

0800

Препринт ЕФИ-877(28)-86

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Н.А. ЗАПОЛЬСКИЙ, Х.А. СИМОНЯН, С.П. ТАРОЯН,
А.Р. ТУМАНЯН, П.А. АПКАРЬЯНЦ

ВЛИЯНИЕ КРАСНОТЫ ПРОХОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ
ТОНКУЮ МИШЕНЬ НА РАВНОМЕРНОСТЬ ВЫХОДА ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ
В БЫСТРОЦИКЛИЧНОМ СИНХРОТРОНЕ

ЦНИИатоминформ

ЕРЕВАН-1986

ՁԱՊՈԼՍԿԻ Կ.Ա., ՍԻՄՈՆՅԱՆ Խ.Ա., ԹԱՐՈՅԻՆ Ա.Պ.
ԹՈՒՄԱՆՅԱՆ Ա.Ռ., ԱՊԵԱՐՅԱՆՑ Պ.Ա.^Ջ

ԲԱՐԱԿ ԹԻՐԱԽՈՎ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԱՆՑՈՒՆ ԲԱԶՄԱԿՈՒԹՅԱՆ
ԱԶԳԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԱՐԱԳԱՊԱՐԲԵՐԱՅԻՆ ԱՆՔՐՈՏՐՈՆՈՒՄ
ԳՈՄՄԱ ՃՈՐՈՎՈՅԹՈՒՆ ԵԼՔԻ ՀՈՎԱՄՈՐԱԶՈՓՈՒԹՅԱՆ ԿՐԱ

Աշխատանքում Բերված են փորձարտական հետազոտությունների արդյունքները օգտակար արագագույնում ներքին թիրախներում շրջանառու էլեկտրոնների անցման Բազմափուլային գամմա ճառագայթման ելքի համասարաչափության մրա ազդեցության մերաբերյալ: Բնութագրված են Պոտոնների ելքի համասարաչափության նվազեցման և ներքին Բարակ թիրախներում աշխատանքի ժամանակ արագացված էլեկտրոնների արդյունավետության Պերօդազորման պատճառները: Բերված են մի քանի գործնական հանձնարարականներ:

Երևանի Ֆիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1986

^Ջ Երևանի պոլիտեխնիկական ինստիտուտ

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ) 1985г.

N.A. ZAPOLSKI, KH.A. SIMONYAN, S.P. TAROYAN,
A.R. TUMANYAN, * P.A. APKARYANTS

INFLUENCE OF THE FREQUENCY OF ELECTRONS PASSAGE
THROUGH THIN TARGET ON THE UNIFORMITY OF GAMMA-RADIATION
OUTLET IN QUICK-CYCLE SYNCHROTRON

The influence of the frequency of electrons passage through various in-set targets on the uniformity of gamma-radiation outlet is investigated on circular accelerator and the experimental results are reported in this work. Reasons for photon outlet uniformity deterioration and incomplete utilization of accelerated electrons intensity on in-set thin targets are discussed. Some practical recommendations are given.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1986

*Yerevan Polytechnical Institute

Н.А.ЗАПОЛЬСКИЙ, Х.А.СИМОНЯН, С.П.ТАРОЯН,
А.Р.ТУМАНЯН, П.А.АПКАРЬЯНЦ*

ВЛИЯНИЕ КРАТНОСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ
ТОНКУЮ МИШЕНЬ НА РАВНОМЕРНОСТЬ ВЫХОДА ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ
В БЫСТРОЦИКЛИЧНОМ СИНХРОТРОНЕ

В работе приводятся результаты экспериментальных исследований на кольцевом ускорителе влияния кратности прохождения циркулирующих электронов через различные внутренние мишени на равномерность вывода гамма-излучения. Обсуждены причины ухудшения равномерности вывода фотонов и неполного использования интенсивности ускоренных электронов при работе с тонкими внутренними мишенями. Приведены некоторые практические рекомендации.

Ереванский физический институт

Ереван 1986

*Ереванский политехнический институт

Формирование пучков тормозного излучения на Ереванском синхротроне осуществляется наведением ускоренных электронов на радиатор внутренней мишени методом локального возмущения ведущего магнитного поля ускорителя (так называемый метод "бим-бамп" [1]), создаваемого модулированным импульсным током в дополнительных обмотках определенных блоков кольцевого электромагнита.

Для равномерной загрузки пучком тормозного излучения экспериментальных установок со счетной методикой и улучшения условий отбора полезных событий наведение ускоренных частиц на мишень осуществляется с обеспечением медленного и равномерного выхода количества фотонов в единицу времени с внутренней мишени синхротрона. Это достигается подбором временного закона изменения импульса тока в наборе дополнительных обмоток электромагнита синхротрона.

