

Для Англии значение дозы оценено в 0,055 p [8]. Для США значение дозы, рассчитанное при допущениях, принятых в данной работе, колеблется в зависимости от расстояния от полигона в пределах 0,006—0,160 p [9]. Доза, получаемая человеком за 30 лет от космических лучей и от естественной радиоактивности почвы, лежит в пределах 4,3—5,5 p [10, 11].

Из сравнения приведенных данных видно, что дозы γ -излучения, полученные для различных стран, близки по величине и намного меньше дозы от природных γ -лучей. Хотя, как следует из этих данных, внешнее γ -излучение радиоактивных осадков непосредственной опасности не представляет, тем не менее наличие добавочного облучения может стать причиной нежелательных генетических последствий. Кроме того, значительная часть выпадающей активности принадлежит Sr^{90} , попадание которого внутрь организма является опасным.

Авторы выражают благодарность проф. К. К. Аглинцеву за ценные указания и советы при выполнении настоящей работы.

Поступило в Редакцию 20/V 1957 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Блинов, Л. И. Геденов. Физика и теплотехника реакторов. Приложение № 1 к журналу «Атомная энергия», 1958, стр. 96.
2. В. П. Шведов, В. А. Блинов, Л. И. Геденов, Е. П. Анкудинов. Атомная энергия, 5, 577 (1958).
3. Г. В. Горшков. Гамма-излучение радиоактивных тел. Л., Изд-во ЛГУ, 1956.
4. The Effects of Atomic Weapons. Washington, US Gov. Print. Office, 1950.
5. E. Lapp. Bull. Atomic Scientists, 11, No. 2, 45 (1955).
6. M. Eisenbud, J. Harley. Science, 121, 677 (1955).
7. I. Blifford, H. Rosenstock. Science, 123, 619 (1955).
8. J. Cockroft. Nature, 175, 873 (1955).
9. M. Eisenbud, J. Harley. Science, 124, 251 (1956).
10. E. Lapp. Bull. Atomic Scientists, 11, No. 6, 216 (1955).
11. Science, 123, 1157 (1956).

Новые изотопы Sb^{112} и Sb^{114} и идентификация Sb^{113} и Sb^{115}

И. П. Селинов, Ю. А. Гриц, Ю. П. Кушакевич, Ю. А. Близде,
С. С. Васильев, Т. Н. Михалева

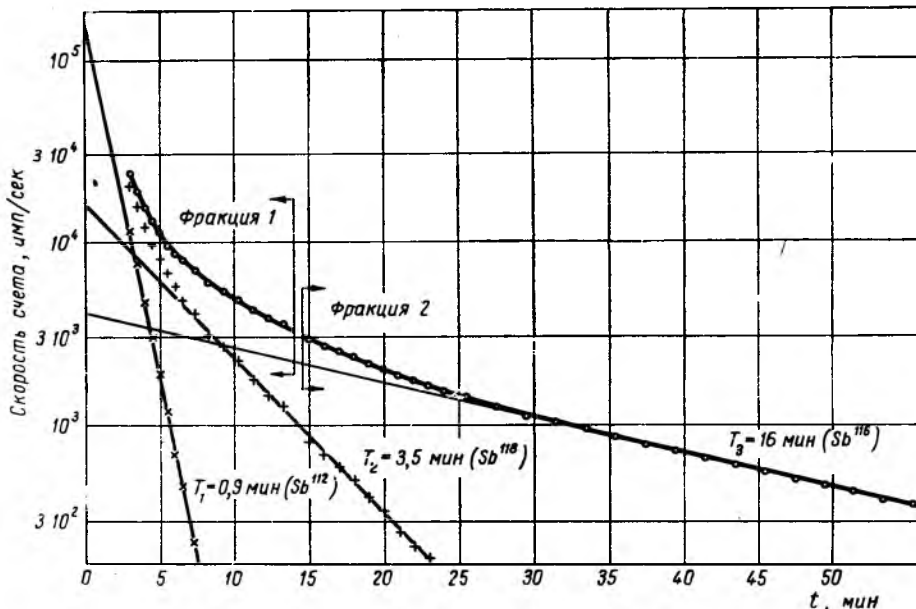
С целью идентификации изотопов сурьмы с периодами полураспада 7 и 31 мин [1] и поисков новых изотопов сурьмы было предпринято изучение активностей, образующихся на достаточно тонких мишенях, обогащенных изотопами олова с массовыми числами 112, 114—118, при облучении их

