МЕТОД ДВОЙНОГО НАВЕДЕНИЯ ПУЧКА НА ВНУТРЕННИЕ МИШЕНИ СИНХРОТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Х.А.Симонян, А.Р.Туманян

Ереванский физический институт

Эффективное использование электронных синхротронов высоких энергий связано с обеспечением возможности одновременной и независимой работы нескольких каналов вывода различных пучков (гамма, синхротронного излучения), каждый из которых предъявляет свои требования к значению интенсивности ускоряемого пучка. Так, например, для работы канала синхротронного излучения требуются максимальные значения интенсивности ускоренного пучка (I_{max}), а для работы γ - канала необходимое значение интенсивности пучка, сбрасываемого на мишень, составляет $(0,3 \div 0,01)\, I_{max}$.

Более того, для одновременной работы нескольких γ -каналов необходимо обеспечить возможности оперативного и независимого управления распределением интенсивности ускоренного пучка между мишенями в широком диапазоне соотношений (практически, от 1:100 до 100:1) с сохранением неизменными основных параметров выводимых пучков, а именно: а) моменты начала (t_1) и конца (t_2) вывода всех пучков должны совпадать, т.е.длительность ($\tau = t_2 - t_1$) вывода должна быть одна и та же для всех пучков; б) значение выводимого в единицу времени количества частиц (n_i) с данной (i) мишени должно быть постоянным при заданной суммарной интенсивности (N_i) выводимого пучка в каждом цикле ускорения, т.е. $n_i = const$, $N_i = n_i \tau$; в) трассы γ - пучков должны оставаться неизменными /1/.

Предлагаемый ниже метод двойного наведения ускоренного пучка на внутренние мишени синхротронов является принципиальным решением задачи одновременной работы нескольких каналов вывода различных пучков. Сущность метода заключается в том, что наведение пучка на мишень в конце каждого цикла ускорения осуществляется при помощи смещения пучка в двух взаимно перпендикулярных направлениях. При этом функции радиального и вертикального смещений разделены, а именно: r -смещение , как и в обычном случае, обеспечивает заданную равномерность и длительность вывода, а z -смещением обеспечивается деление интенсивности между мишенями в требуемом соотношении.

Необходимость двойного наведения пучка на мишени основана на том, что одним только r-наведением пучка одновременно на две (и более) мишени невозможно обеспечить оперативное и независимое управление распределением интенсивности в любом соотношении с сохранением неизменными основных параметров выводимых пучков.

Покажем это на примере синхротрона с магнитной структурой типа FOFDOD, при этом полагая, что частица, попавшая на мишень, всегда рождает γ-квант и выбывает в дальнейшем из режима ускорения.

Допустим, что мишени расположены в серединах двух соседних фокусирующих промежутков, азимутальные координаты которых, соответственно, $S_1 = 0$ и $S_2 = \ell$, где ℓ - длина периода градиента магнитной структуры. Тогда в этих азимутальных плоскостях отклонения частиц по радиусу от реперной кривой на "к"-м обороте пучка описываются выражениями:

$$
\begin{aligned}
r(S_1, K) &= r_{зам}(S_1, K) + A\cos[2\pi\Delta Q(K-1) + \alpha],\\
r(S_2, K) &= r_{зам}(S_2, K) + A\cos[2\pi\Delta Q(K-1) + \mu + \alpha],
\end{aligned}
\qquad (\mathrm{I})
$$

где A и α – начальные (к=I) амплитуда и фаза радиальных бетатронных колебаний частицы; $\Delta Q = Q_r - m$; Q_r – число радиальных бетатронных колебаний на обороте; m – ближайшее к Q_r целое число; $\mu = 2\pi Q_r / M$; M – число периодов градиента магнитной структуры синхротрона. Функции $r_{зам}(S_1, K)$ описывают законы r -наведения пучка на соответствующую мишень. (При этом допускается, что радиальные наведения пучка на соответствующие мишени можно осуществлять локально-независимо друг от друга). Вторые члены в правой части (I) характеризуют расстояния частиц от центра пучка, движущегося по $r_{зам}(S, K)$ в заданных азимутальных плоскостях ($S_1 = 0$ и $S_2 = \ell$).

