности, были хорошо изучены спектры уровней $^{206}_{82}\text{Pb}_{124}$, $^{207}_{83}\text{Bi}_{124}$, $^{211}_{85}\text{At}_{126}$. Наличие экспериментальных данных об уровнях этих ядер позволяет определить параметры взаимодействия нуклонов в двух- и трехчастичных конфигурациях $2n; p$, $2n$; $3p$ и на этой основе перейти к теоретическому анализу скомбинированных из них пятичастичных и более сложных конфигураций. Можно заметить, что такого типа многочастичные конфигурации имеются в исследованных нами ядрах $^{209,207,205}_{85}\text{At}$. Есть и другая важная причина необходимости тщательного изучения уровней ^{85}At . В нечетных ядрах $^{207,205,203}_{83}\text{Bi}$ были найдены относительно низкие уровни положительной четности с $l = 1/2^+, 3/2^+, 5/2^+$, возбуждающиеся при $\beta^+ - \epsilon$ -распаде нечетных изотопов полония $^{211}_{84}\text{Po}$. Было высказано предположение, что эти уровни являются дырочными, обусловленными возбуждением протона из заполненной оболочки $s_{1/2}, d_{3/2}$ и т.д. Для проверки этой гипотезы очень важно найти аналогичные уровни в изотопах $^{209,207,205}_{85}\text{At}$ и сопоставить их свойства с соответствующими уровнями изотопов ^{83}Bi . Нижние уровни ядер $\text{At}(A \leq 209)$ с $l \leq 9/2$ могут возбуждаться при $\beta^+ - \epsilon$ -распаде изотопов радона. Исследованию схем EC -распада этих ядер посвящена настоящая работа.

Ранее нами были опубликованы предварительные данные об этих ядрах $^{211}_{85}\text{At}$. В последнее время стали известны результаты работы $^{211}_{85}\text{At}$, касающиеся распада $^{209}_{86}\text{Rn}$.

2. Эксперимент

Нейтрондефицитные изотопы радона были получены в реакциях $Tl(^{11}B, 5n)$ и $^{197}Au(^{15}N, xn)^{212-x}Rn$. Мишени /металлические фольги толщиной ~ 3 мг/см²/ облучались на выведенном пучке тяжелых ионов циклотрона У-300. Гамма-спектры измерялись Ge(Li) - детектором объемом 13 и 32 см³. Для измерения совпадений γ - γ был применен спектрометр совпадений Ge(Li) - NaJ(Tl) с преобразователем времени в амплитуду. Спектры электронов внутренней конверсии измерялись Si(Li) - детектором.

3. Результаты измерений

^{209}Rn был получен в реакции $Tl(^{11}B, 5n)$ при энергии ионов 75 Мэв. Естественный таллий содержит два изотопа ^{203}Tl /30%/ и ^{205}Tl /70%/, поэтому в гамма-спектрах наблюдаются γ -переходы, сопровождающие распад ^{209}Rn и ^{211}Rn . Измерения гамма-спектров проведены Ge(Li) - детектором объемом 13 см³ в двух диапазонах энергии: до 770 кэв /между источником и детектором был помещен фильтр для уменьшения нагрузки детектора рентгеновским излучением/ и в диапазоне энергии 540-1700 кэв /с поглощающим фильтром/ /рис. 1,2/. Энергии и интенсивности обнаруженных нами γ -переходов в ядре ^{209}At приведены в таблице 1. Измерения γ - γ совпадений /рис.3/ и соотношения между суммами энергий γ -переходов позволили построить схему уровней ^{209}At , показанную на рис. 9. После проведения наших измерений стали известны результаты работы /2/, с которыми наши данные сходны. Значения спинов и четности уровней приписаны на основе мультипольности γ -переходов, приведенных в /2/. ^{207}Rn был получен в реакции $^{197}Au(^{15}N, 5n)$ при энергии ионов 95 Мэв. На рис. 4 приведен γ -спектр ^{207}Rn . Энергии γ -переходов и их интенсивности представлены в таблице 2. Измерение гамма-спектра в диапазоне энергии 1000-2000 кэв показало, что в этой области не наблюдается γ -переходов с интенсивностью $\geq 5\%$ /относительно интенсивности перехода 344 кэв/. Спектры γ - γ совпадений представлены на рис. 5 и 6. На основе этих данных мы построили схему уровней ^{207}At /рис. 9/.

