

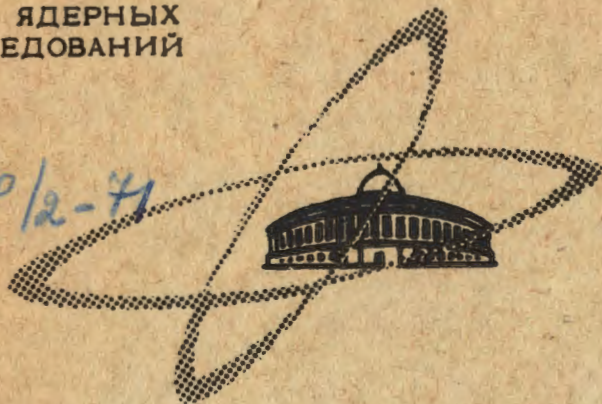
3-895

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P13 - 5636

1390/2-71



В.П. Зрелов, М.А. Мусин, П.Павлович ,
П. Шулек , Р. Яник

МОНОХРОМАТИЧЕСКИЙ
МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ
СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ
В ПУЧКЕ 665 МЭВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА

1971

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

В.П. Зрелов, М.А. Мусин, П. Павлович* ,
П. Шулек* , Р. Яник*

МОНОХРОМАТИЧЕСКИЙ
МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ
СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ
В ПУЧКЕ 665 МЭВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА**

Направлено в "Nucl. Instr. and Methods"

* Постоянный адрес: кафедра ядерной физики Университета им. Комenskого, Братислава (ЧССР).

** Предварительные результаты этой работы были сообщены на Международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий, Дубна, сентябрь 1970 г. (Аннотации докладов: Препринт ОНЯИ, 13-5235, Дубна, 1970).

В в е д е н и е

До сих пор средняя энергия протонов в коллимированных пучках от ускорителей в области энергий до 1 Гэв определялась с использованием излучения Вавилова-Черенкова так называемым хроматическим методом Мазера /1,2/.

Хотя этот метод и позволяет измерять среднюю энергию протонов с точностью $\approx \pm 0,2\%$, он все же имеет ряд существенных недостатков.

Один из них заключается в том, что с увеличением энергии частиц точность измерения (при одних и тех же ошибках измерения угла излучения $\Delta\theta$ и показателя преломления радиатора Δn) уменьшается. При заданной же энергии частиц улучшение точности измерений возможно только путем уменьшения ошибок $\Delta\theta$ и Δn , которые вряд ли можно сделать меньше $\pm 3 \cdot 10^{-4}$ рад и $\pm 2 \cdot 10^{-5}$ соответственно.

Другой недостаток связан с необходимостью проведения двух экспозиций (отличающихся друг от друга поворотом прибора относительно его оси на угол π), исключающих несоосность оси прибора и направления пучка протонов. Это вносит дополнительную погрешность, связанную с возможным изменением средней энергии протонов в пучке при повторной экспозиции.

Ранее одним из авторов настоящей работы было обращено внимание на то, что использование сочетания свойства резкой направленности излучения Вавилова-Черенкова и явления преломления излучения на границе раздела сред вблизи угла полного внутреннего отражения позволяет создать счетчики Черенкова с высоким разрешением по скоростям^{/3/}.

В настоящей работе мы применили эту идею для измерения средней энергии протонов в пучке, выведенном из синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Это позволило получить точность в определении средней энергии протонов около $\pm 0,02\%$, которая приблизительно в 11 раз выше точности, достигнутой Мазером^{/1/} в 1951 году, и в 5 раз выше точности, полученной в работе Василевского и Прокошкина^{/4/} в 1959 году.

I. Описание метода

Пусть частица, обладающая скоростью β , падает перпендикулярно плоской границе раздела сред с показателями преломления n_1 и n_2 (рис. 1). Тогда, если угол θ излучения Вавилова-Черенкова в среде n_1 меньше угла полного внутреннего отражения $\theta^* = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$, излучение выйдет в среду с n_2 под углом γ .

Используя хорошо известное соотношение из теории Тамма-Франка для угла излучения $\cos \theta = (n_1 \beta)^{-1}$ и закон преломления, можно получить формулу, связывающую скорость частицы и угол γ :

$$\beta^2 = \frac{1}{n_2^2} \cdot \frac{1}{\left\{ \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 - \sin^2 \gamma \right\}}, \quad (1)$$

где n_1 и n_2 - абсолютные показатели преломления радиатора и в данном случае воздуха соответственно.

Зависимость угла γ от кинетической энергии протонов E в диапазоне от 650 до 670 Мэв при $n_1 = 1,56807$ ($\bar{\lambda} = 6040 \text{ \AA}$) имеет почти линейную зависимость.

Разрешающая способность метода по $\Delta\beta$ и ΔE в зависимости от γ определяется следующими выражениями:

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = n_2^2 \beta^2 \sin \gamma \cos \gamma \Delta \gamma, \quad (2)$$

$$\frac{\Delta E}{E} = n_2^2 \frac{(\gamma^2 - 1)^2}{\gamma^2} \sin \gamma \cos \gamma \Delta \gamma, \quad (3)$$

где

$$E = E_0 \gamma, \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}.$$

Из этих формул следует, что разрешение улучшается с увеличением γ и уменьшением $\Delta \gamma$. Так, при $\gamma = 75^\circ$, $n_1 = 1,56807$ разрешающая способность для протонов 660 Мэв характеризуется величиной

$$\frac{\Delta E}{\Delta \gamma} = 0,148 \text{ Мэв/мин (при } \Delta \gamma = 1', \Delta E = 0,148 \text{ Мэв)}.$$

Ошибка в определении энергии ΔE за счет ошибки в показателе преломления Δn_1 выражается формулой

$$\frac{\Delta E}{E} = (\gamma^2 - 1) \frac{\Delta n_1}{n_1}. \quad (4)$$

При $\gamma = 1,7$ ($E_p = 660 \text{ Мэв}$) $\frac{\Delta E}{E} \approx 1,9 \frac{\Delta n_1}{n_1}$. Если $\Delta n_1 = 2,5 \cdot 10^{-5}$ при $n_1 = 1,568$, то $\Delta E = 0,048 \text{ Мэв}$.

