

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 $\text{Sn}^{114} (p, 2n) \text{Sb}^{115}$.

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.

ваемый обобщенный азимут [4]. Величина $\mathcal{E}(\varphi, t)$ представляет собой азимутальную составляющую электрического поля пучка.

Состояние пучка будем описывать функцией распределения $F(W, \varphi, t)$, которую можно представить в виде суммы

$$F(W, \varphi, t) = F_0(W) + f(W, \varphi, t); \quad f \ll F_0, \quad (3)$$

т. е. рассмотрим малые отклонения от азимутально однородного равновесного состояния. Из физических соображений очевидно, что в равновесном состоянии $\mathcal{E} = 0$, так что линеаризованное кинетическое уравнение имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \varphi} \left(v \frac{d\omega}{dE} \right)_n W = - \frac{\partial F_0}{\partial W} e \mathcal{E}(\varphi, t) \quad (4)$$

или, если выполнить преобразования Фурье по азимуту и Лапласа — по времени,

$$f_p \left[p + ikW \left(v \frac{d\omega}{dE} \right)_n \right] = f(k, 0) - \frac{\partial F_0}{\partial W} e \mathcal{E}_p(k). \quad (5)$$

Чтобы связать $\mathcal{E}(k)$ с компонентом Фурье плотности заряда, воспользуемся тем фактом, что электрическое поле пучка сильно экранируется горизонтальными крышками вакуумной камеры и фактически совпадает с полем прямолинейного пучка, расположенного между двумя проводящими плоскостями. Тогда

$$\mathcal{E}(k, t) = - \frac{i \Lambda k e}{R^2 \gamma^2} \int_{-\infty}^{+\infty} f(W, k, t) dW; \quad \gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-1/2}, \quad (6)$$

где R — средний радиус орбиты.

Это же выражение может быть получено строго, если для поля экранированного кругового тока воспользоваться выражениями, приведенными, например, в работе [5]. Точный вывод выражения (6) будет дан в более подробной работе; здесь отметим только, что величина Λ , зависящая от отношения поперечных размеров пучка к зазору d , в практически интересных случаях равна $2 \div 3$. Выражение (6) получено в предположении, что размеры неоднородности велики по сравнению с апертурой камеры, т. е. $k \ll \frac{R}{d}$.

Пользуясь обычной методикой решения уравнений (5) и (6), легко прийти к выводу, что асимптотическое поведение возмущения будет определяться корнем уравнения

$$\frac{\Lambda e^2 k i}{R^2 \gamma^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial F_0 / \partial W dW}{\left[p + ikW \left(v \frac{d\omega}{dE} \right)_n \right]} = 1. \quad (7)$$

имеющих наибольшую действительную часть. Так как нас интересует существование неустойчивого решения, т. е. корни, для которых $\text{Re} p > 0$, то интегрирование в выражении (7) проводится просто по действительной оси.

Рассмотрим теперь два конкретных распределения $F_0(W)$.

1. Однородное распределение

$$F_0 = \begin{cases} \frac{N}{4\pi W_0} & \text{при } |W| \leq W_0, \\ 0 & \text{иначе} \end{cases} \quad (8)$$

После простых выкладок получаем из (7)

$$\frac{p}{kW_0} \left| v \frac{d\omega}{dE} \right|_n = [\xi - 1]^{1/2}, \quad (9)$$

где

$$\xi = \frac{2N\Lambda r_0}{\pi k \delta^2 \gamma^3} \frac{\gamma^2 - 1}{\alpha \gamma^2 - 1}; \quad r_0 = \frac{e^2}{mc^2} \quad (10)$$

(δ — относительный энергетический разброс пучка, α — коэффициент удлинения орбиты).

Из соотношения (9) видно, что неустойчивость ($\text{Re} p > 0$) может иметь место, во-первых, лишь в закритической области ($\alpha \gamma^2 > 1$) и, во-вторых, при достаточно узком распределении:

$$\delta^2 < \frac{2N\Lambda r_0}{\pi R \gamma^3} \frac{\gamma^2 - 1}{\alpha \gamma^2 - 1}. \quad (11)$$

2. Пусть теперь

$$F_0 = \frac{NW_0}{2\pi^2} \frac{1}{W^2 + W_0^2}, \quad (12)$$

тогда

$$\frac{p}{kW_0} \left| v \frac{d\omega}{dE} \right|_n = \gamma \xi - 1. \quad (13)$$

Из этого равенства следуют те же выводы, что и из выражения (9); неустойчивость имеет место

только в том случае, если $\frac{d\omega}{dE} < 0$ ($\xi > 0$) и удовлетворяется условие (11). При $\xi < 0$ плотность пучка в обоих случаях испытывает малые устойчивые колебания с частотой, определяемой $\text{Im} p$. Вопрос о возможном затухании таких колебаний должен быть рассмотрен отдельно.

В качестве иллюстрации к полученным формулам укажем, что для электронного накопителя с параметрами $\gamma = 60$, $\alpha = 5 \cdot 10^{-2}$, $R = 1,5 \cdot 10^2$ см, $\Lambda = 3$, $N = 10^{14}$ время развития неустойчивости $T \approx \frac{1}{p} = 4 \cdot 10^{-5}$ сек при $\delta = 5 \cdot 10^{-3}$.

Следует помнить, однако, что рост возмущения увеличивает немоноэнергетичность пучка, что в конце концов может ограничивать рост флуктуации.

Заметим в заключение, что в случае сгустка, ограниченного по азимуту, и при наличии высокочастотного ускоряющего поля рассматриваемые эффекты исчезают, если время развития неустойчивости оказывается много больше периода синхронных колебаний. Это связано с тем, что воздействие поля флуктуации на частицу за период колебаний в среднем равно нулю.

Поступило в Редакцию 8/VI 1959 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Kerst. CERN Symposium, 1956.
2. K. Symon, A. Sessler. CERN Symposium, 1956.
3. C. Nielsen, A. Sessler. Rev. Scient. Instrum., **30**, 80 (1959).
4. А. А. Коломенский. Диссертация, ФИАН, 1957.
5. М. Л. Левиц. Ж. техн. физ., **17**, 1159 (1947).