протонами на 120-сантиметровом фазотроне Научно-исследовательского института ядерной физики МГУ. Для разделения изотопов, получающихся в реакциях (p, n) и $(p, 2n)$, облучение производилось при нескольких значениях энергий протонов от 7 до 30 Мэв.

Рис. 1. Периоды полураспада радиоактивных изотопов сурьмы, химически выделенных из облученного протонами олова, обогащенного изотопом Sn^{112} .

Изотопный состав мишени (в процентах): Sn^{112} —52,3; Sn^{114} —1,5; Sn^{115} —1,5; Sn^{116} —11,2; Sn^{117} —4,2; Sn^{118} —11,2; Sn^{119} —4; Sn^{120} —10,7; Sn^{122} —1,4; Sn^{124} —0,2.

Энергия протонов 15 Мэв; время облучения 1 мин. Активность с периодом $T=3,5$ мин обусловлена в основном изотопом Sb^{118} ($T=3,5$ мин) и частично изотопом Sb^{114} ($T=3,4$ мин), так как в мишени содержится в 7,5 раза больше изотопа Sn^{118} , чем Sn^{114} .



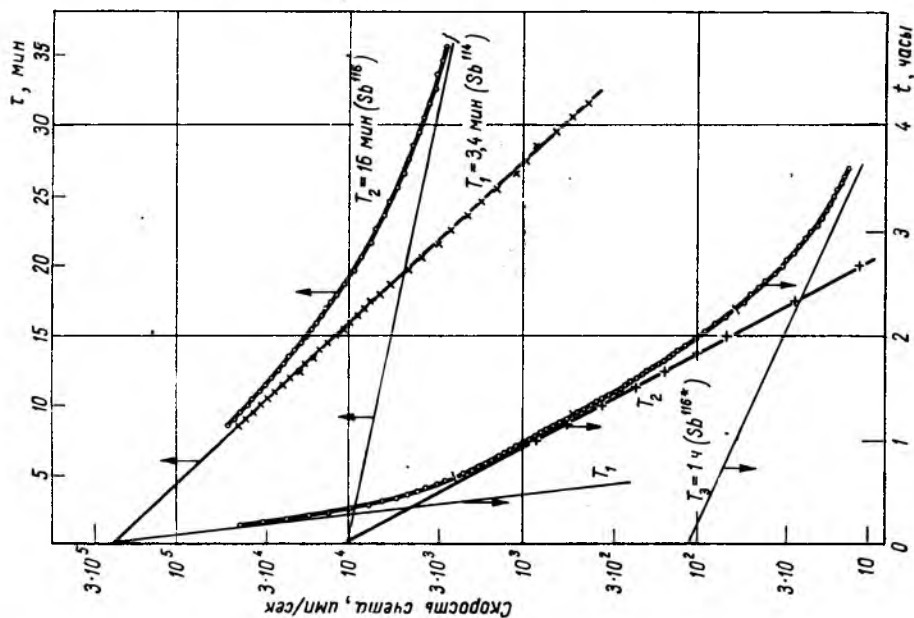


Рис. 2. Периоды полураспада радиоактивных изотопов сурьмы, химически выделенных из облученного протоном олова, обогащенного изотопом Sn^{114} . Изотопный состав мишени (в процентах): Sn^{112} —0,6; Sn^{114} —57,2; Sn^{116} —3,3; Sn^{118} —19,6; Sn^{117} —10,8; Sn^{119} —6,8; Sn^{120} —0,4; Sn^{122} —0,1; Sn^{124} —0,1. Энергия протонов 16 Мэв; время облучения 1 мин.

