

Препринт ЕФИ-878(29)-86

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Н.А. ЗАПОЛЬСКИЙ, А.А. МАРКАРЬЯН, А.А. СИМОНЯН,
С.П. ТАРОЯН, А.Р. ТУМАНЯН, П.А. АЛКАРЬЯНЦ

ВЛИЯНИЕ ЧИСЛА РАДИАЛЬНЫХ БЕТАТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ
УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА УГЛОВОЙ РАЗБРОС ТОРМОЗНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ С ВНУТРЕННИХ МИШЕНЕЙ СИНХРОТРОНА

ЦНИИАтоминформ

ЕРЕВАН-1986

ԶՄՊՈԼՍԿԻ Ն.Ս., ՍԻՄՈՆՅԱՆ Խ.Ս., ԹԱՐՈՅԱՆ Ա.Պ.
ԹՈՒՄՆՅԱՆ Ա.Բ., ԱՊԿԱՐՅԱՆՑ Պ.Ա.*

ԱՐԿԱՑՎԱԾ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՇՈՒՄԱՎՂՈՅԻՆ ԲԵՏԱՏՐՈՆԱՅԻՆ
ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ԹՎԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՍԻՆԶՐՈՏՐՈՆԻ
ՆԵՐՔԻՆ ԹԻՐԱՄՆԵՐԻՑ՝ ԱՐԳԵԼԱԿԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳՈՅԹՄԱՆ
ԱՆԿՑՈՒՆԱՅԻՆ ՑՐՈՒՄՆԵՐԻ ՎՐԱ

Աշխատանքում Բերվել և քննարկվել են Ֆոտոնների փնջի անկյունա-
յին զրման փորձարարական հետազոտությունների արդյունքները, որոնք
ստացվում են սինքրոտրոնի ներքին թիրախներից՝ կախած արագացված
էլեկտրոնների շառավղային Բետտրոնային տատանումների / Q_p / Թր-
վից և օգտագործվող թիրախների Բնութագրերից:

Երևանի Ֆիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1986

* Երևանի պոլիտեխնիկական ինստիտուտ

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

ВЛИЯНИЕ ЧИСЛА РАДИАЛЬНЫХ БЕТАТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ
УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА УГЛОВОЙ РАЗБРОС ТОРМОЗНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ С ВНУТРЕННИХ МИШЕНЕЙ СИНХРОТРОНА

В работе приводятся и обсуждаются результаты экспериментальных исследований углового разброса фотонных пучков, получаемых с внутренних мишеней синхротрона в зависимости от числа радиальных бетатронных колебаний (Q_r) ускоренных электронов и от характеристик используемых мишеней.

Ереванский физический институт
Ереван 1986

*Ереванский политехнический институт

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

THE INFLUENCE OF ACCELERATED ELECTRONS BETATRON
RADIAL OSCILLATION NUMBER ON ANGULAR SPREAD OF
BREMSSTRAHLUNG FROM IN-SET TARGETS OF SYNCHROTRON

The dependence of angular spread of photon beams, emitted from synchrotron in-set targets, on the number of radial betatron oscillation (Q_r) of accelerated electrons, and on characteristics of targets being used is reported and the results of experimental investigations are discussed.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1986

*Yerevan Polytechnical Institute

Процесс наведения пучка ускоренных частиц на внутреннюю мишень путем локального возмущения ведущего магнитного поля синхротрона удобно рассматривать с использованием методики "вращающегося круга" [1]. На основе этой методики процесс смещения равновесной орбиты на азимуте мишени сводится к простому рассмотрению геометрического перемещения координат точки $O(0,0)$ фазовой площади относительно края мишени (см. рис. 1).

На этом рисунке показан эмиттанс ускоренных частиц, наведенных на мишень с некоторым шагом " h ". Диапазон фаз $\alpha \in [\alpha_1, \alpha_2]$ задает угловой разброс частиц на мишени за время одного оборота.