Измерение спектра электронов внутренней конверсии /рис. 7 и табл. 3/ Si(Li) - детектором позволило определить мультипольность только самых сильных переходов. При определении мультипольности переходов предполагалось, что пе-

реход 344,5 кэв аналогичен переходу 408,3 кэв в ^{209}At /2/ и имеет мультипольность E2. Это предположение подтверждается экспериментально измеренным соотношением $K/L = 2,4$ /теоретические значения $K/L = 5,6$ для перехода типа M1 и $K/L = 1,8$ для перехода типа E2 /5/ /. Возможно, что переход 344,5 кэв является смесью E2 + M1. При наличии небольшой примеси M1 /-10%/ получается лучшее согласие K/L и a_K с теоретическими величинами, но это не влияет на определенные нами мультипольности других переходов.

^{205}Rn был получен в реакции $^{197}Au(^{15}N, 7n)$ при энергии ионов 120 Мэв. Как мы сообщили в работе /1/, в гамма-спектре удалось идентифицировать только три γ -перехода, принадлежащие ядру ^{205}At . Последние проведенные нами измерения γ - γ совпадений /рис. 7/ показали, что переходы 265 и 465 кэв составляют каскад и это подтверждает предложенную в /1/ схему уровней ^{205}At /рис. 9/. Значения спинов и четности уровней получены на основании аналогии с более тяжелыми ядрами аstatина.

4. Обсуждение

Из данных таблицы 1 и рис. 9 видно, что наиболее интенсивные β^+ -EC переходы связывают основные состояния $^{209}Rn_{123}$ с $I = 5/2^-(t_{5/2})$ /принято по аналогии с $^{207}Po_{123}$ с уровнями $^{85}At_{124}$ 408,3 и 746,0 кэв/. Относительно малые значения $\log ft = 6,7$ и $6,1$ /2/ могут свидетельствовать о наличии одночастичной компоненты $p(t_{7/2})$ в волновых функциях таких состояний, так как в этом случае имеет место разрешенный β -переход, связывающий компоненты $n(t_{5/2})$ и $p(t_{7/2})$ в исходном и конечном состоянии. В нижнем уровне 408,3 кэв в случае $I = 5/2^-$ примесь одночастичной компоненты $p(t_{5/2})$ должна бы быть малой, так как одночастичный протонный уровень $t_{5/2}$ в ядрах ^{83}Bi и ^{85}At , согласно модели оболочек, находится значительно выше, чем уровень $t_{7/2}$. Поэтому уровень с $I = 5/2^-$ не должен заселяться при EC -распаде.

Из того факта, что уровни ^{209}At 408,3 и 746,0 кэв заселяются с большой вероятностью, следует, что они имеют спин $I^\pi = 7/2^-$. Это согласуется с мультипольностью γ -перехода 746,0 кэв типа M1. В то же время γ -переход 408,3 кэв является практически чистым переходом типа E2. Это можно понять, если γ -переход 408,3 кэв связывает состояния $p(h_{9/2})_{7/2}^3 \rightarrow p(h_{9/2})_{9/2}^3$, т.е. уровень 408,3 кэв является трехчастичным протонным уровнем.

Как известно^{1,4)}, в таком γ -переходе в чистом случае $B(M1)=0$. Выше отмечалось, что γ -переход 746 кэв типа $M1$. EC -переход на уровень 746 кэв значительно более вероятен $/\log ft = 6,1/$, чем на уровень 408 кэв $/\log ft = 6,7/$. Все это хорошо согласуется с предположением, что уровень 746 кэв, в основном, имеет конфигурацию $p(h_{9/2})_{0+}^2 (f_{7/2})^1$, т.е. является одночастичным. Очень важным является обнаружение уровней положительной четности с $I = 3/2^+$ и $5/2^+$ в $^{209}_{85}At$, которые, вероятно, являются аналогами известных уровней в нечетных ядрах висмута и возникают при возбуждении протона из заполненной протонной оболочки $d_{3/2}$ и $d_{5/2}$. Уровень с $I = 1/2^+$ непосредственно при EC -распаде ^{209}Rn не может заселяться, можно только ожидать, что его энергия < 1953 кэв.