Из этих оценок видно, что для получения высокой разрешающей способности по энергии необходимо уменьшать ошибки $\Delta \gamma$ и Δn_1 .

Посмотрим, с какой точностью надо измерять угол γ при заданной точности Δn_1 . Из закона преломления на границе раздела сред следует

$$\Delta \gamma = \frac{\Delta n_1 n_1}{n_2^2 \sin \gamma \cos \gamma}. \quad (5)$$

Если $\Delta n_1 = 2,5 \cdot 10^{-5}$, $n_1 = 1,568$, $\gamma = 75,0^\circ$, то в соответствии с формулой (5) получаем $\Delta \gamma = 1,56 \cdot 10^{-4}$ ($\approx 0,53'$).

При такой точности определения угла γ средняя длина волны регистрируемого излучения должна быть определена с необходимой точностью $\Delta \lambda$, которую можно подсчитать, используя для зависимости $n(\lambda)$ формулу Коши $n = n_0 + \frac{C}{\lambda^2}$. Тогда нетрудно получить

$$|\Delta \lambda = \frac{\Delta \gamma \lambda^3 n_2^2 \sin \gamma \cos \gamma}{2 n_1 C}. \quad (6)$$

Так, при $\gamma = 75^\circ$, $n_1 = 1,566$ (стекло БФ-6 при $\lambda = 6563 \text{ \AA}$), $C = 5,62 \cdot 10^{-3}$ (если λ в микронах), $\Delta \gamma = 1,56 \cdot 10^{-4}$ согласно (6) получается $\Delta \lambda = 3,4 \cdot 10^{-4}$ микрона ($\Delta \lambda = 6,4 \text{ \AA}$).

III. Описание условий эксперимента и установки

На основании соображений и оценок, приведенных в главе I, была создана установка, схематическое устройство которой показано на рис. 2.

Пучок протонов, выведенный из вакуумной камеры синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, последовательно проходил отклоняющие магнитные пластины, фокусирующий квадрупольный дублет магнитных линз и попадал на магнит с полюсами диаметром 1 метр.

Этот магнит отклонял пучок протонов на угол $\phi = 23^\circ$ и направлял его в 4-метровый коллиматор диаметром 10 мм, расположенный в защите синхроциклотрона.

Коллимированный пучок протонов с энергией ≈ 65 Мэв проходил через плоскопараллельный радиатор (1), расположенный перпендикулярно оси пучка. Толщина радиатора была 2 мм, грани размером 35×30 мм². Материалом радиатора служило стекло марки ВаК 569/60 (ЧССР) с показателем преломления $n_D = 1,5684$, числом Аббе $\nu = 56$ и плотностью $\rho = 3,02$ г/см³. Этому стеклу соответствовала радиационная длина $\chi_0 = 14,4$ г/см², $\bar{Z} = 27,3$ и $\bar{A} = 63,81$. Угол излучения Вавилова-Черенкова в центре радиатора был равен $\theta = 38^\circ 7'$, что всего на $1,5^\circ$ меньше угла полного внутреннего отражения $\theta^* = 39^\circ 38,3'$ ($\theta^* = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$).

Если учесть, что электрический вектор излучения Вавилова-Черенкова лежит в плоскости, проходящей через направление скорости частицы и направление излучения, то потери на отражение будут определяться формулой Френеля $R_{||} = \frac{\operatorname{tg}^2(r - \theta)}{\operatorname{tg}^2(r + \theta)}$. Для $\bar{E}_p = 663,8$ Мэв ($\beta = 0,810548$), $r = 75^\circ 21,3'$, $\theta = 38^\circ 6,7'$ потери на отражение внутрь радиатора $R_{||} = 10,9\%$.

Излучение, вышедшее из радиатора под углом $r \approx 75^\circ$ в разные стороны относительно пучка протонов, регистрировалось двумя фотоаппаратами (2) (I и II) типа "Зенит-3м" с объективами "Гелиос-40" и $f = 85$ мм, настроенными на бесконечность.

Перед объективами устанавливались интерференционные светофильтры (3) диаметром 55 мм с полосой пропускания $\Delta\lambda = 100 \text{ \AA}$, $\lambda = 6000 \text{ \AA}$ и коэффициентом пропускания $\epsilon \approx 33\%$.

Излучение регистрировалось на фотопленке типа КН-3 с чувствительностью 130 ед. ГОСТ.

Интенсивность пучка протонов при 4-метровом коллиматоре диаметром 10 мм равнялась $4,4 \cdot 10^9$ протонов/сек и контролировалась прокалброванной камерой, работающей на принципе выбивания протонами δ -электронов. Для получения достаточного почернения на фотопленке длительность экспонирования составляла 25 минут, что соответствовало полному числу протонов $\approx 6,5 \cdot 10^{12}$.

Поскольку устройство прибора было таково, что позволяло измерять не угол γ , а дополнительный $\psi = 90^\circ - \gamma$, то в фокальной плоскости фотоаппаратов необходимо было иметь реперную метку, соответствующую положению выходной грани радиатора. Для этой цели использовался специальный проектор (4) и плоское зеркальце (5). Принцип работы реперного приспособления нетрудно понять из рис. 3а и б.

В фокальной плоскости линзы (1) с $f = 50$ мм проектора помещалась узкая щель (2), освещаемая лампочкой накаливания. Параллельный пучок света шириной 2 мм, вышедший из проектора, отклонялся зеркальцем (3) почти на 90° и направлялся под небольшим углом $\alpha \approx 1^\circ$ к плоскости радиатора, причем одна часть этого пучка проходила мимо радиатора, а вторая отражалась от него. В результате в фокальной плоскости объективов каждого из фотоаппаратов получались 2 узкие реперные линии, отстоящие друг от друга на угол 2α . Ось симметрии, проходящая между метками, соответствовала положению выходной грани радиатора.