Касательная к азимутальной траектории пучка ускоренных электронов, наведенных на мишень, определяет направление выхода фотонов, относительно которого ориентируется телесный угол тормозного излучения. Величина его зависит как от углового разброса наведенных на мишень электронов, так и от рассеяния в толщине вещества радиатора. При этом, как показано в работе [2], в случае "толстой" мишени (радиатор, обеспечивающий однократное прохождение электронов, т.е. когда после первого же взаимодействия с мишенью электроны теряются на стенках вакуумной камеры в течение одного оборота пучка) диапазон фаз α в зависимости

от значения числа радиальных бетатронных колебаний (Q_r) и глубины первого шага наведения, определяет максимальный угловой разброс падающих на мишень электронов. Обычно с "углублением" мишени в пучок уменьшается величина шага наведения в соответствии с распределением электронов в ускоряемом пучке, что обуславливается необходимостью обеспечения равномерности выхода фотонов. При этом для каждого последующего шага рассматривается уменьшающийся круг (точнее многоугольник) на фазовой плоскости ($r; r' \beta_m$), координатные точки которого изображают первичные электроны. Уменьшение площади круга говорит об уменьшении углового разброса электронов, наведенных на мишень.

Как показано в работе [3], применение "тонкой" мишени изменяет описанную ситуацию. В этом случае при рассмотрении процесса захвата первичных электронов тонкой мишенью необходимо учитывать, что мишень допускает многократное прохождение одних и тех же циркулирующих электронов. Тогда по мере "углубления" мишени в пучок не происходит уменьшения площади фазового круга вследствие того, что частицы, прошедшие через вещество мишени и не провазаимодействовавшие, сохраняются в процессе ускорения. Следовательно происходит не уменьшение углового разброса электронов, наводимых на мишень, а наоборот, каждое новое "углубление" в пучок вызывает его увеличение. В этом случае для обеспечения равномерного выхода фотонов осуществляется такой закон наведения первичных электронов, при котором новый шаг определяет лишь число электронов, дополнительное к многократно прошедшим через вещество мишени и не выбывшим из процесса ускорения. В связи с этим величина каждого последующего шага становится значительно меньше значения предыдущего для сохранения равно-

мерности вывода. Это приводит к тому, что , с одной стороны, несколько ограничивается увеличение углового разброса, а с другой - приводит к невозможности полного использования всей интенсивности ускоренного пучка при ограниченной длительности времени вывода. Кроме того, необходимо учесть, что угловой разброс преобладающим образом, как подтверждают нижеприведенные экспериментальные результаты, уменьшается вследствие значительного уменьшения внутреннего рассеяния на тонкой мишени.

Ситуация еще более осложняется в случае использования в качестве мишени тонкого кристаллического радиатора, в котором каждой ориентации кристалла в пучке наводимых частиц соответствует свое сечение взаимодействия. Вследствие этого также изменяется кратность прохождения частиц через мишень, что влечет за собой изменение и углового разброса.

В настоящей работе приводятся и обсуждаются экспериментальные результаты исследования зависимости угловой расходимости тормозного излучения от числа радиальных бетатронных колебаний (Q_r) и кратности прохождения электронов через вещество мишени, полученные на Ереванском электронном синхротроне с энергией ускоренных электронов 4,0 ГэВ.

С целью изучения угловой расходимости вторичного излучения осуществлялось облучение стекол типа ВР-Э с последующей их обработкой. Стекла устанавливались на расстоянии 15 м от мишеней, и при постоянном значении среднего тока ускоренных электронов осуществлялась регистрация следа пучка. Эксперимент был проведен для различных значений Q_r , и при этом для каждого значения этого числа подбирался свой закон наведения первичных электронов на мишень так, чтобы обеспечить равномерный выход фото-

нов. Обработка стекол заключалась в фотометрировании следа пучка с точностью не хуже $\pm 0,2$ мм при помощи микрофотометра типа ИФО-45I. Показано, что светимость следа пучка на стеклах зависит от времени начала обработки (кривая рис.2). По ординате отложена светимость следа, нормированная по максимальной светимости. По абсциссе - время начала обработки. Однако изменение светимости от времени не влияет на результаты измерений, так как структура следа пучка при этом остается без изменений. На рис.3 показаны кривые результатов фотометрирования следа пучка. Каждая кривая по степени светимости (амплитуда) совпадает с временем регистрации, отмеченным точками на кривой рис.2. Видно, что хотя со временем уменьшается амплитуда кривых, структура (в данном случае расходимость, т.е. ширина на полувысоте) остается без изменений.