В случае использования в качестве внутренних мишеней тонких монокристаллов для проведения экспериментов по каналированию или по получению когерентного гамма-излучения существенное значение приобретает кратность прохождения электронов через мишень.

Для экспериментального определения влияния толщины вещества радиатора мишени на равномерность выхода фотонов проводились наблюдения с помощью сцинтилляционного датчика. При этом регистрировались фотонные пучки, формируемые на внутренних мишенях за время медленного вывода, а также за время быстрого сворачивания частиц после выключения ускоряющего высокочастотного напряжения в том же цикле ускорения. В эксперименте использовались аморфные радиаторы с толщинами: 0,003, 0,14, 1,0 рад.дл. Условием проведения эксперимента ставилась неизменность закона наведения первичных частиц на мишени независимо от толщины радиатора.

На рис. I показаны осциллограммы сигналов с сцинтилляционного датчика при наведении электронов на аморфную мишень. Развертка осциллографа при медленном выводе имеет значение 500 мкс/см, а при быстром сворачивании частиц — 50 мкс/см. Закон наведения был подобран таким, чтобы на тонкой мишени (0,003 рад.дл.) получить равномерный выход фотонов. Для этой мишени осциллограммы приведены на рис. Iа) и б) — выход фотонов за время медленного вывода и за время сворачивания соответственно. Переход к более толстым мишеням (0,14 и 1,0 рад.дл. — рис. Iв), г), д) и е)) проводится без изменения закона наведения. Из рис. I видно, что равномерность выхода фотонов нарушается при переходе к более толстым мишеням, что обязано уменьшению кратности прохождения электронов через мишень, о чем свидетельствует уменьшение числа частиц, выпавших в режиме быстрого сворачивания. Из осциллограммы видно, что для коррекции равномерности необходимо уменьшить степень возмущения орбиты в начале времени вывода, когда с мишенью взаимодействуют частицы с большими ампли —

гудами колебаний, но меньшей плотностью частиц в поперечном сечении ускоренного пучка; это значит, что для тонкой мишени на этом участке формируются фотоны с относительно большим угловым разбросом [2]. Ясно, что такая коррекция закона наведения в случае использования толстой мишени или при обеспечении однократного прохождения через любую мишень является желательной, так как приводит к уменьшению углового разброса наведенных на мишень электронов по крайней мере на начальном этапе вывода.

Из осциллограммы можно также предположить, что ускоренный пучок наводится не до своего центра, так как с переходом на толстую мишень не полностью ликвидируется интенсивность быстрого сброса.

Подтверждением этому является рис.3, на котором приведены осциллограммы вывода пучков с аморфных мишеней для случая, когда закон наведения обеспечивает равномерный выход фотонов с толстой мишени и с нулевой интенсивностью быстрого сброса. Видно, что переход к более тонким мишеням без изменения закона наведения также сопровождается нарушением равномерности выхода фотонов, но быстрый сброс не появляется. Ясно, что в этом случае нарушение равномерности обязано возникновению и росту кратности, а отсутствие быстрого вывода связано с наведением пучка до центра, т.е. имеет место полное использование интенсивности ускоренного пучка. Но при этом равномерность интенсивности выхода гамма-излучения с тонких мишеней безнадежно ухудшается, что приводит к невозможности использования такого режима вывода.

Возможность получения удовлетворительной равномерности выхода гамма-излучения с тонкой мишени только в случае неполного использования интенсивности ускоренного пучка, т.е. с сохране-

нием некоторой интенсивности в кольце для быстрого сброса после выключения ускоряющего поля, можно объяснить следующим образом. Вероятно в оставшемся циркулирующем пучке к концу времени вывода преобладает количество многократно прошедших через мишень частиц по сравнению с ни разу не использованными. В то же время, закон поперечного распределения возмущенных частиц, т.е. многократно прошедших через мишень, существенно отличается от закона распределения невозмущенных. В связи с этим становится практически невозможным при ограниченной длительности времени вывода выработать такую форму импульсного тока в дополнительных обмотках блоков электромагнита, которая учитывала бы одновременно оба закона распределения, чтобы обеспечить равномерный вывод.

Для оценки закона распределения многократно прошедших через мишень частиц проведем количественную оценку этого эффекта.

