

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

---

P13-90-250

В.П.Зрелов

**ПРЕДЕЛЬНОЕ РАЗРЕШЕНИЕ ПО СКОРОСТЯМ  
ЧЕРЕНКОВСКИХ СЧЕТЧИКОВ  
ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ**

Направлено в журнал "Nuclear Instruments  
and Methods in Physics Research"

---

**1990**

---

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Со времени создания первого черенковского счетчика, основанного на явлении полного внутреннего отражения ПВО /1/ /или счетчика Фитча - Мотли/, он использовался неоднократно /см. /2/ / без существенных модификаций.

Так как в счетчиках Фитча - Мотли излучение Вавилова - Черенкова /ИВЧ/ выпускается через грань радиатора, перпендикулярную направлению движения частиц, конус излучения сильно размывается из-за дисперсии, что приводит к низкому разрешению по скорости  $\Delta\beta \sim 10^{-2}$ .

В черенковском счетчике /3/ с использованием ПВО было предложено регистрировать ИВЧ, выходящее через боковую - фокусирующую грань радиатора в виде диска, а размытие конуса компенсировать дублетом кольцевых призм. Однако, по-видимому, из-за трудностей в изготовлении такого компенсатора счетчик не был реализован.

В работе /4/ предложен и описан черенковский счетчик ПВО с оригинальным компенсатором расходимости ИВЧ /за счет дисперсии/, выпускаемого через грань, перпендикулярную направлению частиц. Собственное разрешение по скоростям этого счетчика составило  $\Delta\beta \sim 10^{-4}$ .

В /5/ рассмотрен вариант черенковского счетчика ПВО, в котором ИВЧ, так же, как и в /6/, предлагалось выпускать через грань радиатора, параллельную направлению движения частиц. В этом случае разрешающая способность счетчика по скоростям определяется выражением  $\frac{\Delta\beta}{\beta} = \operatorname{tg} \phi \Delta\phi$ , где  $\phi(\lambda) = \arccos \frac{1}{\beta n_2(\lambda)}$  - угол между направлением ИВЧ в окружающий радиатор среде с показателем преломления  $n_2$  и выпускной гранью радиатора.

Несмотря на то, что в таком счетчике значительная дисперсия самого радиатора не влияет на разрешение по  $\Delta\beta$ , тем не менее

оно ограничивается расходимостью  $\Delta\phi = - \frac{\Delta n_2}{\sin \phi \beta n_2^2}$ . Ниже будет

показано, как можно практически полностью устранить и этот эффект.

## 2. УСЛОВИЕ АХРОМАТИЗАЦИИ ИВЧ В СЧЕТЧИКЕ ПВО

Как было замечено во введении, переход от варианта черенковского счетчика ПВО с выпускной гранью, перпендикулярной направлению скорости частицы, к варианту с параллельной выпускной гранью /поворот этой грани на  $90^\circ$  против часовой стрелки/ приводит к устранению влияния дисперсии радиатора на разрешение счетчика по  $\Delta\beta$ . Незначительный доворот выпускной грани в том же направлении на угол  $\alpha$ , как показано на рис.1, приводит к полному устранению влияния дисперсии в широком диапазоне длин волн и широком диапазоне скоростей частиц /при одном угле  $\alpha$ /.

На основе закона преломления Снеллиуса имеем

$$n_1 \cos [\theta - \alpha] = n_2 \cos \phi, \quad /1/$$

где  $n_1$  и  $n_2$  - абсолютные показатели преломления,  $\theta(\lambda) = \arccos \frac{1}{\beta n_1(\lambda)}$ , а  $\beta = \frac{v}{c}$  - скорость частицы, испускающей ИВЧ в среде с  $n_1$ .

Используя условие ахроматизации ИВЧ в среде с  $n_2$  в виде  $\phi(\lambda_1) = \phi(\lambda_2)$  и /1/, можно получить формулу для угла  $\alpha$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{n_2(\lambda_1) - n_2(\lambda_2)}{n_2(\lambda_2) \operatorname{tg} \theta(\lambda_1) - n_2(\lambda_1) \operatorname{tg} \theta(\lambda_2)}. \quad /2/$$

Применение формулы /2/ требует осторожности, так как при заданном показателе преломления радиатора  $n_1$  на дисперсию газа  $\Delta n_2$ , окружающего радиатор, должно быть наложено ограничение, связанное, в свою очередь, с ограничением на угол  $\alpha$ .