На рис.4 показаны результаты по определению зависимости угловой расходимости тормозного излучения от значений α_r для мишени разных толщин. По ординате отложена угловая расходимость излучения, полученная фотометрированием, по абсциссе - значения $\Delta\alpha_r$.

Использованные в эксперименте аморфные мишени имели толщины: 1,0, 0,14 и 0,003 рад.дл. На рис.4 их зависимости представлены кривыми 1,2 и 3 соответственно. Кривая 4 получена для кристаллического радиатора толщиной 0,00078 рад.дл. Расчетное изменение углов влета первичных электронов, наведенных на мишень, в зависимости от значений $\Delta\alpha_r$ представлено кривой 5. Для случая однократного прохождения угол влета определяется из соотношения:

$$r' = \frac{A_m}{\beta_m} \sin \frac{\pi}{n}, \quad (I)$$

известного из [2] .

A_m - максимально возможное отклонение частиц от возмущенной замкнутой орбиты;

β_m - амплитудная функция;

n - время наведения электронов на мишень в числах оборотов пучка при фиксированном шаге:

$$n = q / \Delta Q_r, \quad (2)$$

где $\Delta Q_r = Q_r - m$, m - ближайшее к Q_r целое число,

n и q - некрратные друг другу целые числа.

Для выбранной величины ΔQ_r найденное n позволяет определить шаг $h = h_{кр}$, при котором вырезания из круга образуют правильный вписанный многоугольник, что является условием определения максимального значения углового разброса на первом шаге наведения:

$$h = A_m \left(1 - \cos \frac{\pi}{n} \right) \quad (3)$$

$$r'_{h=h_{кр}} = r'_m .$$

Оптимальное значение n лежит в пределах $\sim 10^{-2}$ от полного времени вывода. Условием выбора $n_{оптим.}$ является правильный выбор q для данной частоты. Выбор величины q можно считать осуществленным достаточно хорошо, если $n_{оптим.}$ для данного значения ΔQ_r отличается от целого не более, чем на $\sim 1,5\%$. По соотношениям (1), (2), (3) для использованных в эксперименте значений ΔQ_r определены значения $h_{кр}$ и r'_m для выбранных значений $n_{оптим.}$ и q .
Расчетные данные сведены в табл. I

Таблица I

ΔQ_r	0,22	0,25	0,26	0,3	0,33	0,38
q	5	1	5	3	1	5
n	23	4	19	10	3	13
$h_{кр}/A_m$	$9,3 \cdot 10^{-3}$	$5,8 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$7,12 \cdot 10^{-2}$	$1,43 \cdot 10^{-2}$
r'_m [мрад]	0,1687	0,8658	0,2015	0,3784	1,0604	0,2930

Значения числа бетатронных колебаний изменялись при экспериментальных измерениях с помощью системы, состоящей из шести квадрупольных линз, установленных в кольце древанского синхротрона. Полученная нами экспериментальная кривая изменения расходимости фотонного пучка, сформированного на толстой аморфной мишени (кривая I рис.4), достаточно согласуется с теоретически определенной кривой изменения углов влета первичных электронов. Видно, что при переходе к более тонким радиаторам по мере увеличения кратности прохождения электронов картина зависимости меняется (кривая 2 и 3), и отличие от теоретической кривой тем больше, чем меньше толщина мишени. Кроме того, с уменьшением толщины мишени уменьшается среднее значение углового разброса, обусловленного уменьшением рассеяния в толщине вещества мишени. Из анализа можно сделать вывод, что наименьший угловой разброс приходится на значения $Q_r = 0,22; 0,26; 0,38$. Учитывая, что для малых толщин мишеней имеет место многократное прохождение электронов, в результате которого среднеквадратичный угловой разброс частиц растет с каждым прохождением, можно предположить

что кратность прохождения через радиатор тем выше, чем меньше первоначальный угловой разброс наведенных на мишень первичных электронов. Тогда, естественно, отличие кривых от теоретической будет в большой степени наблюдаться именно для значений Q_r , указанных выше, так как вероятное число прохождений здесь будет больше.

Особенно наглядна высокая кратность прохождения для очень тонкого кристаллического радиатора (0,00078 рад.дл., кривая 4) — практически отсутствует зависимость угловой расходимости фотонов от Q_r .