Можно предположить, что электрон не будет "сброшен" на стенку вакуумной камеры ускорителя, если после прохождения вещества его энергия остается в интервале $[E_0 - \Delta E ; E_0]$, где ΔE - отданная энергия, не превышающая величины, допустимой для данного ускорителя, E_0 - энергия налетающего электрона. Величина $(\Delta E / E_0)_{\text{доп.}}$ при наличии "бим-бамп" возмущения зависит от взаимной пространственной ориентации рабочего края мишени и стенки вакуумной камеры. На Ереванском синхротроне мишени установлены от равновесной орбиты на расстоянии, не превышающем ~ 40 мм.

Согласно работе [3], величина радиального смещения замкнутой орбиты (Δr_3), обусловленного наличием $\Delta E / E_0$, соизмерима с увеличением максимального значения огибающей пучка (ΔA_r):

$$[\Delta r_3(s)]_{\Delta E} \approx 1,72 \Delta E / E_0 \quad [м],$$

$$[\Delta A_r]_{\Delta E} \approx 1,7 \Delta E / E_0 \quad [м].$$

Тогда при наличии "бим-бамп" возмущения на азимуте мишени возможное смещение частиц по радиусу до стенки вакуумной камеры оказывается ограниченным до величины порядка 20 мм. Это налагает ограничения на $(\Delta E / E_0)_{\text{доп.}}$ до значения $\Delta E / E = 5 \times 10^{-3}$. Эта величина совпадает с $(\Delta E / E_0)_{\text{доп.}}$ для Ереванского синхротрона, так как в среднем по кольцу эффективная апертура вакуумной камеры ограничена до 80 мм (вместо 120 мм, возможных на азимуте мишени). Если теперь учесть, что мишень "тонкая" (не исключающая многократного прохождения через вещество одних и тех же частиц), и при прохождении через нее заряженная частица теряет энергию на величину ΔE , то смещение электрона по радиусу (δr) определится из соотношения:

$$\delta r = [\Delta r_3(s)]_{\Delta E} + (\Delta A_r)_{\Delta E}.$$

В случае $\Delta E \leq \Delta E_{\text{доп.}}$ прошедшие через мишень частицы остаются на орбите и повторно наводятся на мишень. При этом независимо от того, мишень "точечная" или протяженная по радиусу, в случае возмущения, рассчитанного на первичные электроны, повторное попадание частиц на радиатор будет происходить с произвольной фазой колебания, обязанной δr , что увеличивает средний угловой разброс электронов, наведенных на мишень. Очевидно, что чем тоньше мишень, тем больше количество частиц, энергия которых уменьшилась на величину меньшую $\Delta E_{\text{доп.}}$ после прохождения через радиатор.

Число частиц (N), имеющих энергию в интервале $[E_0 - \Delta E; E_0]$, где $\Delta E \leq \Delta E_{\text{доп.}}$, после прохождения через вещество

мишени толщиной t может быть оценено из соотношения:

$$N = N_0 P,$$

где N_0 - число первичных электронов, наведенных на мишень,

$P \approx e^{-ft}$ - вероятность того, что при прохождении длины t электроны будут иметь энергию в интервале $[E_0 - \Delta E, E_0]$;

$$f = \frac{4}{3} \left[\ln \frac{E_0}{\Delta E} - \frac{1}{E_0} (E_0 - \Delta E) + \frac{3}{8} \frac{1}{E_0^2} (E_0^2 - \Delta E^2) \right] \approx \frac{4}{3} \left(\ln \frac{E_0}{\Delta E} - \frac{5}{8} \right),$$

t - толщина мишени в радиационных длинах.

Как показывают расчеты и экспериментальные результаты, при толщинах вещества мишеней меньших 0,1 рад.дл. необходимо учитывать эти частицы при рассмотрении динамики наведения.

Таким образом, если при подборе закона наведения для толстой мишени необходимо учесть распределение по амплитудам радиально-фазовых колебаний циркулирующих электронов в пучке (имеет обычно характер гауссовой кривой) и его энергетический разброс в зависимости от времени длительности вывода, то при использовании тонких мишеней необходимо учитывать и возможное количество многократных прохождений частиц через мишень, распределение которых также имеет характер гауссовой кривой, но с другими параметрами. Это приводит к существенному усложнению подбора закона наведения.

Ввиду отсутствия в настоящее время плоской вершины во временном ходе ведущего магнитного поля Ереванского синхротрона, величину энергетического разброса ускоряемых электронов, наводимых на мишень в течение времени вывода, можно оценить из соотношения:

$$H = H_m / 2 (1 - 1,02 \cos 2\pi f_k t),$$

откуда энергетический разброс за время вывода определится как:

$$\Delta E / E_m = 0,5 + 0,51 \cos 2\pi f_k t,$$

где f_k - частота переменной составляющей магнитного поля электромагнита синхротрона;

$$t = t_m - \tau / 2,$$

t_m - момент времени, соответствующий E_m ; τ - длительность времени вывода.