Для уменьшения фонового почернения на фотопленке, обусловленного рассеянными частицами от радиатора, оба фотоаппарата закрывались свинцовой защитой толщиной 50 мм (на рис. 2 не показано).

Установка имела центрирующее устройство, которое вставлялось в коллиматор, а здесь прибор на время экспонирования в пучке протонов закрывался светонепроницаемым мягким чехлом, который позволял перед экспозицией устанавливать затворы фотоаппаратов на длительную выдержку.

В результате экспонирования на фотопленках получались изображения, приведенные на рис. 4. Узкие линии на этой фотোগрафии – это реперные метки, а широкая полоса – это изображение излучения Вавилова-Черенкова.

III. Обработка результатов

Фотометрирование плотности почернений изображений излучения Вавилова-Черенкова и реперных меток производилось на микрофотометре МФ-4. Для выявления наименьшего расстояния между реперными метками и полосой почернения от излучения фотометрирование производилось в направлении, перпендикулярном к средней линии между метками, в 5 местах на разных уровнях через 0,5 мм около средней части полосы почернения от черенковского излучения. При фотометрировании использовался объектив с увеличением $\times 6$. При этом высота щели в фокальной плоскости объектива была $h = 0,33$ мм, а ширина щели 0,025 мм. Реперные метки измерялись с шагом 0,01 мм, а почернение от излучения – через 0,05 мм. Точность отсчета расстояний по микрометрическому винту перемещения столика составляла 0,01 мм.

Типичная фотометрическая кривая (1-Т, где Т – пропускание, измеренное на микрофотометре) приведена на рис. 5. Положение пика кривой почернения (1) от излучения относительно положения центра (3) между реперными метками (2) производилось следующим образом.

Через дискретные точки, полученные путем фотометрирования, строились плавные кривые. На разных высотах (построенных в увеличенном масштабе) кривых производились разрезы, и в каждом из них определялись средние точки. Взаимное положение пиков реперных меток и черенковского излучения определялось по линиям, проведенным через таким способом полученные средние точки (пунктирные линии на рис.6).

Ошибка в определении расстояния ℓ между линиями 1 и 3 (см. рис. 5) зависела от разброса средних точек, найденных на разных высотах. Так, положение грани радиатора по реперным меткам определялось с точностью $\pm 0,007$ мм, а положение максимума изображения излучения - в среднем с точностью $\pm 0,03$ мм.

В принципе в данном методе, как и в методе Мазера^[1], для определения на фотопленке положения почернения части конуса излучения Вавилова-Черенкова, отвечающей истинному значению средней энергии, нужно было бы находить наиболее выпуклую часть дуги конуса излучения.

Однако величина прогиба дуги конуса излучения в фокальной плоскости фотоаппарата сильно зависит от угла преломления γ . Исходя из построений, приведенных на рис. 6, можно найти связь между углами γ , γ' и α . При $\gamma \approx \gamma'$ и $\sin \alpha \approx \alpha$

$$d\gamma' \approx (d\alpha)^2 \operatorname{ctg} \gamma' . \quad (7)$$

Из формулы (7) видно, что при больших углах γ ($\gamma' \approx \gamma$) и малых α прогиб дуги конуса излучения (в угловой мере) очень мал. Это и понятно: ведь при $\gamma \rightarrow 90^\circ$ конус излучения превращается в плоскость.

В нашем случае угол $\gamma \approx 75^\circ$, а угол α не превосходит 2° , что приводит к $\Delta\gamma = \gamma - \gamma' = 34''$. Учитывая, что у объектива "Гелиос-40" в фокальной плоскости 1 мм соответствует углу в 40 минут, для $\Delta\gamma = 34''$ получим максимальную величину прогиба $\Delta\ell = 0,014$ мм.

При указанной выше точности определения $\bar{\ell}$ можно было не учитывать этот прогиб дуги конуса излучения и поэтому усреднить ℓ_i по всем 5 разрезам для каждого изображения.

Результаты графического определения $\bar{\ell}$ по 3 экспозициям приведены в табл. 1, причем ошибки $\Delta\ell$ являются средними ошибками.

Таблица I

№ экспоз.	Дата экспоз.	Фото-аппарат	$\bar{l}_i \pm \Delta l_i$	ψ	z	e	$\bar{\lambda}, \text{Å}$	$\frac{n_1}{n_2}$	$E_{I, II}, \text{ МэВ}$	$\bar{E}, \text{ МэВ}$
I.	29.I. 1969	I	$21,93 \pm 0,03$	$14^{\circ}40,5 \pm 1,2$	$75^{\circ}19,5'$	$6^{\circ}21,2' \pm 5'$	6050 ± 5	1,567575	663,54	663,27
		II	$21,87 \pm 0,03$	$14^{\circ}39,5' \pm 1,2'$	$75^{\circ}20,5'$	$6^{\circ}20' \pm 5'$	6007 ± 5	1,56779	663,01	
2.	29.I. 1969	I	$21,85 \pm 0,03$	$14^{\circ}37' \pm 1,2'$	$75^{\circ}23'$	$6^{\circ}17' \pm 5'$	6050 ± 5	1,567575	664,04	663,74
		II	$21,79 \pm 0,03$	$14^{\circ}36,6' \pm 1,2'$	$75^{\circ}23,4'$	$6^{\circ}16,3' \pm 5'$	6008 ± 5	1,567785I	663,43	
3.	29.I. 1969	I	$21,84 \pm 0,03$	$14^{\circ}37' \pm 1,2'$	$75^{\circ}23'$	$6^{\circ}17' \pm 5'$	6050 ± 5	1,567575	664,04	663,68
		II	$21,81 \pm 0,04$	$14^{\circ}37,5' \pm 1,6'$	$75^{\circ}22,5'$	$6^{\circ}16,3' \pm 5'$	6008 ± 5	1,567785I	663,31	

IV. Калибровка, поправки

Для точного определения соответствия между измеренным на фотопленке расстоянием $\bar{\ell}$ и углом ψ была произведена калибровка обоих фотоаппаратов с их объективами с помощью гониометра ГС-5. Фотоаппарат располагался на месте неподвижного коллиматора гониометра на специальной подставке.