Фрагмент схемы распада $^{207}Rn \rightarrow ^{207}At$, вытекающий из наших данных о γ - γ совпадениях и спектре электронов внутренней конверсии, приведен на рис. 9. Мы предполагаем, что уровень 344,5 кэв имеет спин $7/2^-$ и конфигурацию $p(h_{9/2})_{7/2}^3$. Следующий уровень 747 кэв с $I = 7/2^-$ является, вероятно, одночастичным уровнем с конфигурацией $p(h_{9/2})_{0+}^2 (f_{7/2})^1$, так как переходы 402,8 и 747 кэв типа $M1$. Сопоставление схем распада ^{207}Rn и ^{209}Rn позволяет предположить, что уровни ^{207}At 1650 и 2018 кэв аналогичны уровням ^{209}At 1953 и 2414 кэв.

Отсутствие данных об электронах внутренней конверсии в ^{205}At не позволяет экспериментально определить спины уровней, но учитывая, что уровни 265,5 кэв и 731 кэв сильно заселяются в EC -распаде ^{205}Rn , подобно аналогичным уровням $^{207,209}At$, можно предположить, что уровень 265,5 кэв имеет спин $7/2^-$ и конфигурацию $p(h_{9/2})_{7/2}^3$, а уровень 731 кэв - конфигурацию $p(h_{9/2})_{0+}^2 (f_{7/2})^1$.

Авторы выражают благодарность академику Г.Н.Флерову за интерес к работе, а также группе эксплуатации циклотрона У-300, обеспечившей хорошую работу ускорителя.

Литература

1. Т.Кэмпислы, Т.Морек, Л.К.Пекер, К.Петрозолин, С.Хойнацки. Препринт ОИЯИ, Р6-5878, Дубна, 1971.
2. Ц.Вывов, Н.А.Головков, И.И.Громова, А.Колачковски,

- М.Я.Кузнецова, Ю.В.Норсеев, В.Г.Чумин. Препринт ОИЯИ, Р6-6767, Дубна, 1972.
3. M.Alpsten and G.Astner. Nucl.Phys., A134, 407 (1969).
 4. A. de Shalit and I.Talmi. Nuclear Shell Theory, p. 409, Academic Press, New York, 1963.
 5. R.S.Hager and E.C.Seltzer. Nuclear Data, A4.1 (1968).
 6. G.Astner. Phys.Scripta, vol. 5, No. 1-2 (1972).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 марта 1973 года.

Таблица 1.
γ - переходы в 209 At .

E _γ	278,7	337,4	386,9	408,3	462	689	746,0	795	855	1037,8	1055	1065	I394
I _γ	2±1	27±3	3±1	100	3±1	23±3	48±5		9±2	8±2	8±1	3±1	2±1
Мульти./2/	MI	MI	MI	E2	MI	MI	MI		E1	E1	E1		E2

Таблица 2.
γ - переходы в 207 At .

E _γ	324,6	329,5	344,5	367,7	402,8	631,4	674,0	747,0	774,3	850,3	973,7
I _γ	5±2	7±2	100	7±2	26±3	29±5	25±3	38±3	6±2	4±1	7±2
I _γ +I _ε			107	9±2	32±3		25±3	34±3			
Мульти.			E2(+MI)	MI		E2	MI+E2				

Таблица 3.

Результаты измерений электронов внутренней конверсии
207 Rn .