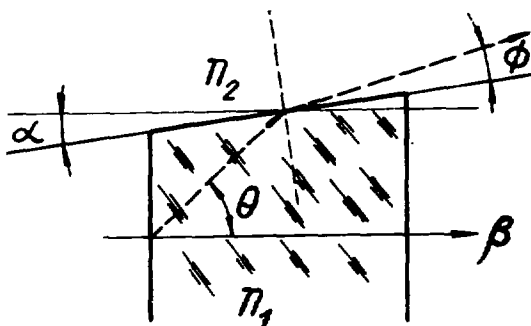


Рис.1. К выводу условия ахроматизации.

При значительном угле  $\alpha$  ИВЧ из-за ПВО не будет выходить в среду с  $n_2$ . Чтобы этого не происходило,  $\alpha$  не должно превышать величины

$$\alpha < \arccos \frac{1}{\beta n_1^{\text{абс.}}(\lambda_2)} - \arccos \frac{1}{n_1^{\text{отн.}}(\lambda_2)}, \quad /3/$$

где  $\lambda_2$  - наибольшая из ахроматизируемых длин волн.

Из /2/ и /3/ с учетом малости угла  $\alpha$  и  $n_2(\lambda) \sim 1$  ограничение на дисперсию газа  $\Delta n_2$  получается в виде

$$\Delta n_2 < \left\{ \arccos \frac{1}{\beta n_1^{\text{абс.}}(\lambda_2)} - \arccos \frac{1}{n_1^{\text{отн.}}(\lambda_2)} \right\} \{ \text{tg} \theta(\lambda_1) - \text{tg} \theta(\lambda_2) \}. /4/$$

Из /4/ видно, что в качестве  $n_1$  лучше брать с большой дисперсией. Использование формулы /2/ без учета условия /3/ приводит к неправильным результатам. Так, например, если в качестве радиатора взять плавленный кварц ( $\text{SiO}_2$ ), а окружающей среды  $n_2$  - воздух, то мы не получим желаемого результата, так как такая пара  $n_1$  и  $n_2$  не удовлетворяет условию /4/.

Расчеты показывают, что при радиаторе из плавленного кварца ( $\text{SiO}_2$ ) наиболее подходящим газом является гелий, зависимость показателя преломления которого согласно /7/ имеет вид /при  $t = 0^\circ\text{C}$  и  $p = 760$  мм Hg/

$$n_{\text{He}}^2 - 1 = 6,927 \left( 1 + \frac{2,24 \cdot 10^5}{\lambda^2} + \frac{5,94 \cdot 10^{10}}{\lambda^4} + \frac{1,72 \cdot 10^{18}}{\lambda^6} \right), \quad /5/$$

где  $\lambda$  - в Å. Для демонстрации эффективности такого простого способа ахроматизации ниже в табл.1 приведены данные по углам  $\phi$  выхода ИВЧ из кварцевого радиатора при различных  $\lambda$  совместно со сведениями по  $n_{\text{He}}$ ,  $n_{\text{воздуха}}$  и  $n_{\text{SiO}_2} / n_{\text{SiO}_2}$  - относительные/. Как видно из таблицы, расхождение  $\Delta\phi$  не превосходит  $\pm 2''$  в широком диапазоне  $\lambda$  от 202,55 до 656,9 нм. Заметим, что при  $\alpha = 0^\circ$   $\Delta\phi = 40''$ , т.е. наклон грани на угол  $\alpha$  позволяет уменьшить  $\Delta\phi$  по крайней мере в 10 раз.

Интересно отметить, что при том же угле  $\alpha = 0,0007516^\circ$  степень ахроматизации сохраняется и при  $\beta = 0,999990 / \phi = 0^\circ 14' 42'' \pm 2''$ .

Для пары LiF - He при 1 атм расхождение ИВЧ в гелии для  $\alpha = 0,001708^\circ / 2,98 \cdot 10^{-5}$  рад/ в том же диапазоне  $\Delta\lambda$  несколько больше -  $\Delta\phi = \pm 5''$  /при  $\phi = 0^\circ 09' 51''$ .