Калибровочные реперные метки в виде узких полос наносились через 1° по всему полю зрения объективов, настроенных на бесконечность. Перед каждым объективом устанавливался тот же интерференционный светофильтр, который использовался во время рабочей экспозиции на пучке протонов. Измерение углов при нанесении меток производилось с точностью $\pm 2''$. Фотопленка с калибровочными метками фотометрировалась на том же микрофотометре. Расстояние между двумя любыми метками определялось с точностью $\pm 0,014$ мм. Калибровка показала также, что у объективов имеется некоторая нелинейность соответствия между $\Delta\psi$ и $\Delta\ell$ (к краям поля зрения объективов величина $\Delta\ell$, соответствующая $\Delta\psi = 1^\circ$, увеличивалась от центра с $1,49 \pm 0,01$ мм до $1,54 \pm 0,01$ мм).

При пересчете линейного размера ℓ на угол ψ эта нелинейность учитывалась для каждого фотоаппарата.

Задача определения энергии протонов E по измеренным величинам ℓ , а следовательно и угла ψ , в данном методе осложнялась тем, что средняя длина волны $\bar{\lambda}$ использованных в приборе интерференционных фильтров зависела от угла падения ϕ излучения (имеющего непрерывный спектр) на фильтр.

В связи с этим были проведены специальные измерения зависимостей $\bar{\lambda}(\phi)$ при использовании для этой цели монохроматического устройства спектрофотометра СФ-4. Шкала длин волн калибровалась с точностью $\pm 2 \text{ \AA}$ по спектральным линиям от ртутной лампы. Для од-

ного из светофильтров зависимость $\bar{\lambda}(\phi)$ приведена на рис. 7. Типичные кривые пропускания фильтров показаны на рис. 8 для углов $\phi = 0^\circ$ и $\phi = 11^\circ$. Из рис. 7 видно, что $\bar{\lambda}$ светофильтров довольно сильно зависит от ϕ при $\phi > 5^\circ$. Поэтому для определения $\bar{\lambda}$ с точностью $\pm 5 \text{ \AA}$ необходимо было определить угол ϕ с точностью не хуже чем $\pm 0,5^\circ$.

Для определения угла падения излучения с $\bar{\lambda}$ на светофильтры воспользовались тем обстоятельством, что интерференционные фильтры пропускали около 30% падающего на них излучения, а остальное отражали.

Положение объективов фотоаппаратов во время экспозиции было таково, что отраженное излучение от светофильтра фотоаппарата I попало в фотоаппарат II и наоборот. На рис. 5 приведена фотометрическая кривая изображения излучения в фотоаппарате I, на которой отчетливо виден пик (4) излучения, отраженного от интерференционного светофильтра фотоаппарата II.

По расстоянию между вторичными пиками и положением грани радиатора (центр между реперными метками) можно было достаточно точно определить угол падения излучения на фильтры каждого из фотоаппаратов. При этом возможны два случая.

Первый, когда изображения основного и отраженного излучений лежат по разные стороны от реперных меток, как это показано на рис. 5. Тогда в соответствии с рис. 9б угол падения излучения на фотоаппарат II будет определяться формулой

$$\phi_2 = \frac{\psi_2 - \alpha_1}{2}, \quad (8)$$

где α_1 - угол между плоскостью радиатора и направлением излучения, отраженного от фотоаппарата II. Угол α_1 измеряется по изображению в фотоаппарате I.

Для угла ϕ_1 имеет место формула

$$\phi_1 = \frac{\psi_1 - a_2}{2}, \quad (9)$$

где a_2 - определяется по изображению в фотоаппарате II.

Второй случай, когда основное излучение и отраженное лежат по одну сторону от реперных меток. При этом в соответствии с рис. 9а угол $\phi_2 = \frac{\psi_2 + a_1}{2}$, а угол $\phi_1 = \frac{\psi_1 + a_2}{2}$ (углы a_1 и a_2 также измеряются по изображениям в фотоаппаратах I и II соответственно).

Переход от измеренных углов ψ для определенных длин волн $\bar{\lambda}$ (в соответствии с вышеприведенной процедурой) к скорости протонов осуществлялся по формуле (1).

Относительный показатель преломления радиатора n_1/n_2 , входящий в формулу (1) измерялся для различных длин волн с помощью гониометра ГС-5 у двух призм, изготовленных из того же куска материала, что и радиатор. Результаты измерений для одной из призм приведены в табл. 2.

Таблица 2

$\lambda, \text{\AA}$	n_1 (относительные)
5460,74	$1,57088 + 2 \cdot 10^{-5}$
4358,3	$1,58117 + 2 \cdot 10^{-5}$
6562,8	$1,56539 + 2 \cdot 10^{-5}$

Методом аппроксимации на основании измерений показателя преломления радиатора для трех длин волн вычислялась зависимость $n(\lambda)$ по формуле Гартмана:

$$n = n_0 + \frac{C}{(\lambda - \lambda_0)^\alpha} \quad (10)$$

При $\alpha = 1$, $C = 8,537124$, $\lambda_0 = 183,543$, $n_0 = 1,547331$ точность аппроксимации составляет $+1 \cdot 10^{-5}$ (при этом λ в нм).

В табл. 1 в последней колонке приведены величины средних энергий протонов по трем экспозициям, вычисленные с помощью вышеописанных методов калибровки (перевода линейного размера l в угол ψ), определения средней длины волны $\bar{\lambda}$ интерференционных фильтров и измерения показателя преломления радиатора. При этом величина показателя преломления воздуха при $\lambda \approx 6000 \text{ \AA}$ принималась равной $n_2 = 1,000277$ /5/, а масса покоя протона $m_0 = 938,256 \text{ Мэв}$ /6/.

Следует заметить, что значения энергий, приведенные в табл. 1, соответствуют средней энергии протонов в центре радиатора. Для определения энергии протонов, падающих на радиатор, необходимо добавить ионизационные потери протонов на половине толщины радиатора.