Эмиттанс ускоренного пучка на азимутах $S_{n+1} = n\ell$ ($n = 0$, I,2.... M –I) имеет вид эллипса, оси которого совпадают с осями координат (r , r'), т.к. $\beta(S_{n+1}) = \beta_{max}$ и $\beta'(S_{n+1}) = 0$, где β и $\beta' = d\beta/dS$ – известные функции Твисса [2]. На плоскости (r , $\beta_{max}\cdot r'$) эмиттанс примет форму круга, причем круги в плоскостях $S_{n+1} = n\ell$ (n = I,2,3,.... M –I) получаются из круга в плоскости $S_1 = 0$ вращением последнего на угол $\varphi_n = n\mu$ по направлению часовой стрелки. Кроме того, после каждого оборота пучка эти круги поварачиваются на угол $2\pi\Delta Q$ в том же направлении. Рассматривая круги в плоскостях $S_{n+1} = n\ell$ как положения начального круга ($S_1 = 0$, к = I), каждая точка которого определяется парой величин (A , α) ($0 \leq A < A_{max}$, $0 \leq \alpha \leq 2\pi$), можно наглядно описать процесс захвата частиц мишенями, проследив за тем, какая частица и на каком обороте имеет максимальные отклонения r при данной амплитуде A в одной из плоскостей $S_1 = 0$ и $S_2 = \ell$.

Рассмотрим случай, когда законы радиального наведения пучка на обе мишени одинаковы , т.е. $r_{зам}(S_1, K) = r_{зам}(S_2, K)$ и мишени расположены на равном расстоянии $r_м$ от координатной кривой. Очевидно, что первыми мишеней достигнут частицы с $A = A_{max}$. При этом, если на первую мишень попадет частица с фазой $\alpha = 0$, то на вторую – с фазой $\alpha = 2\pi - \mu$. На следующих оборотах по мере наведения пучка на мишени уже будут попадать частицы с амплитудами $A \leq A_{max}$, фазы которых удовлетворяют условиям

$$0 \leq \alpha \leq \alpha_1 = 2\pi - 2\pi\Delta Q(K-1) \pm \arccos\frac{r_м - r_{зам}(K)}{A},$$
$$2\pi - \mu \leq \alpha \leq \alpha_2 = 2\pi - 2\pi\Delta Q(K-1) - \mu \pm \arccos\frac{r_м - r_{зам}(K)}{A}. \qquad (2)$$

Очевидно, что до тех пор , пока области фаз α_1 и α_2 не будут перекрывать друг друга, будет происходить независимый отбор частиц из пучка мишенями, т.к. при этом мишени "вырезают куски" из круга в разных местах. Однако, поскольку области фаз α_1 и α_2 в процессе наведения пучка увеличиваются, то перекрытие областей этих фаз обязательно наступит до окончания процесса вывода. Поэтому число частиц, попавших на ту или иную мишень, существенно зависит как от степени, так и от момента этого перекрытия. Последнее обстоятельство связано с тем, что перекрытие областей фаз α_1 и α_2 бывает двоякого рода. Назовем их соответственно: статическим – перекрытие на данном обороте, и динамическим – перекрытие на разных оборотах.

Нетрудно определить условие статического перекрытия, которое наступает с момента $K_{ст}$, когда "углубление" мишеней достигает значения

$$\delta r\,(K_{ст}) = r_{зам}\,(K_{ст}) - r_{зам}(K_o) = A_{max}\,\left(1 - \cos\frac{\mu}{2}\right), \qquad (3)$$

где K_o – момент начала вывода.

На распределение интенсивности по мишеням существенное влияние оказывает динамическое перекрытие областей $\alpha_1(K')$ и $\alpha_2(K)$ при $K \neq K'$. Это связано с тем, что для основной части возможных значений ΔQ из интервала $0 < \Delta Q < 0{,}5$ фактической областью динамического перекрытия является вся область фаз α от нуля до 2π.

Особо важное значение имеет случай, когда область фаз $\alpha_2(K-1)$ перекрывает область $\alpha_1(K)$ для всех $K > K_o$, условие существования которого есть $2\pi\,\Delta Q \geqslant \mu$. Это означает, что часть тех частиц, которые на последующем обороте должны были попасть на первую мишень, на предыдущем обороте уже выпали на вторую. В этом случае процесс динамического перекрытия наступает намного раньше статического, так как $\delta r(K_{дн}) \ll \delta r\,(K_{ст})$, где

$$\delta r\,(K_{дн}) = r_{зам}(K_{дн}) - r_{зам}(K_o) = A_{max}\left(1 - \cos\frac{2\pi\Delta Q - \mu}{2}\right) \qquad (4)$$