E _γ	I _{εк}	α _к (эксп.)	α _к теоретич./5/		Мульти.
			MI	E2	
344,5	100	0,075	0,32	0,05	E2+MI
367,7	27	0,29	0,27	0,044	MI
402,8	82	0,24	0,21	0,036	MI
674,0	4	0,012	0,055	0,013	E2
747,0	13	0,029	0,042	0,010	MI+E2

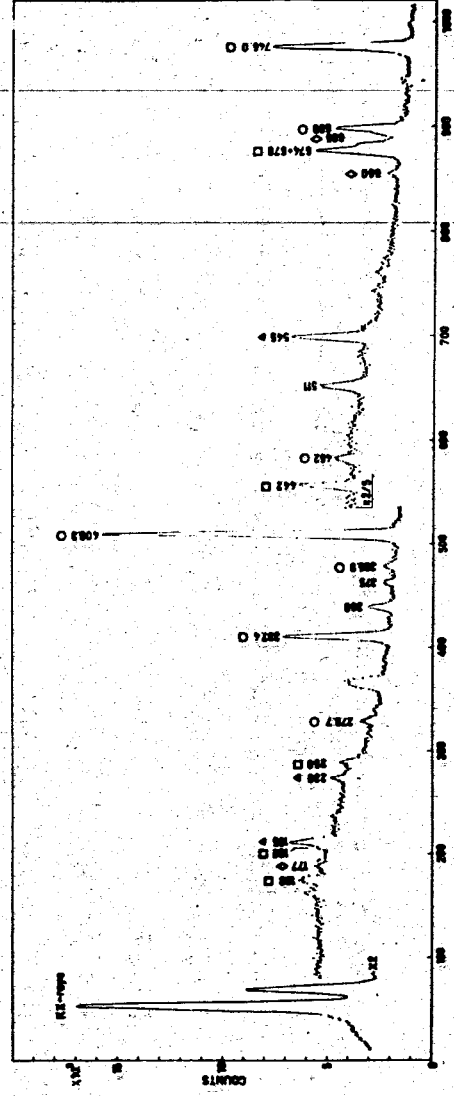


Рис. 1. Гамма-спектр ^{209}Rn / Низкоэнергетическая часть /.
 Обозначения: \circ - ^{209}Rn , \square - ^{209}At , Δ - ^{209}At , \diamond - ^{208}At .

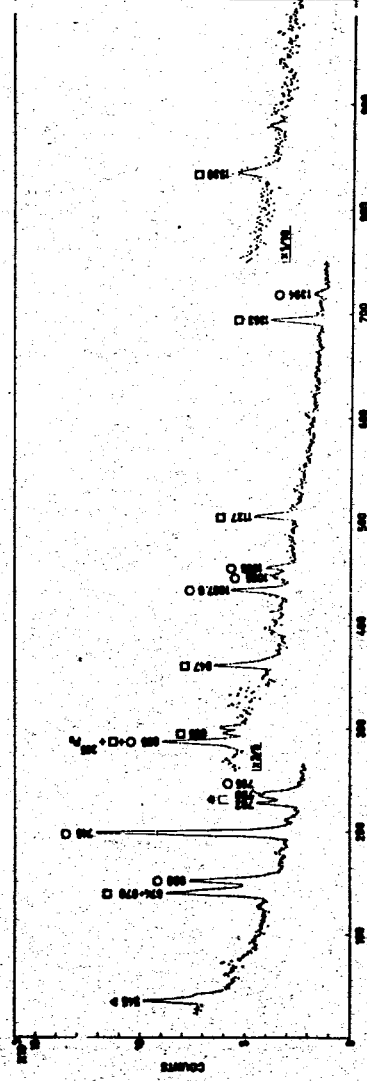


Рис. 2. Гамма-спектр ^{209}Rn / высокоэнергетическая часть /.
 Обозначения - как на рис. 1.