Если не использовать ультрафиолетовую часть спектра ИВЧ, то можно подобрать пару радиатор - газ, где в качестве  $n_2$  будет воздух при нормальном давлении. Так, для радиатора из ТФ-5 / $n_D = 1,7550$ / расчет по формуле /2/ при  $\lambda_1 = 404,656$  нм и  $\lambda_2 =$

Таблица 1

$\lambda$ , нм	$t = 15^\circ\text{C}$ $p = 760 \text{ ммHg}$	$n_{\text{воздуха}}^*$ , $t = 15^\circ\text{C}$ $p = 760 \text{ ммHg}$	$n_{\text{SiO}_2}^*$	$\phi^{**}(\lambda)$
202,55	1,0000346	1,0003222	1,54727	$0^\circ 21' 14,5''$
250,39	1,0000340	1,0003013	1,50745	$0^\circ 21' 17,5''$
303,412	1,0000336	1,0002911	1,48594	$0^\circ 21' 17,2''$
404,656	1,0000333	1,0002825	1,46968	$0^\circ 21' 16,6''$
546,072	1,0000331	1,0002779	1,46013	$0^\circ 21' 16,0''$
656,3	1,0000330	1,0002762	1,45640	$0^\circ 21' 14,5''$

\* Взято из справочника: Таблицы физических величин, М.: Атомиздат, 1976, с.634, 636.

\*\*Эти величины  $\phi(\lambda)$  получены для угла  $\alpha = 0,0007516^\circ$  /1,31  $\cdot 10^{-5}$  рад/, рассчитанного по формуле /2/ для значений  $n_{\text{SiO}_2}$ ,  $n_{\text{He}}$ ,  $n_{\text{воздуха}}$ , приведенных в табл.1,  $\lambda_1(\text{н}) = 202,55 \text{ нм}$ ,  $\lambda_1(\text{э}) = 546,072 \text{ нм}$  и  $\beta = 1$ .

= 486,13 нм и  $\beta = 1$  дает  $\alpha = 0,0047^\circ$ , при котором  $\bar{\phi} = 1^\circ 01' 16'' \pm 3''$  в диапазоне  $\lambda$  от 365 до 656,3 нм. /При  $\alpha = 0$   $\Delta\phi = 76''$ .

### 3. РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ СЧЕТЧИКА ПО СКОРОСТЯМ

Из уравнения /1/ можно получить

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = - \frac{n_2 \beta \sin \phi \Delta\phi}{\frac{n_1 \sin \alpha}{\beta \sin \theta} - (\cos \alpha + \sin \alpha \operatorname{tg} \theta)} \quad /6/$$

При  $\alpha \sim 0$  можно с высокой точностью записать /так, для выше-приведенного примера  $\text{SiO}_2$  - He знаменатель в /6/ равен 1,0000145/:

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} \approx n_2 \beta \sin \phi \Delta\phi = \operatorname{tg} \phi \Delta\phi, \quad /7/$$

так как при  $\alpha = 0$   $\cos \phi = \frac{1}{\beta n_2}$ .

При  $\phi = 0^\circ 21' 15''$  и  $\Delta\phi = \pm 2''$  разрешение согласно /7/ составит величину  $\Delta\beta/\beta = 6,0 \cdot 10^{-8}$ , достаточную, чтобы разделить  $\pi$ - и К-мезоны до импульса  $p \leq 1,4 \text{ ТэВ/с}$ . ( $\Delta\beta_{\pi, \text{K}} = \Delta m_{\pi, \text{K}}^2 / 2p^2$ ).

Разрешение  $\Delta\beta$  при  $\beta = 0,999990 / E_{\pi} \approx 31 \text{ ГэВ}/c \bar{\sigma} = 0^{\circ}14'42'' \pm 2''$  составляет  $\Delta\beta = \text{tg } \delta \cdot \Delta\phi = 4,1 \cdot 10^{-8}$ . Таким образом, один радиатор из  $\text{SiO}_2$  с углом  $\alpha = 2,98 \cdot 10^{-5}$  рад по условиям ахроматизации в принципе обеспечивает разрешение по  $\Delta\beta$ , достаточное для разделения  $\pi$ - и К-мезонов приблизительно от 30 ГэВ/с до 1,4 ТэВ/с.

Для варианта счетчика ТФ-5 - воздух при  $\alpha = 1^{\circ}01'16'' \pm 3''$  разрешение  $\Delta\beta, \beta = 3 \cdot 10^{-7}$ , что является также высоким разрешением.

Однако другие эффекты, влияющие на разрешающую способность, о которых будет сказано ниже /см. 6, 7/, не позволяют достичь такого разрешения.