определяет "углубление" мишени, при котором наступает момент динамического перекрытия. Более того, при таком перекрытии существует предельное значение Δd шага r -наведения за оборот (или относительной сдвижки мишеней по радиусу), при котором частицы всех амплитуд не попадают на первую мишень. Эта величина определяется из условия полного перекрытия областей фаз $\alpha_2(K-1)$ и $\alpha_1(K)$ и имеет вид

$$\left(\frac{\Delta d}{A}\right)_{пред} = 2\sin\frac{\mu}{2}\cdot\sin\frac{2\pi\Delta Q - \mu}{2}. \qquad (5)$$

Отсюда следует, что при $2\pi\Delta Q = \mu$ будет $\Delta d = 0$ для всех амплитуд радиальных бетатронных колебаний частиц. Это значит, что при достаточно медленном r -наведении пучка на мишени, таком, что шаг за оборот можно принять равным нулю относительно амплитуд колебаний частиц, можно обеспечить деление интенсивности между мишенями в соотношении, близком к значению 0:I (при ином расположении мишеней можно получить соотношение I:0).

Таким образом, в простейшем случае, когда законы наведения пучка на мишени одинаковы и мишени расположены на равном расстоянии от координатной кривой, распределение интенсивности между мишенями существенно зависит от значения ΔQ. На рис.I и 2 показаны процессы "вырезания" круга при указанных условиях для граничных значений ΔQ, а именно: $\Delta Q = \Delta Q_H$, где $\Delta Q_H = m/(M-1)$, при котором обеспечивается соотношение 0:I и $\Delta Q = 0{,}25$, при котором соотношение составляет I:I. На рисунках для наглядности шаг наведения за оборот взят достаточно большой, а именно: $\Delta d = 0{,}02\, A_{max}$.

Очевидно, что перераспределение интенсивности в соотношении, отличном от указанных двух граничных значений, можно получить изменением величины ΔQ в пределах $\Delta Q < \Delta Q < 0{,}25$. Однако использование такого способа перераспределения интенсивности сопряжено с преодолением ряда практических трудностей. Другими возможностями перераспределения являются взаимосвязанное относительное изменение обоих законов наведения либо создание относительного сдвига по рисунку между мишенями. В первом случае задача сводится к невыполнимому требованию, а именно: с одной стороны, шаг r-наведения на каждом обороте для одной мишени должен подбираться в соответствии с заданным значением соотношения деления и сохранения равномерности вывода, с другой стороны, из-за эффектов перекрытия - с учетом шага другой мишени. Использование второй возможности приведет как к изменению трасс γ-пучков, так и к сокращению длительности вывода с более удаленной от пучка мишени. Рис.3 иллюстрирует механизм отбора частиц мишенями при относительном сдвиге мишеней (2-я мишень расположена ближе к пучку).

Сравнение рис.2 и 3 показывает, как с изменением соотношения деления интенсивностей сокращается длительность вывода с первой мишени. При допущении, что частицы в пучке распределены равномерно по амплитудам бетатронных колебаний, зависимость отношения интенсивностей I_I / I_{II} и относительного сокращения длительности τ_I / τ_{II} от величины постоянного сдвига $\Delta d/A_{max}$ второй мишени будет иметь вид, представленный на рис.4.

В заключение этого раздела отметим, что рассмотренный механизм взаимного влияния мишеней из-за эффектов перекрытия остаэтся в силе и в случае использования тонких мишеней, когда имеет место многократное прохождение частиц через них. При этом, а также из-за естественного энергетического разброса частиц эффекты перекрывания несколько ослабляются, но не устраняются.

Покажем теперь, что созданием двух степеней свободы для управления поперечным смещением пучка в местах расположения мишеней можно осуществить независимый равномерный вывод γ-пучков одновременно из двух и более соседних фокусирующих промежутков с возможностью оперативного изменения соотношением интенсивностей между мишенями и удовлетворением требований к выводимым пучкам.

Допустим, что мишени расположены по радиусу на равном расстоянии от координатной кривой, а режим радиального наведения по значению ΔQ выбран таким, что обеспечивается распределение интенсивности, близкое к 0:I, при одинаковых законах наведения на обе мишени. При этом края мишеней имеют вертикальные сдвижки ΔZ_1 и ΔZ_2 относительно медианной плоскости. Тогда при ΔZ_1 и $\Delta Z_2 \neq 0$ частицы, имеющие смещения $Z(S_2) \equiv Z(t) < \Delta Z_2$, будут проскакивать под второй мишенью и рано или поздно выпадут только на первую мишень. Частицы же с $Z(S_2) \geqslant \Delta Z_2$ попадут только на вторую мишень. В этом режиме работа второй мишени полностью независима от работы первой, и интенсивность γ-пучка во второй мишени (I_2) зависит только от величины смещения ΔZ_2 и от полной интенсивности ускоренного пучка (I_{max}) . В то же время интенсивность пучка с первой мишени I_1 будет зависима от I_2 , поскольку I_2 определяет верхний предел I_1, т.к. $I_1^{в} = I_{max} - I_1$. При $\Delta Z_1 \neq 0$ частицы, не попавшие ни на одну из мишеней, будут сбрасываться на опору мишеней либо на специальные страховочные скрепера.