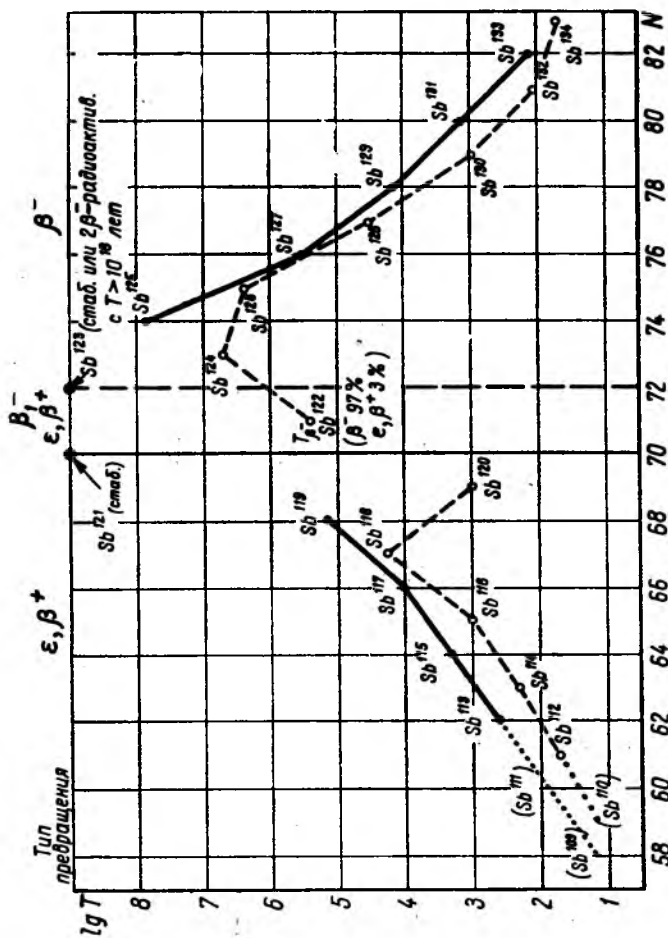


Рис. 3. Периоды полураспада радиоактивных изотопов сурьмы. По оси абсцисс отложено число нейтронов N в атомном ядре. Левая ветвь кривой соответствует ϵ - и β^+ -радиоактивным изотопам, а правая— β^- -радиоактивным изотопам. В скобках указаны еще не обнаруженные изотопы.

Сравнение активностей, образующихся при бомбардировке различных обогащенных изотопов олова протонами с разными энергиями, показало, что 7-минутная активность принадлежит Sb^{113} , а 31-минутная активность — Sb^{115} , которые получаются в реакциях $\text{Sn}^{114} (p, 2n) \text{Sb}^{113}$ и $\text{Sn}^{116} (p, 2n) \text{Sb}^{115}$.

У Sb^{115} мы не наблюдали активности с периодом полураспада $T_{1/2} = 60$ мин, которая приписана этому изотопу в работе [2]; можно предположить, что γ -линии, отнесенные к Sb^{115} , принадлежат не изотопу Sb^{115} , а изомеру Sb^{116} , имеющему $T_{1/2} = 60$ мин. Кроме того, нами обнаружены два новых изотопа: Sb^{112} с $T_{1/2} = 0,9 \pm 0,1$ мин и Sb^{114} с $T_{1/2} = 3,3 \pm 0,3$ мин (рис. 1 и 2). Эти изотопы были получены в реакциях $\text{Sn}^{112} (p, n) \text{Sb}^{112}$ и $\text{Sn}^{114} (p, n) \text{Sb}^{114}$.

Химическое выделение сурьмы производилось так же, как и в работе [1]. При изучении короткоживущего изотопа Sb^{112} пришлось использовать неполное выделение сурьмы (около 1%), чтобы измерение активности начать через 3 мин после окончания облучения. Начальная интенсивность сурьмы с $T_{1/2} = 0,9$ мин, выделенной из мишени, обогащенной Sn^{112} и облученной протонами с энергией 15 Мэв, была в 15 раз больше начальной интенсивности излучения от примесей других изотопов сурьмы. Аналогичное отношение для Sb^{114} было равно 30.