Половина толщины радиатора составляет 1 мм, что соответствует $\frac{1}{2} = 0,312 \text{ г/см}^2$ (при $\rho = 3,12 \text{ г/см}^3$). Ионизационные потери протонов определялись по таблицам /7/ и для протонов с энергией 665 Мэв при $\bar{Z} = 27,3$ они составляли $3,80 \frac{\text{Мэв} \cdot \text{см}^2}{\text{г}}$. Таким образом, потери на половине толщины радиатора равны $(1,19 \pm 0,01) \text{ Мэв}$.

Кроме этого, величины средних энергий следует исправить на сдвиг обусловленный искажением распределения интенсивности излучения Вавилова-Черенкова на выходе из радиатора за счет отражения на границе радиатор - воздух. Этот сдвиг зависит от средней энергии протонов, энергетического разброса и от суммарной угловой расходимости протонов в пучке, его следует прибавить к величинам энергии, приведенным в табл. 1.

Если функции энергетического и углового распределений протонов имеют гауссовский вид со стандартными отклонениями $\sigma_E = 3$ Мэв и $\sigma_\theta = 10'$, то суммарный сдвиг составит $\Delta E = 0,18$ Мэв.

Таким образом, суммарная поправка к энергии составляет 1,37 Мэв, а энергия, например в экспозиции №1 от 29.1.1969 г, равна 664,64 Мэв.

V. Ошибки измерений и разрешающая способность
метода

Ошибка измерения средней энергии протонов монохроматическим методом является среднеквадратичной из ошибок, просуммированных в табл. 3.

Таблица 3

№№ пп	Ошибка измерений	Величина ошибки	ΔE_i , Мэв	$(\Delta E_i)^2$, Мэв ²
1.	Ошибка измерения угла $\psi = 90^\circ \hat{-}$	$\pm 1,2'$	$\pm 0,1752$	0,0307
2.	Ошибка $\Delta\psi$ за счет ошибки в калибровке объективов "Гелиос-40"	$\pm 0,6'$	$\pm 0,0876$	0,00767
3.	Ошибка измерения показателя преломления радиатора, Δn_1	$\pm 2 \cdot 10^{-5}$	$\pm 0,039$	0,0015
4.	Ошибка Δn_1 из-за неопределенности $\bar{\lambda}$ интерференционных фильтров	$\pm 2,5 \cdot 10^{-5}$	$\pm 0,049$	0,0024

Перевод ошибок $\Delta \psi$ и Δn производился по формулам (3) и (5) соответственно. При энергии 665 Мэв $\Delta E / \Delta \psi = 0,146 \frac{\text{Мэв}}{\text{мин}}$.

Среднеквадратичная ошибка измерения средней энергии протонов при регистрации излучения одним фотоаппаратом составляет $\Delta E = 0,20 \text{ Мэв}$.

Поскольку определение энергии в данном методе производится одновременно двумя фотоаппаратами, то $\bar{E} = \frac{E_1 + E_2}{2}$, а точность определения средней энергии составит

$$\Delta \bar{E} = \frac{1}{2} \sqrt{(\Delta E_1)^2 + (\Delta E_2)^2}. \quad (11)$$

При

$$\Delta E_1 = \Delta E_2 = \Delta E \quad \Delta \bar{E} = \Delta E / \sqrt{2}.$$

В нашем случае для экспозиций 1 и 2 (табл. 1) среднеквадратичная ошибка измерения средней энергии $\Delta E_{1,2} = \pm 0,14 \text{ Мэв}$, а для экспозиции 3 ($\Delta \psi_2 = \pm 1,6'$) $\Delta E_3 = \pm 0,16 \text{ Мэв}$.

Если принять во внимание, что в экспозиции 3 плотность почернения фотопленок была значительно ниже нормальной, то можно считать, что точность, достигнутая при использовании монхроматического метода, составляет $\pm 0,14 \text{ Мэв}$, т.е. $\pm 0,02\%$.

Для получения средней энергии протонов в пучке непосредственно после выхода из камеры ускорителя к величинам энергий (табл. 4) необходимо добавить энергию замедления протонов в воздухе.

Потери энергии в воздухе ($Z = 7,2$) для протонов 670 Мэв согласно /7/ равны $\Delta E / \Delta x = 2,18 \frac{\text{Мэв} \cdot \text{см}^2}{\text{г}}$, а потери на длине 16 метров ($\rho_{\text{возд.}} = 0,0012 \text{ г/см}^3$, $t = 20^\circ\text{C}$) составляют 4,20 Мэв.

Для определения разрешающей способности монохроматического метода кривая плотности почернения изображения излучения Вавилова-Черенкова, измеренная на микрофотомере, преобразовывалась с учётом

зависимости плотности почернения D от экспозиции H для фото- пленки типа КН-3.

Исправленная таким образом кривая (для одной из экспозиций) приведена на рис. 1С. Полная ширина на половине высоты этой кривой (пунктирная кривая) составляет $\Delta E_{\text{ПШПВ}}^{\ominus} = 16,3$ Мэв и определяется факторами, просуммированными в табл. 4.

Таблица 4

№ пп	Эффект уширения конуса излучения	ΔE_i , Мэв	$(\Delta E_i)^2$, Мэв ²
Е.	Разброс энергии протонов в первичном пучке /4/	$\pm 3,3$	10,89
2.	Замедление протонов в радиаторе	$\pm 1,19$	1,416
3.	Угловая расходимость протонов в пучке $\Delta \alpha = \pm 2,5 \cdot 10^{-3}$	$\pm 6,1$	37,21
4.	Дифракция, $\Delta \psi = \pm 2,2'$	$\pm 0,32$	0,1024
5.	Расходимость в $\Delta \psi$ за счет конечного $\Delta \lambda$ интерфенц. фильтра	$\pm 0,072$	0,0052
6.	Множественное рассеяние в радиаторе $\Delta \theta = \pm 7,54'$	$\pm 5,2$	27,04

$$\Sigma (\Delta E_i)^2 = 76,65$$

В соответствии с этим расчетная ширина распределения $\Delta E_{\text{ПШПВ}}^{\text{р}} = 17,51$ Мэв. Это находится в удовлетворительном согласии с экспериментальной величиной $\Delta E_{\text{ПШПВ}}^{\text{э}}$. Незначительное превышение расчетной величины над экспериментальной, возможно, связано с тем, что действительная угловая расходимость несколько меньше, чем принятая исходя из геометрических соображений.