В случае когда режим радиального наведения обеспечивает деление интенсивности между мишенями (при $\Delta Z_1 = \Delta Z_2 = 0$) в соотношении I:I, относительный вертикальный сдвиг мишеней приводит к зависимому перераспределению интенсивности между ними. Однако и в этом случае закон радиального наведения остается практически независимым от перераспределения и выбирается только из условий обеспечения равномерности и длительности вывода пучков.

В заключение отметим, что метод двойного наведения позволяет использовать одновременно две мишени, расположенные подряд в соседних фокусирующих промежутках, поскольку всегда можно обеспечить режим, когда работа одной из мишеней независима от работы остальных, а перераспределение интенсивности между остальными сохраняется независимым от закона радиального наведения. Кроме того, использование метода приводит к простому и очевидному решению задачи одновременной работы каналов синхротронного излучения и γ-каналов при максимальных значениях тока ускоренного пучка.

Литература

I. Б.Б.Айрапетян и др. Научное сообщение,ЕрФИ-I76(22)-(76), Ереван, I976.

2. Г.Брук. Циклические ускорители заряженных частиц , М., Атомиздат, I970.

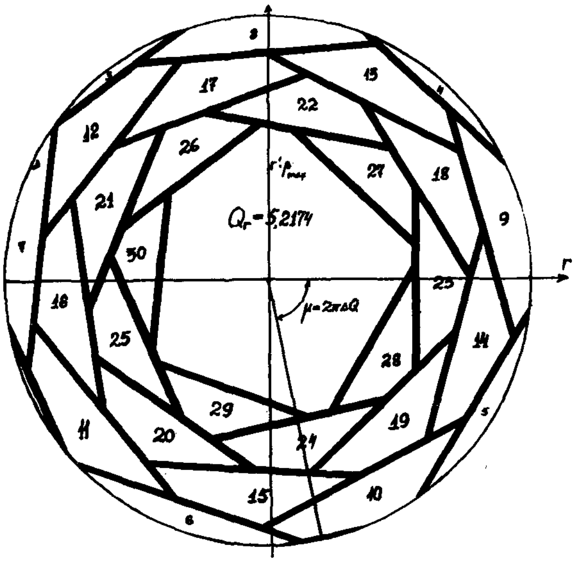
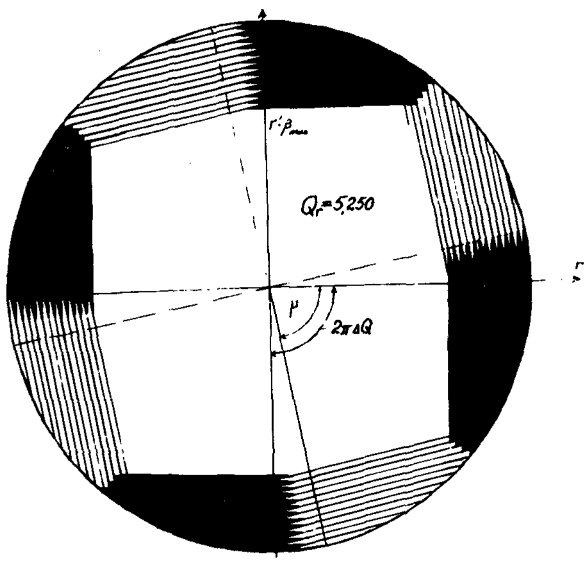
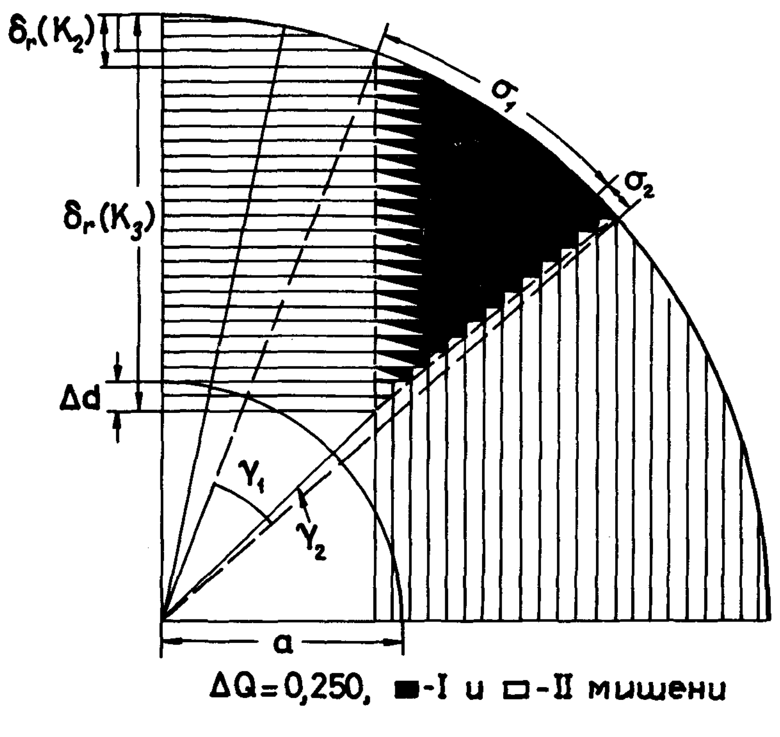