Максимальная энергия β^+ -излучения, определенная методом поглощения, составляла для Sb^{114} $2,7 \pm 0,2$ Мэв. Гамма-спектр, измеренный на сцин-

тилляционном спектрометре со 100-канальным амплитудным анализатором, состоит из трех линий: γ -линии аннигиляционного излучения, γ -линии с энергией 1300 ± 30 кэв и менее интенсивной линии с энергией 900 ± 60 кэв. Гамма-спектр Sb^{112} имеет, кроме аннигиляционной линии, только одну γ -линию с энергией 1270 ± 30 кэв. Как видно из рис. 3, изотопы сурьмы с четным числом нейтронов (Sb^{113} , Sb^{115} , Sb^{117}) имеют большие $T_{1/2}$, чем соседние с ними изотопы с нечетным числом нейтронов (Sb^{112} , Sb^{114} , Sb^{116}). Можно ожидать, что еще не обнаруженный изотоп Sb^{111} имеет значение $T_{1/2} \approx 1,1 - 1,5$ мин, т. е. несколько большее, чем $T_{1/2}$ Sb^{112} . Более подробное описание работ по новым изотопам сурьмы будет дано позднее.

Авторы выражают благодарность В. С. Золотареву за предоставление обогащенных изотопов олова, Ю. А. Воробьеву и операторам фазотронной бригады, а также Л. Я. Шавтвалову за работу на спектрометре.

Поступило в Редакцию 7/II 1959 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. П. Селинов, Ю. А. Гриц, Д. Е. Хулеидзе, Е. Е. Барони, Ю. А. Блюдзе, А. Г. Демин, Ю. П. Кушакевич. Атомная энергия, 5, вып. 6, 660 (1958).
2. D. Strominger, J. Hollander, G. Seaborg. Rev. Mod. Phys., 30, 585 (1958).

Устойчивость заряженного пучка в накопительных системах

А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев

В связи с предложением об осуществлении реакций на встречных пучках релятивистских частиц [1] в последнее время усиленно обсуждаются методы накопления большого тока в кольцевых магнитных системах [2]. Особый интерес для таких систем представляет исследование взаимодействия большого числа частиц на орбите накопления. Помимо поперечного расталкивания пучка, влияющего в основном на бетатронные колебания, интересны также эффекты, связанные с азимутальными неоднородностями плотности и вызывающие перераспределение частиц по энергии.

Уже из простых физических соображений следует, что при определенных условиях азимутально однородное распределение пучка является неустойчивым. Рассмотрим для простоты моноэнергетический пучок. Поле образовавшейся положительной флуктуации плотности ускоряет частицы, двигающиеся перед флуктуацией, и замедляет частицы, находящиеся сзади нее. Если при этом частота обращения уменьшается с ростом энергии ($\frac{d\omega}{dE} < 0$), то это поведет к дальнейшему увеличению флуктуации, а при $\frac{d\omega}{dE} > 0$ — к ее рассасыванию. Условию $\frac{d\omega}{dE} < 0$ удовлетворяют все слабофокусирующие системы и сильнофокусирующие системы за крити-

ческой энергией. Поэтому ввиду практической важности вопроса и физического интереса, который представляют плазменные эффекты в накопительных системах, такую неустойчивость целесообразно рассмотреть подробнее.

Изменение энергии частицы при наличии азимутального электрического поля описывается гамильтонианом [2]

$$H = -e \int \mathcal{E}(\varphi, t) d\varphi + \left(v \frac{d\omega}{dE} \right)_n \frac{W^2}{2}, \quad (1)$$

причем канонический импульс W связан с энергией E соотношением

$$W = \int_{E_n}^E \frac{dE}{v(E)}, \quad (2)$$

где v — скорость частицы. (Индексом «н» отмечаются величины, относящиеся к средней энергии накопленного пучка.) Сопряженная W каноническая координата φ связана с азимутальным углом θ соотношением $\varphi = \theta - \omega_n t$, причем в общем случае произвольных периодических систем θ — так назы-

¹ После написания данной заметки в печати появилась работа [3], в которой качественно также рассмотрена устойчивость пучка в закртической области.