Полученные экспериментальные результаты позволяют провести оценку кратности прохождения через мишень наведенных на нее электронов. Известно [4], что кратность может быть определена соотношением эффективной и реальной толщин мишени. Однако, методика определения $t_{эф}$ по числу регистрируемых фотонов требует учета фоновых условий и отсутствия коллимации. Это вносит большие ошибки в измерения на базе "мишень — регистрирующая аппаратура". Определение $t_{эф}$, проведенное нами по расходимости фотонного пучка, дает результаты с ошибкой, не превышающей 0,5% (точность фотометрирования, обусловленная возможностями аппаратуры).

В табл.2 сведены экспериментальные данные расходимости фотонных пучков, сформированных на мишенях разных толщин в зависимости от ΔQ_r , определенные с точностью не хуже $\pm 0,01$ мрад.

Учитывая, что угловой разброс фотонного пучка может быть определен как среднеквадратичная величина от углового разброса частиц, наведенных на мишень, и угла многократного рассеяния в веществе, можно записать:

Таблица 2

ΔQ_r	0,22	0,25	0,26	0,3	0,33	0,38
$\theta_{\text{эксп.}}$ [мрад]						
t_0 [раг. гл.]						
1,0	1,76	2,21	1,64	1,69	2,21	1,64
0,14	1,43	1,57	1,5	1,36	1,57	1,43
0,003	1,29	1,27	1,25	1,43	1,29	1,57
0,00078	1,17	1,13	1,08	1,17	1,17	1,08

$$\theta_{\text{эксп.}}^2 = \theta_{\text{эф.}}^2 + (r')^2, \quad (4)$$

где

$$\theta_{\text{эф.}} \approx \frac{21}{E_0} \sqrt{\frac{t_{\text{эф.}}}{2}}, \quad (5)$$

E_0 — энергия сбрасываемой частицы, $r' = \frac{A_m}{\beta_m} \sin \frac{\pi}{n}$.

Выделив из выражения (4) $t_{\text{эф.}}$ и принимая, что кратность $k = t_{\text{эф.}}/t_0$ (t_0 — толщина мишени в радиационных длинах), получим соотношение, позволяющее определить число проходов частиц через радиатор мишени:

$$k \approx 4,54 \cdot 10^{-3} \frac{E_0^2}{t_0} \left(\theta_{\text{эксп.}}^2 - \frac{A_m^2}{\beta_m^2} \sin^2 \frac{\pi}{n} \right). \quad (6)$$

При этом принимается, что формула (5) с удовлетворительной точностью описывает зависимость угла многократного рассеяния

от толщины мишени. Результаты расчетов, проведенных по формулам (5), сведены в табл.3. Значения $\theta_{\text{откл.}}$ взяты из табл.1 ;
 $L_{\text{пл}} = 0,015 \text{ м}$, $\theta_{\text{пл}} = 12,25 \text{ м}$, $\theta_{\text{выкл.}}$ из табл.2.

Таблица 3

$\Delta\theta_r$	0,22	0,25	0,26	0,3	0,33	0,38
k						
t_0 [рад.дл.]						
1,0	0,23	0,3	0,2	0,2	0,3	0,19
0,14	1,05	0,89	1,0	0,88	0,7	1,01
0,003	40	21	37	46	13	58
0,00078	122	48	102	111	22	98

На рис.5 приведены зависимости числа проходов электронов через мишени от $\Delta\theta_r$. Из рис. 5а) ясно, что для мишени М1 ($t_0 = 1,0$ рад.дл.) характерным является поглощение фотонов веществом мишени, поэтому k намного меньше 1 (кривая 1), а для мишени М2 ($t_0 = 0,14$ рад.дл.) – однократное прохождение ($k \approx 1$, кривая 2). Видна лишь слабая зависимость угла многократного рассеяния от $\Delta\theta_r$.

Рис.5б) достаточно наглядно показывает, как меняется кратность прохождения наведенных на мишень частиц. Мишени М3 ($t_0 = 0,003$ рад.дл.) соответствует кривая 3, а кристаллической мишени М4 ($t_0 = 0,00078$ рад.дл.) – кривая 4. Сравнивая рис.4 с рис.5б), видим, что малым угловым разбросам наведенных час-

тиц соответствует наибольшая кратность, а при значениях $\Delta Q_r = 0,25$ и $0,33$ кратность прохождения наименьшая, поскольку этим же значениям частот радиальных бетатронных колебаний соответствуют большие первоначальные угловые разбросы наведенных на мишень частиц.