Энергетический разброс за время вывода, рассчитанный по этому выражению, приводится в таблице для случая $f_k = 47$ Гц и $t_m = 9,9663 \times 10^{-3}$ с.

Таблица

мс	0,5	0,75	1,0	1,25	1,5	1,75	2,0	2,25	2,5	2,75	3,0
E/E %	0,88	1,42	2,02	2,7	3,43	4,2	5,09	6,01	6,99	8,04	9,14

Расчеты показывают, что изменение частоты переменной составляющей магнитного поля электромагнита синхротрона на 0,1 приводит к изменению значений энергетического разброса не более, чем на 0,2% при указанных в таблице максимальных значениях длительности вывода. Т.е. изменениями f_k в этих пределах можно пренебречь. Отсюда видно существенное увеличение энергетического разброса частиц при увеличении длительности вывода, что недопустимо при исследовании когерентного тормозного излучения с тонкой кристаллической мишени по следующей причине.

При фиксированных значениях энергии и угле влета электронов относительно кристаллографической оси монокристалла пиковая

энергия тормозных фотонов определяется условием:

$$g\theta = \frac{mc^2}{E_0} \frac{\Delta E_\gamma}{E_0 - \Delta E_\gamma} = \delta,$$

где g - величина вектора обратной решетки кристалла;

θ - угол влета электронов в монокристалл;

δ - минимальный передаваемый импульс вдоль направления движения электрона;

ΔE_γ - энергия излученного фотона.

Продольный эффективный размер области взаимодействия (когерентная длина) определяется как:

$$l_{\text{ког.}} \sim \delta^{-1},$$

тогда рост когерентной длины при увеличении E_0 или при уменьшении θ в конечном счете приводит к усилению интенсивности тормозного излучения [4,5], поскольку при $l_{\text{ког.}} \gg a$, где a - постоянная решетки кристалла, N атомов, расположенных на когерентной длине, участвуют в процессе когерентно и определяются как:

$$N \sim l_{\text{ког.}} / a.$$

Отсюда видно влияние энергетического и углового разбросов наведенных электронов на интенсивность излучения в области значения энергии пика когерентно излученных тормозных фотонов [5].

Уменьшения энергетического разброса наводимых электронов до создания плоской вершины во временном ходе магнитного поля синхротрона можно достичь только уменьшением длительности вывода и улучшением стабильности максимального значения E_m . Однако уменьшение длительности вывода (до 2 мс), как видим из рис.1,

вынуждает мириться с необходимостью неполного использования всего количества ускоренных частиц, либо разработать достаточно сложные схемы наведения, устраняющие эти ограничения.

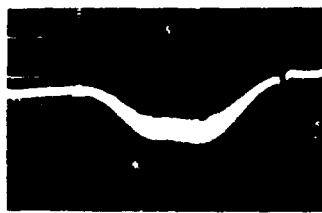
Однако, учитывая ближайшие сроки создания на Ереванском синхротроне системы, обеспечивающей плоскую вершину во временном ходе магнитного поля длительностью до 4 мс, становится нецелесообразным осуществлять разработки новых сложных схем наведения пучка на мишень.

На рис.2 приведены осциллограммы выхода фотонов за время медленного вывода и быстрого сворачивания с монокристаллической мишени толщиной 0,00078 рад.дл. Закон наведения электронов на мишень подобран для равномерного выхода фотонов для случая дезориентированного состояния кристалла в пучке наведенных частиц. Рис.2а) и б) иллюстрируют выход фотонов за время вывода и за время быстрого сворачивания частиц соответственно. Из рис.2в), г), д) и е) (эти рисунки почти аналогичны рис.1) видно, как изменяется выход фотонов за время медленного вывода и за время быстрого сворачивания частиц в зависимости от изменения ориентации кристалла. Очевидно, что по амплитуде сигнала формирования интенсивности фотонов за время быстрого сворачивания частиц (рис.2б), г), е)) можно судить об изменении кратности прохождения электронов через мишень. Рис.2д) и е) соответствуют "нулевой" ориентации кристалла в пучке наведенных электронов. Видно, что для этого случая кратность наименьшая. Из аналогии с рис.1 для аморфных мишеней разных толщин ясно, что изменение выхода фотонов у кристаллического радиатора обязано изменению эффективного сечения взаимодействия, поскольку углы дезориентации кристалла относительно трассы электронов незна-

чительны (порядка нескольких миллирадиан), а значит геометрическим изменением толщины мишени можно пренебречь. Ввиду симметричности структуры кристаллического радиатора мишени на рис.2 приводится информация при изменении ориентации кристаллографической оси относительно нуля только в одну сторону.