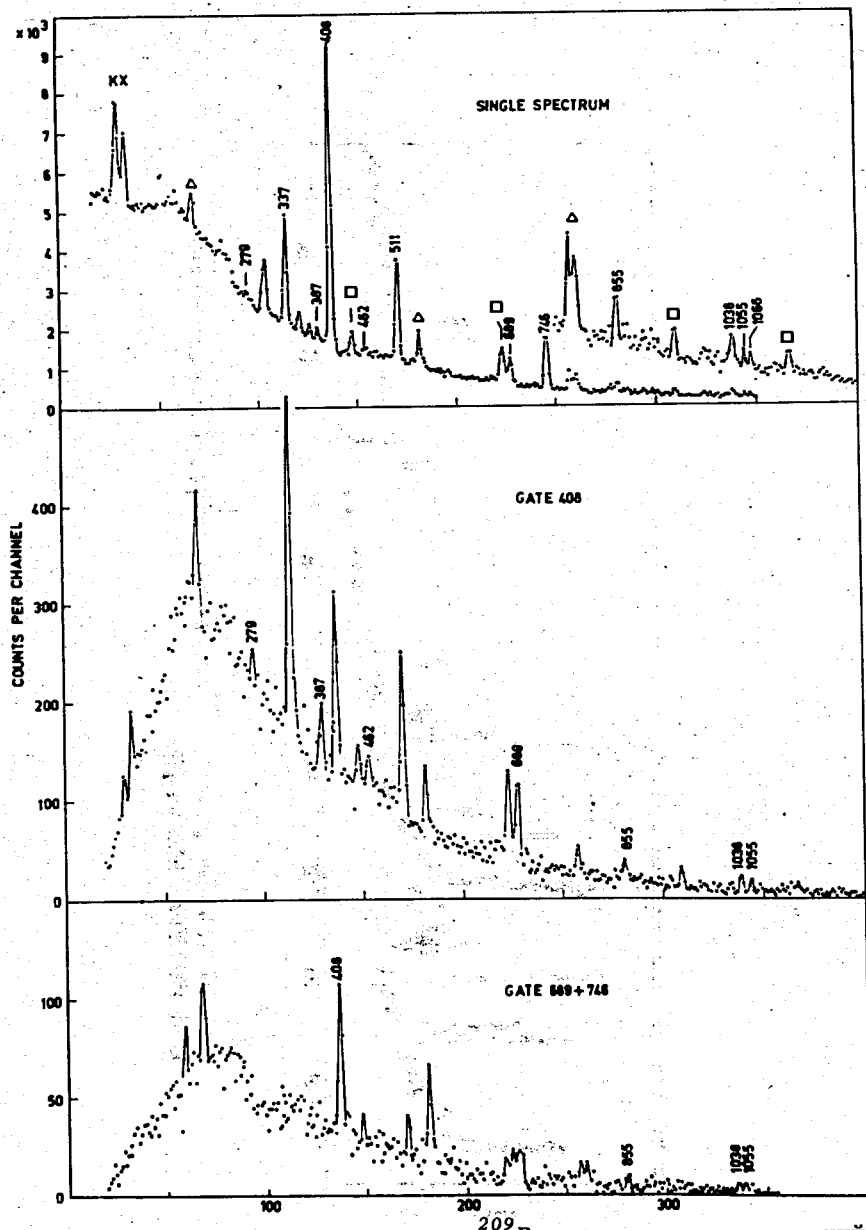


Рис. 3. Одиночный γ -спектр ^{209}Rn и спектры совпадений Ge(Li)-NaI(Tl) с линиями 408 и 689 кэВ. Обозначения - как на рис.1.

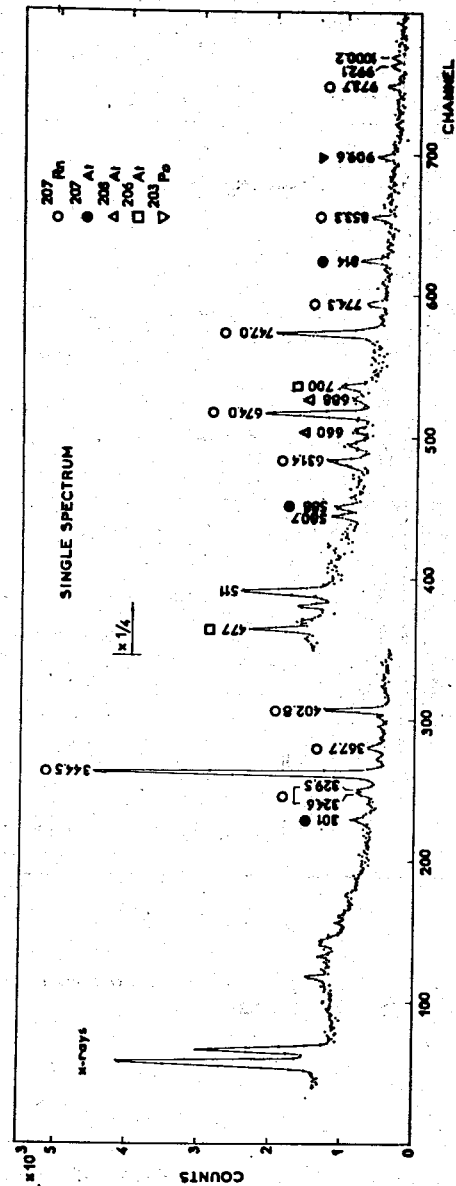


Рис. 4. Гамма-спектр ^{207}Rn .