Зависимости, приведенные на рис.6, позволяют оценить кратность прохождения электронов через радиатор мишени в зависимости от его толщины и значений ΔQ_r .

Результаты исследований позволяют сделать следующие выводы:

1. Можно рекомендовать следующие значения $Q_r = 5,22; 5,26$ и $5,38$ как предпочтительные для обеспечения вывода гамма-излучения в Ереванском синхротроне с минимальным угловым разбросом. Особенно в случае использования методов уменьшения кратности прохождения частиц через тонкие мишени [5,6] эта рекомендация приобретает более актуальное значение в экспериментах по каналированию или получению когерентного тормозного излучения.

2. В связи с этим, радиатор мишени с малым количеством вещества для любых Q_r всегда является источником фотонного излучения малой расходимости.

3. По изменению углового разброса фотонного пучка при фиксированных толщине мишени и значении Q_r можно оценить изменение кратности прохождения частиц через мишень, что, например, может быть использовано при мониторинговании фотонного пучка.

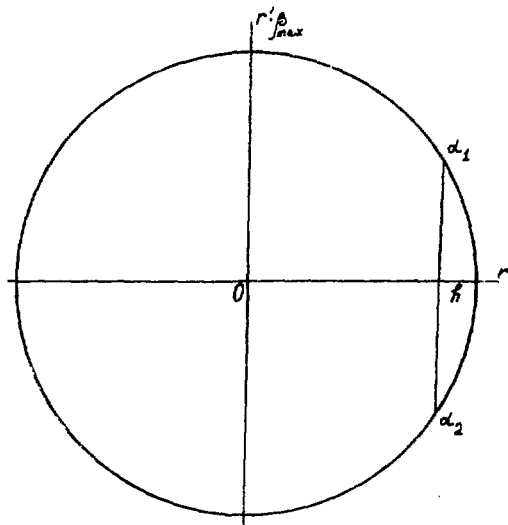


Рис.1 Эмиттанс ускоренных частиц на азимуте мишени

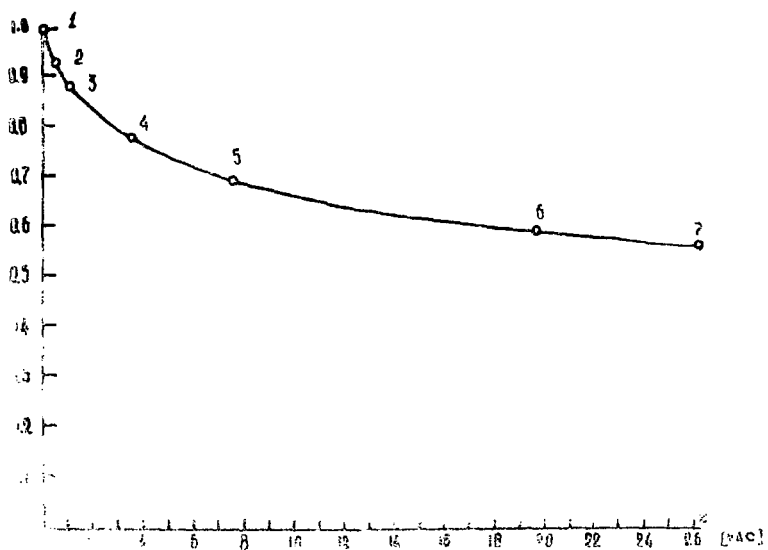


Рис.2 Степень светимости следа пучка в зависимости от времени начала обработки

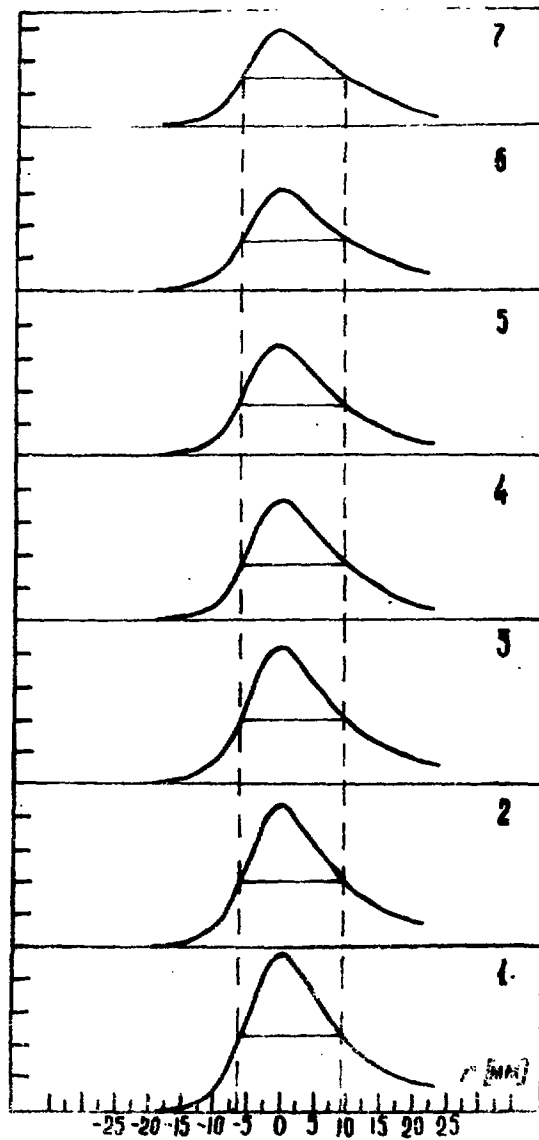


Рис.3 Изменение кривых фотометрирования следа пучка во времени

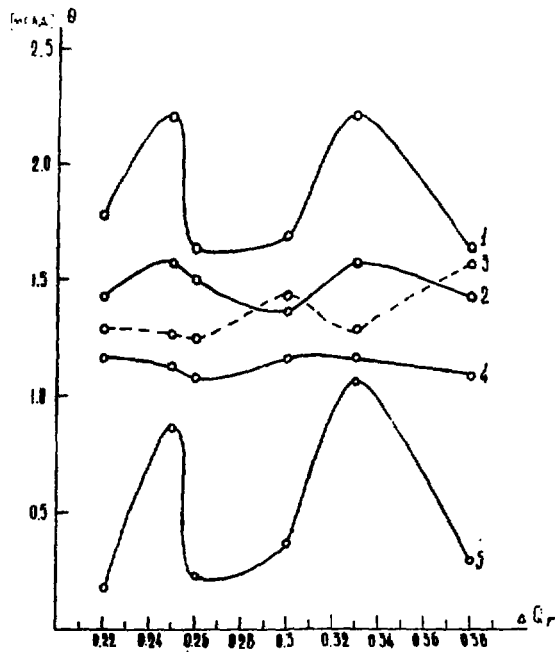


Рис.4 Зависимость угловой расходимости тормозного излучения от значений Q_r

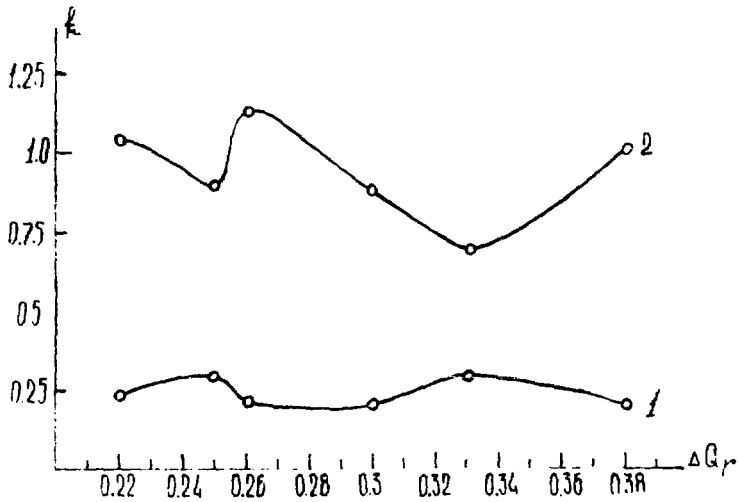


Рис.5 а) и б) Число проходов наведенных частиц, через мишень, в зависимости от ΔQ_r