Авторы работы благодарят проф. В.П. Желепове за поддержку и внимание к работе, Т.И. Козлову за аккуратную и кропотливую работу по фотометрированию экспериментального материала, Л.П. Писареву за измерение характеристических кривых фотопленок, П.И. Зольникова и сотрудников фотолаборатории за изготовление рисунков, внимание и помощь в работе, А.А. Зимину за выполнение графических работ, а также Г. Луптакову за помощь при проведении некоторых расчетов на ЭВМ.

Л и т е р а т у р а

1. R.L. Mather. Phys.Rev., 84, 181, 1951.
2. В.П. Зрелов. Излучение Вавилова-Черенкова и его применение в физике высоких энергий, ч. II (счетчики Черенкова), Атомиздат, М., 1968.
3. В.П. Зрелов. ПТЭ, N⁰3, 100 (1965).
4. И.М. Василевский, Ю.Д. Прокошкин. ПТЭ, 67, вып. 3, 225 (1959).
5. Техническая энциклопедия, 8, стр. 32. Изд-во "Советская энциклопедия", М., 1932.
6. E.R. Cohen and T.W. Dumond. Rev.Mod.Phys., 37, 537 (1965).
7. Studies in penetration of charged particles in matter. Nucl. Sc. Series, Report N 39 Committee on Nuclear Science. Washington, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел

25 февраля 1971 года.

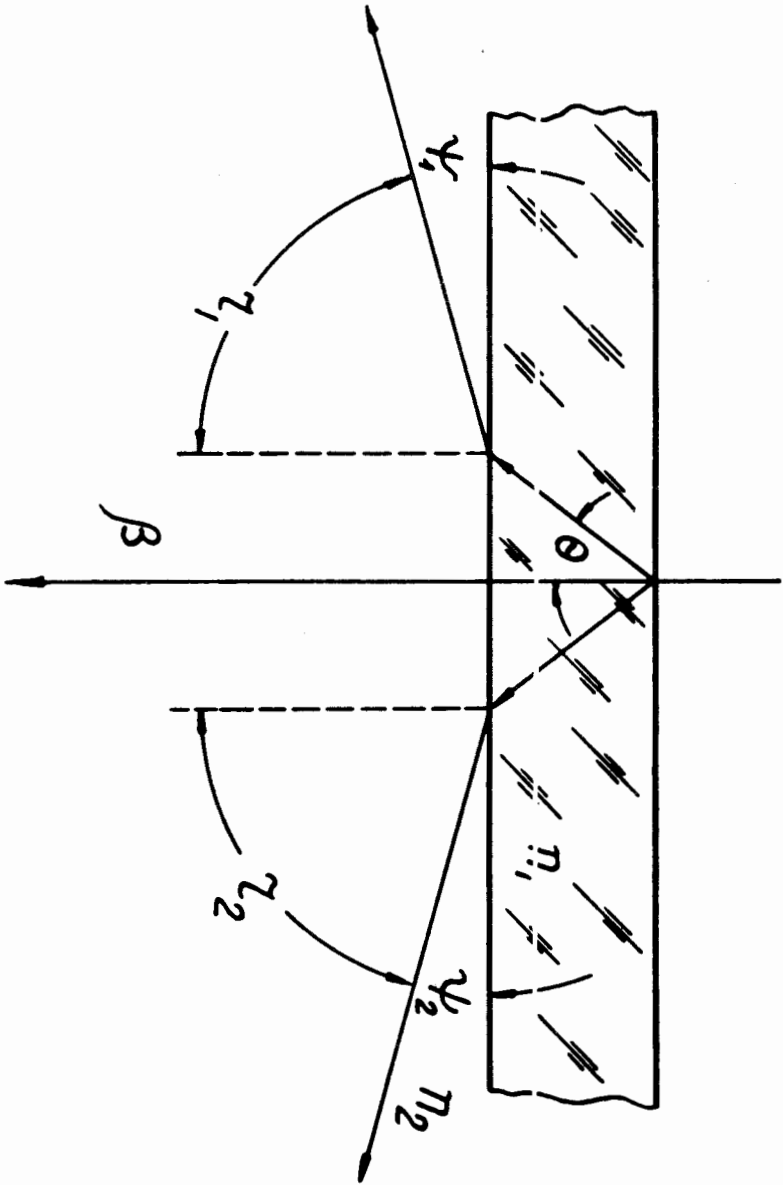


Рис. 1. Ход лучей в радиаторе.