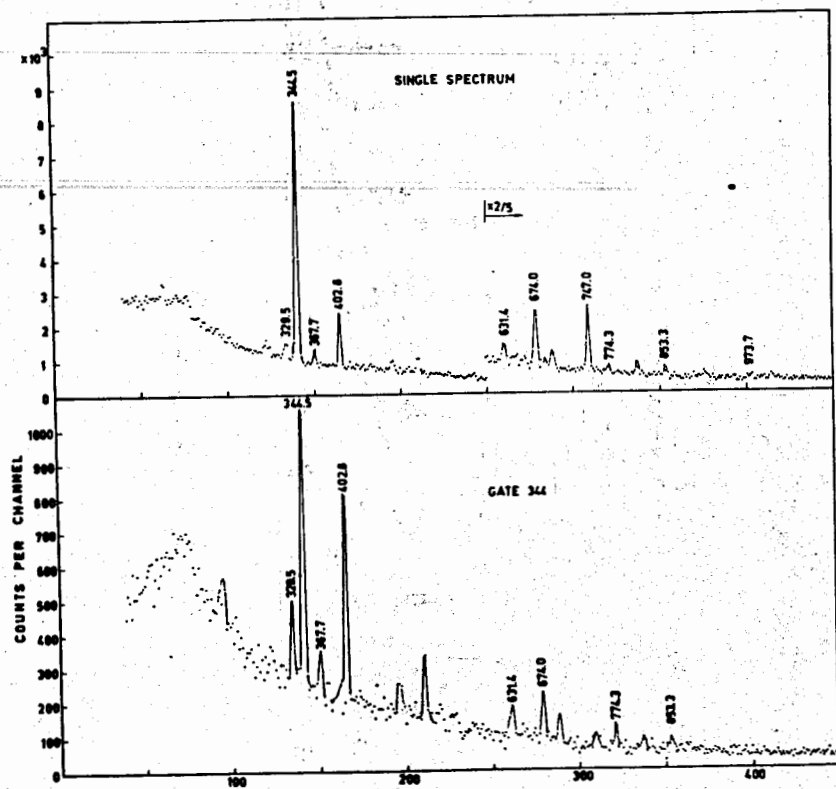


Рис. 5. Одиночный γ -спектр ^{207}Rn и спектр совпадений Ge(Li)-NaJ(Tl) с линией 344 кэВ.