Рис.I.



$r'\beta_{max}$
$Q_r=5,250$
r
μ
$2\pi\Delta Q$

Рис.2.



$\delta_r(K_2)$
σ_1
σ_2
$\delta_r(K_3)$
Δd
γ_1
γ_2
a
$\Delta Q=0,250$, ■-I и □-II мишени

Рис.3.

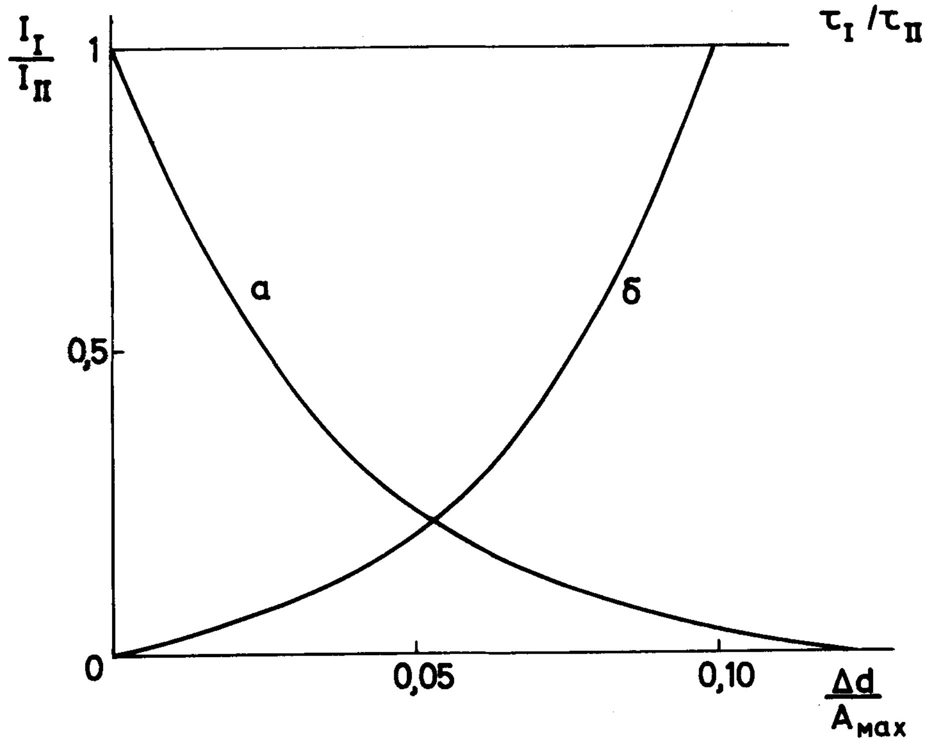


Рис.4.

ДИСКУССИЯ

<u>Ю.С.Федотов:</u> При наведении на 2 мишени одновременно вы должны изменять частоты Q_v или Q_z. Как быть в том случае, если рабочая точка ускорителя находится в области с резонансами?

<u>А.Р.Туманян:</u> Очевидно, что подбор частот должен осуществляться с учетом диаграммы устойчивости. Практически всегда можно найти оптимальную рабочую точку.