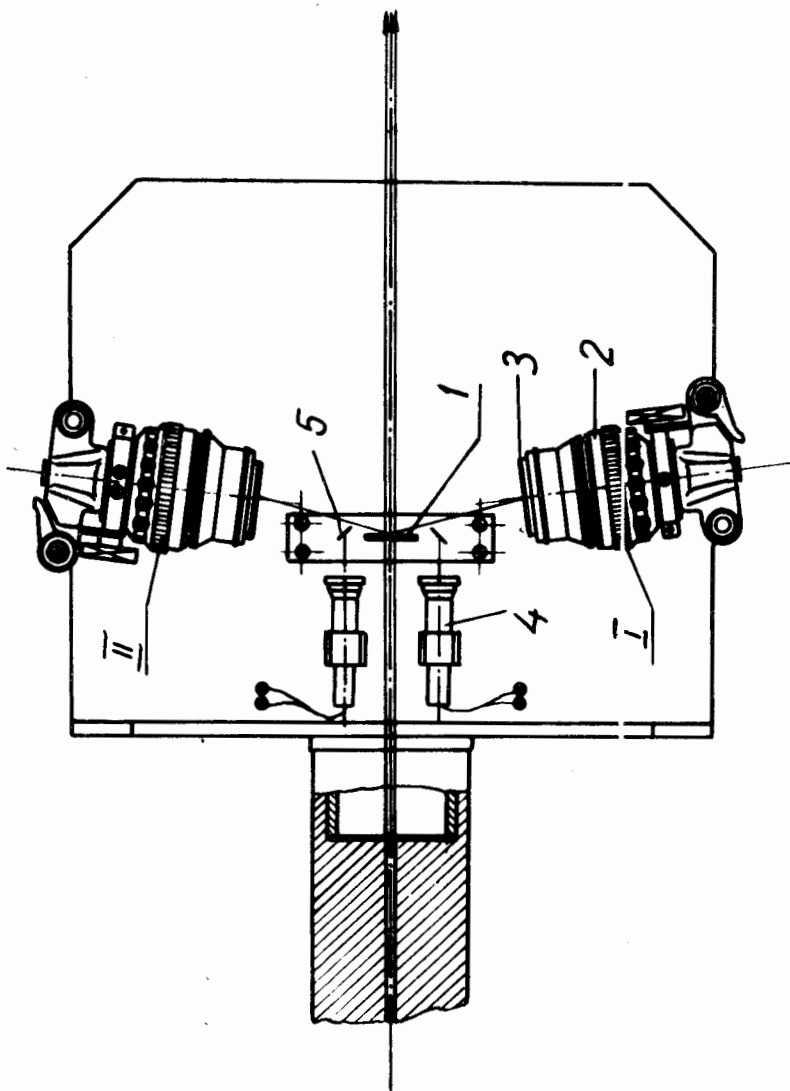


Рис. 2. Схематическое устройство прибора.

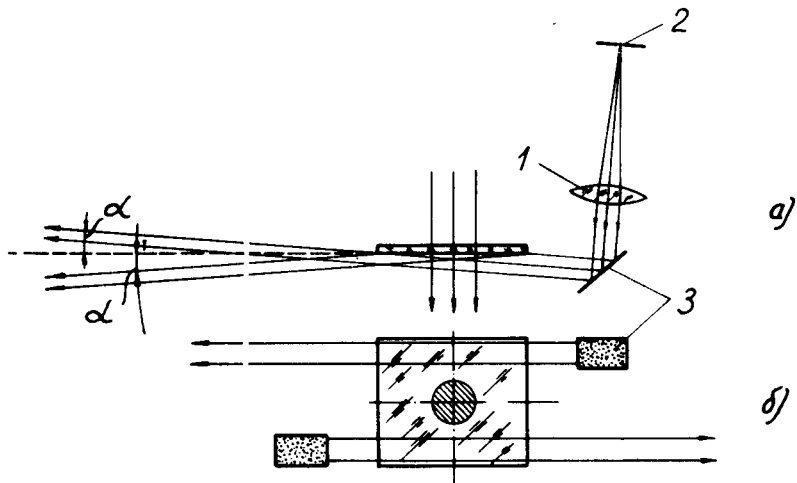


Рис. 3. Схема оптического устройства для нанесения реперных меток:
 а) вид на радиатор сверху, б) вид на радиатор против пучка протонов.

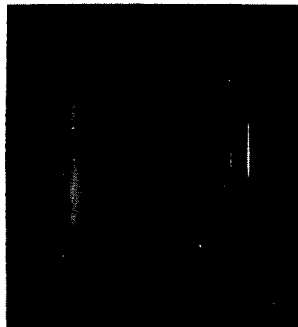


Рис. 4. Фотоотпечатки изображений излучения Вавилова-Черенкова и реперных меток.

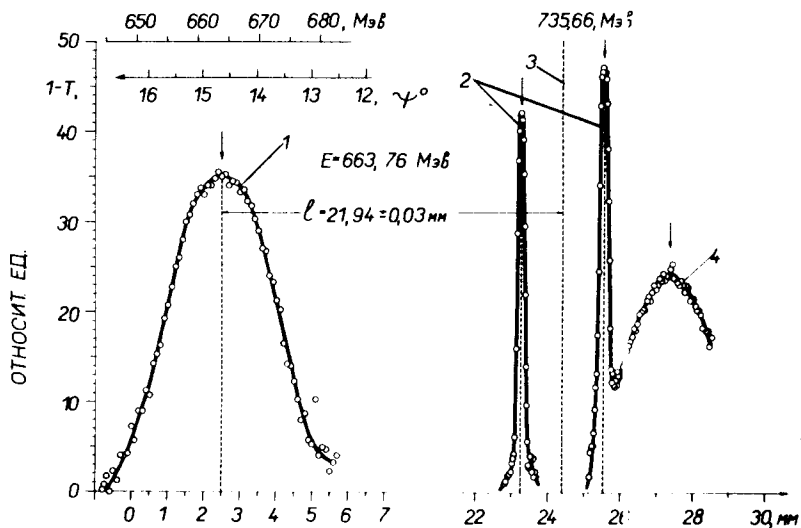


Рис. 5. Типичная фотометрическая кривая негативных изображений, аналогичных рис. 4. (узкие линии (2) - реперные метки, широкий пик (1) - излучение Вавилова-Черенкова.

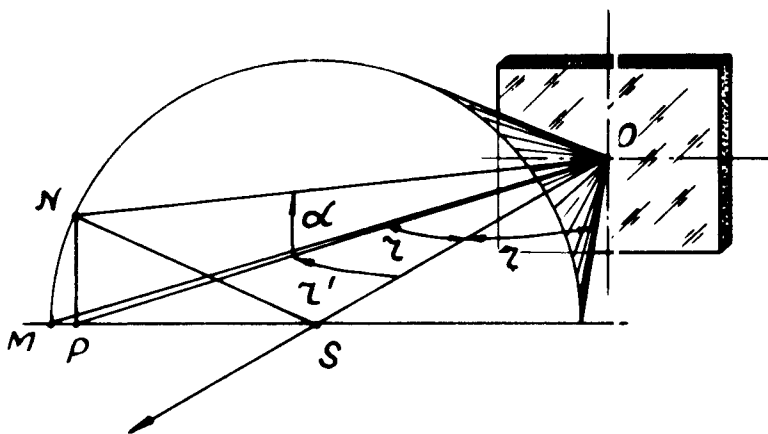


Рис. 6. Построения для определения прогиба дуги конуса излучения Вавилова-Черенкова.