Из рис.2 можно сделать вывод, во-первых, что для каждой новой ориентации кристалла в пучке должен подбираться свой закон наведения, обеспечивающий равномерный вывод, а во-вторых, определение ориентации кристаллической мишени можно осуществлять не только обычными способами, например, по изменению степени когерентности излучения, но и по значению интенсивности быстрого сброса пучка. Новый способ имеет некоторое практическое преимущество. Дело в том, что в случае определения ориентации кристалла в пучке по результатам измерения степени когерентности тормозного излучения возникает необходимость при каждом новом значении ориентации подстраивать равномерность вывода, что увеличивает наладочное время эксперимента и создает дополнительную работу операторам. Используя же новый способ, основанный на обнаруженном эффекте, можно рекомендовать следующий процесс наладки.

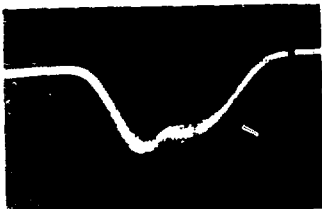
Вначале на дезориентированном кристалле настраивают равномерный вывод гамма-пучка. Затем, изменяя угол ориентации кристалла, по минимуму сигнала интенсивности быстрого сброса определяют предварительно "нулевое" значение ориентации, при этом не обращая внимания на ухудшение равномерности вывода. Только после этого подстраивают равномерность вывода и уже по степени когерентности излучения уточняют значение необходимой ориентации. Такой процесс сократит наладочное время экспериментов с кристаллическими мишенями.



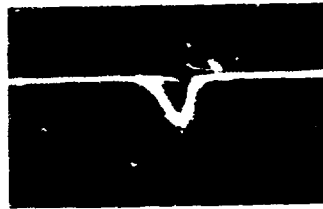
a)



б)



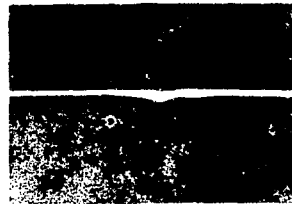
в)



г)



д)



е)

Рис. 1. Осциллограммы сигналов выхода фотонов при наведении электронов на аморфные мишени при равномерном выводе, настроенном на тонкую мишень



a)



б)



в)



г)



д)



е)

Рис.2 Осциллограммы сигналов выхода фотонов для разных ориентаций кристаллического радиатора



a)



б)



в)

Рис.3 Осциллограммы сигналов выхода фотонов при наведении электронов на аморфные мишени при равномерном выводе, настроенном на толстую мишень

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Averill R.J. Beam Bump Method of Target engagement
IEEE. Trans. on Nucl.Sci. vol.S- , N.3, p.899, 1965.
2. Туманян А.Р.,Симонян Х.А.,Запольский Н.А. Способ получения вторичных пучков в циклических ускорителях высокой энергии. А.С. 1021338. - Б.И.,1983, № 47, с.274.
3. Симонян Х.А. Возмущенное поперечное движение заряженных частиц в циклических ускорителях (накопителях). Препринт ЕФМ-679(69)-83,Ереван,1985.
4. Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван: изд-во АН АрмССР,1969.
5. Авакян Р.О.,Аветисян А.Э.,Запольский Н.А. и др. Влияние временных характеристик вывода пучка на спектры когерентного тормозного излучения. ПТЭ,1985, № 2,с.39.

Рукопись поступила 20 февраля 1986 г.

Н. А. ЗАПОЛЬСКИЙ, Х. А. СИМОНЯН, С. П. ТАРОЯН, А. Р. ТУМАНЯН,
П. А. АПКАРЬЯНЦ

ВЛИЯНИЕ КРАТНОСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ ТОНКУЮ МИШЕНЬ
НА РАВНОМЕРНОСТЬ ВЫХОДА ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В БЫСТРОЦИКЛИЧНОМ
СИНХРОТРОНЕ

Редактор Л. П. Мукаян
Технический редактор А. С. Абрамян

Подписано в печать 9/IV-86г. ВФ-06627 Формат 60x84/16
Офсетная печать. Уч. изд. л. 0,5 Тираж 299 экз. Ц. 8 к.
Зак. тип. 229 Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36, Маркаряна 2

индекс 3624



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