#### 4. ПОРОГОВОЕ УСЛОВИЕ

Если пороговое условие в счетчике ПВО с  $\alpha = 0$  имеет вид  $\beta_0 = 1, n_2$ , то при  $\alpha \neq 0$  оно несколько изменяется

$$\beta_{\text{пор}} = \frac{\cos \alpha}{n_2 - n_1 \sin \theta \sin \alpha} \approx \frac{1}{n_2 - n_1 \sin \theta \sin \alpha}, \quad /8/$$

т.е.  $\beta_{\text{пор}}$  увеличивается на  $\Delta\beta \approx n_1 \sin \theta \sin \alpha$ . Так, для нашего примера ( $\text{SiO}_2$  - He)  $\beta_{\text{пор}} / \lambda = 656,3 \text{ нм} / = 0,9999781$  /при  $\alpha = 0$ ,  $\beta_0 = 0,9999670$ /, а смещение порога  $\beta_{\text{пор}} - \beta_0 = 1,1 \cdot 10^{-5}$ .

#### 5 ИНТЕНСИВНОСТЬ ИВЧ В АХРОМАТИЧЕСКОМ СЧЕТЧИКЕ ПВО

Так как ИВЧ, испущенное в радиаторе ( $n_1$ ), имеет 100% поляризацию /электрический вектор излучения лежит в плоскости падения на границу раздела/, то долю ИВЧ, вышедшую в среду с показателем преломления  $n_2$ , можно подсчитать либо по точной формуле Френеля

$$1 - R_{\parallel} = 1 - \frac{\text{tg}^2(\psi - \varphi)}{\text{tg}^2(\psi + \varphi)}, \quad /9/$$

где  $\varphi = 90^{\circ} - (\theta - \alpha)$ ,  $\psi = \text{arcsin} \frac{n_1}{n_2} \cos(\theta - \alpha)$ , либо по приближенной формуле Ландау - Лифшица /8/, справедливой для углов падения, близких к углу полного внутреннего отражения  $\theta^* = \text{arcsin} \frac{n_2}{n_1}$ :

$$1 - R_{\parallel} = I_{\text{нр}} = 4 \sqrt{2} \Delta\theta n_1'^2 (n_1'^2 - 1)^{-1/4}, \quad /10/$$

где в нашем случае  $\Delta\theta = \theta^* + \theta - (90^{\circ} + \alpha)$ , а  $n_1' = n_1/n_2$ .

Расчеты показывают, что формулы /9/ и /10/ при  $\Delta\theta \approx 1,5 \cdot 10^{-5}$  рад совпадают в пределах 2,5% /формула /10/ дает несколько большее значение/.

Интенсивность ИВЧ /в числе фотонов/ от частицы с  $\beta = 1$ , вышедшей из радиатора с  $n_1$  и толщиной  $l$  в среду с  $n_2$ , будет равна

$$N = I_{\text{пр}} k \sin^2 \theta l = I_{\text{пр}} \cdot N_0, \quad /11/$$

где  $k = 2\pi a \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 \lambda_2}$ ;  $N_0$  - число фотонов, испущенных в радиаторе;

а  $I_{\text{пр}}$  определяется /10/. В диапазоне длин волн от  $\lambda_1 = 202,55$  нм до  $\lambda_2 = 656,3$  нм,  $\theta$  для  $\lambda = 404,66$  нм,  $l = 1$  см  $N = 42,6$  фотонов/см, что составляет около 5%\* от числа фотонов ИВЧ, испущенных в радиаторе из  $\text{SiO}_2$  / $N_0 = 856,6$  фотонов/.

Посмотрим, какой должна быть длина  $L$  дифференциального счетчика Черенкова, работающего на гелии при таком же угле  $\phi = 0^\circ 21' 16''$ , под которым выходит ИВЧ из радиатора  $\text{SiO}_2$ .

Используя /10/ и /11/, получим /при  $\beta = 1$ /

$$L = \frac{l}{\eta} \sqrt{2\Delta\theta (n_1'^2 - 1)^{3/4}}, \quad /12/$$

где  $\eta = n_2 - 1$ ;  $n_1' = \frac{n_1}{n_2}$ , а  $\Delta\theta = \theta^* + \theta - (90^\circ - \alpha)$ . Для  $l_{\text{SiO}_2} = 5$  см,  $\eta_{\text{He}} = 3,33 \cdot 10^{-5}$ ,  $L_{\text{He}} \approx 10$  м.