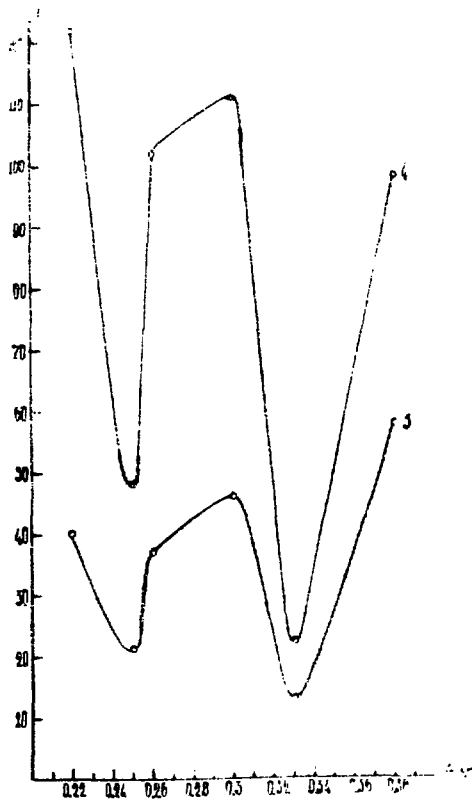


Рис. 50

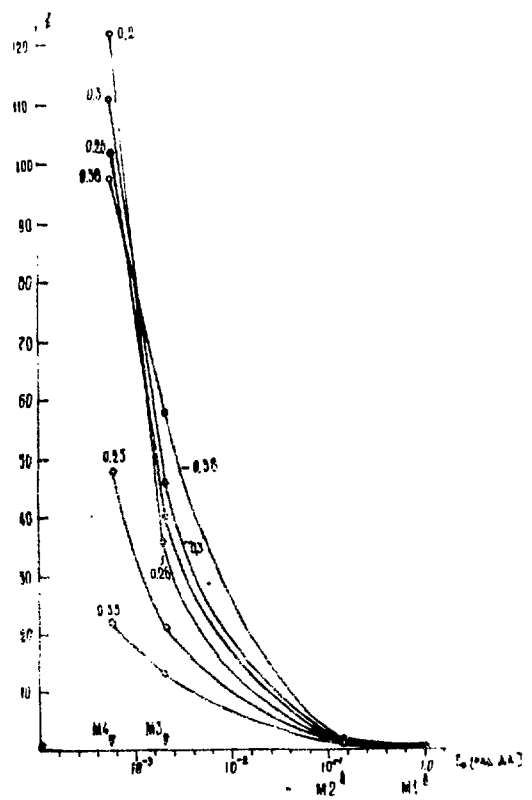


Рис. 6 Число проходов наведенных частиц через мишени для разных толщин вещества мишеней при разных значениях ΔG_r

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Симонян Х.А., Туманян А.Р. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц. Серпухов, 1977, т.2, с.170-178.
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. 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.
4. Raguet E., Timm U., Messungen zur Ausbente von Photonen am internen Target des Synchrotrons. DESY 68/24, 1968.
5. Авакян Р.О., Аветисян А.Э., Армаганиян А.А. и др. Влияние многократности прохождения электронов через кристаллические радиаторы на когерентные эффекты. Препринт ЕФИ-526(13)-82, Ереван, 1982.
6. Туманян А.Р. Способ получения вторичного поляризованного гамма-излучения в электронном синхротроне. А.с. 974622. - Б.И., 1983, № 15, с.268.

Рукопись поступила 20 февраля 1986 г.

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

ВЛИЯНИЕ ЧИСЛА РАДИАЛЬНЫХ БЕТАТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ УСКОРЕННЫХ
ЭЛЕКТРОНОВ НА УГЛОВОЙ РАЗБРОС ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
С ВНУТРЕННИХ МИШЕНЕЙ СИНАРОТРОНА

Редактор Л. И. Мукаян

Технический редактор А. С. Абрамян

Подписано в печать 9/IV-86г. ВФ-06628 Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч. изд. л. 0,5 Тираж 299 Ц. 8 к.

Зак. тип. № 230 Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36, Маркаряна 2

индекс 3624



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