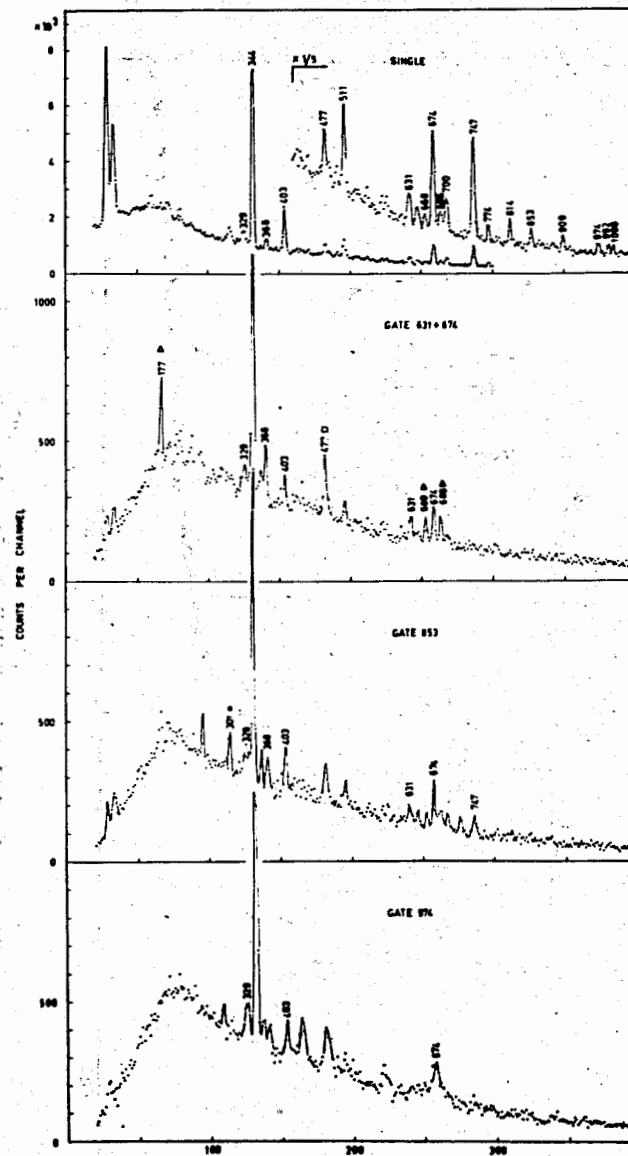


Рис. 6. Одиночный γ -спектр ^{207}Rn и спектры совпадений Ge(Li)-NaJ(Tl) с линиями 631+674, 853, 974 кэВ. Обозначения как на рис. 4.

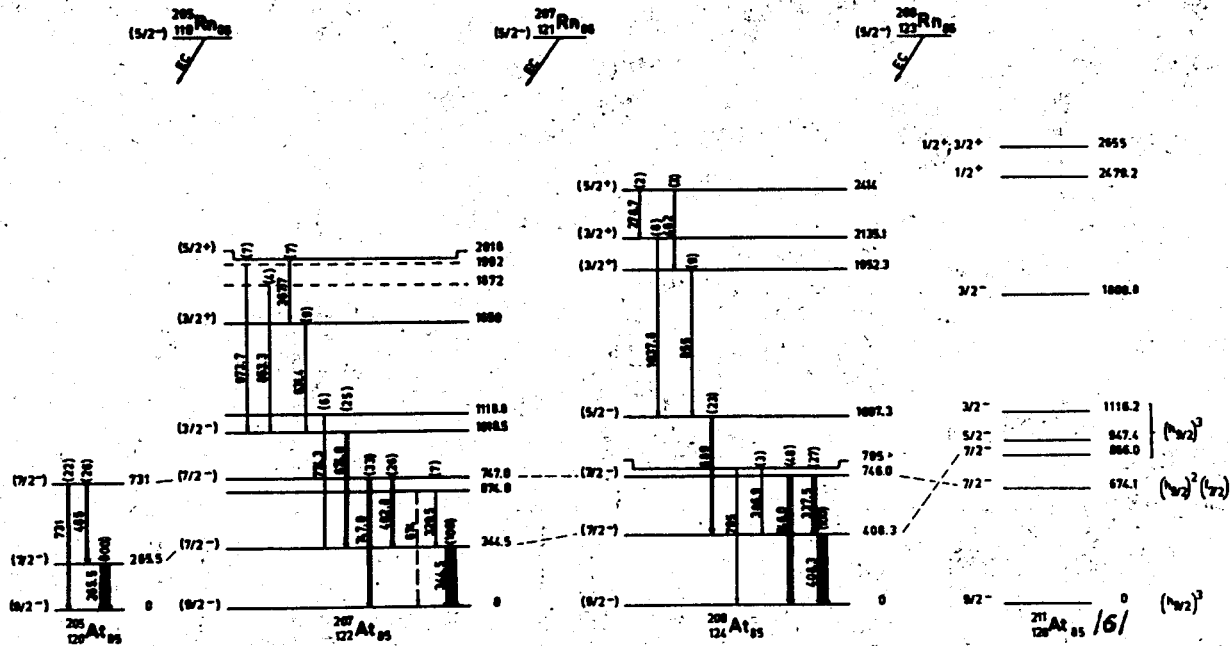


Рис. 9. Схемы уровней нечетных изотопов астата.