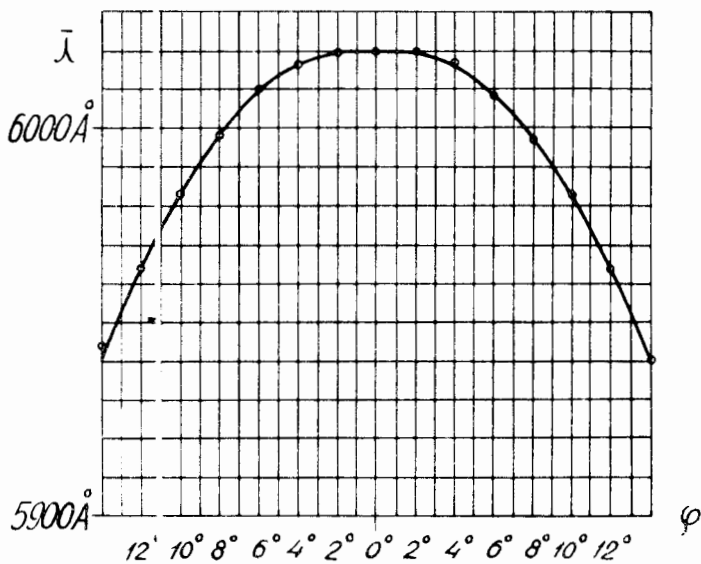


Рис. 7. Зависимость $\bar{\lambda}(\varphi)$ интерференционного светофильтра №670.

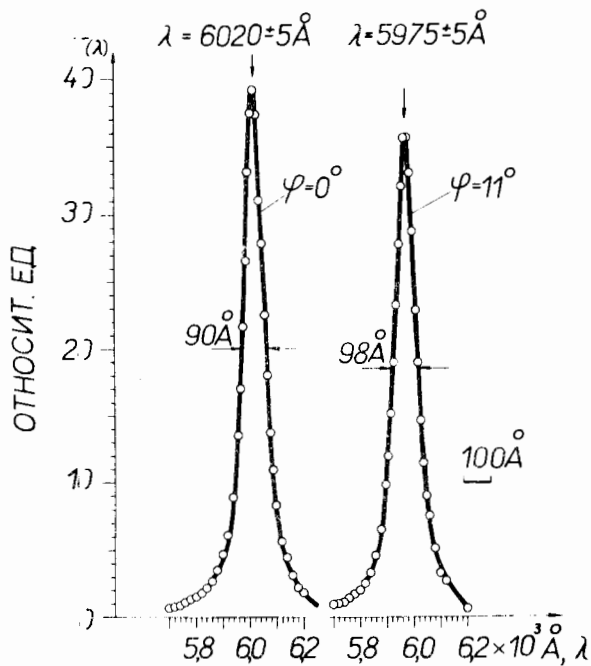


Рис. 8. Типичные кривые пропускания интерференционных фильтров для $\varphi = 0$ и $\varphi = 11^\circ$.

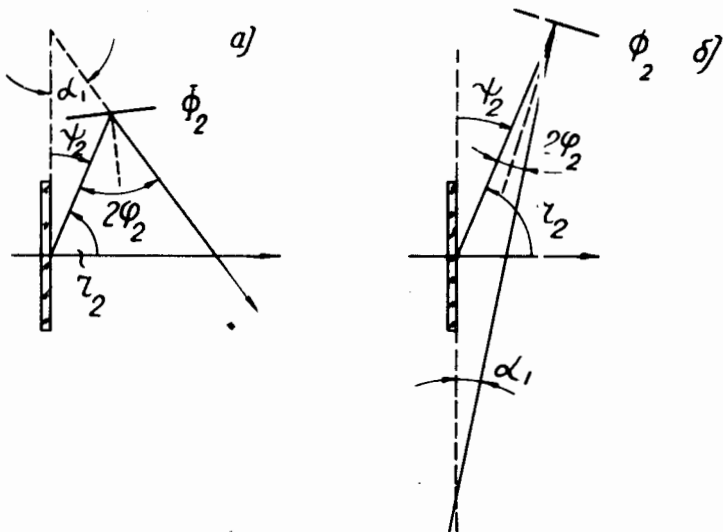


Рис. 9. К определению угла падения излучения на интерференционные фильтры.

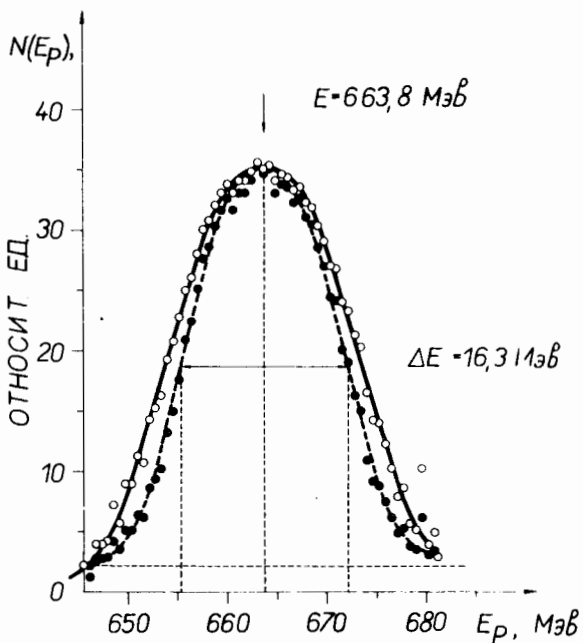


Рис. 10. Фотометрические кривые изображения излучения Вавилова-Черенкова (O - точки, измеренные на микрофотометре, D - точки, исправленные на зависимость плотности почернения N от экспозиции для фотопленки типа КН-3).