## 6. ПРИНЦИПИАЛЬНОЕ ОГРАНИЧЕНИЕ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ПО СКОРОСТЯМ АХРОМАТИЧЕСКОГО СЧЕТЧИКА ПВО

При скользящем выходе ИВЧ из радиатора /малые углы  $\phi$ / фотоны сконцентрированы в узком конусе "толщиной"  $\sim l \sin \phi_0$ , что приводит к его размытию из-за явления дифракции. Исходя из рис.2 с учетом разностей хода лучей в средах  $n_1$  и  $n_2$ , при длине радиатора  $l$  можно получить уравнение

---

\*Если увеличивать давление  $p$  газа  $n_2$  /гелия/, то доля ИВЧ, выходящего из радиатора, будет увеличиваться  $\sim \sqrt{p}$ , при ухудшении степени ахроматизации. Так, при  $p = 4$  атм  $I_{\text{пр}} = 10,4\%$  / $N = 88$  фотонов/см/, но  $\Delta\beta/\beta = \pm 4 \cdot 10^{-7}$ .

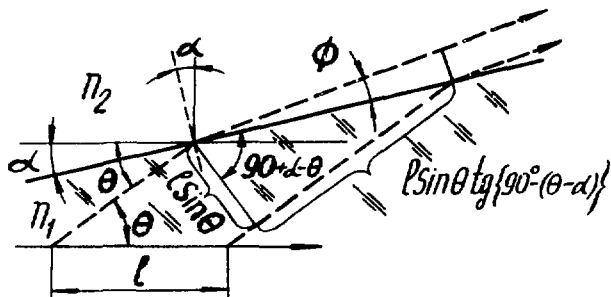


Рис.2. Дифракция ИВЧ на выпускной грани ахроматического черенковского счетчика ПВО.

$$n_1 \ell \sin \theta \operatorname{Ctg}(\theta - \alpha) - \frac{n_2 \ell \sin \theta \cos \phi}{\sin(\theta - \alpha)} = m \lambda. \quad /13/$$

С учетом того, что  $n_1 \cos(\theta - \alpha) = n_2 \cos \phi_0$ , и при условиях:  $\alpha \sim 0$ ;  $m = 1$  и  $n_2 \sim 1$  можно получить выражение для расходимости ИВЧ в виде  $\Delta \phi = \phi - \phi_0$  /:

$$\Delta \phi \cong \frac{\lambda}{\ell \sin \phi_0} \cong \frac{\lambda}{\ell \phi_0}. \quad /14/$$

Согласно /7/  $\frac{\Delta \beta}{\beta} = \operatorname{tg} \phi_0 \Delta \phi = \phi_0 \Delta \phi$  и используя /14/, получим

$$\left| \frac{\Delta \beta}{\beta} \right|_{\text{lim}} \cong \frac{\lambda}{\ell}. \quad /15/$$

Так как спектр фотонов ИВЧ  $\sim 1/\lambda^2$ , то в формулу /15/ должна входить усредненная по спектру величина  $\bar{\lambda} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1}$  ( $\lambda_2 > \lambda_1$ ).

Для диапазона длин волн  $\lambda_1 = 202,55$  нм и  $\lambda_2 = 656,3$  нм,  $\bar{\lambda} = 344$  нм. Учитывая также, что функция, описывающая угловое распределение дифракционного пика вида  $\sin^2 \phi / \phi^2$ , имеет половину ширины пика на полувысоте  $0,44 \bar{\lambda}$ , можно формулу /15/ представить в виде

$$\left| \frac{\Delta \beta}{\beta} \right|_{\text{lim}} \cong 0,44 \frac{\bar{\lambda}}{\ell}. \quad /16/$$

При  $\ell = 5$  см;  $\bar{\lambda} = 344$  нм  $\left| \frac{\Delta \beta}{\beta} \right|_{\text{lim}} = 3 \cdot 10^{-8}$  \*. Такое разреше-

\* Для пары ТФ-5 и  $n_2$  - воздух, работающей в диапазоне  $\Delta \lambda$  от  $\lambda_1 = 365$  нм до  $\lambda_2 = 656,3$  нм  $\bar{\lambda} = 482,3$  нм,  $\left| \frac{\Delta \beta}{\beta} \right|_{\text{lim}} = 4,2 \cdot 10^{-8}$ , что позволяет разделять  $\pi$ - и  $K$ -мезоны до  $p = 163$  ГэВ/с, а  $K$ -мезоны и протоны до  $p = 275$  ГэВ/с.



ние позволяет разделять  $\pi$ -и  $K$ -мезоны до  $p = 193$  ГэВ/с, а  $K$ -мезоны и протоны до  $p = 325$  ГэВ/с.

## 7. ОГРАНИЧЕНИЯ НА РАСХОДИМОСТЬ РЕГИСТРИРУЕМЫХ ЧАСТИЦ

Угловые отклонения частиц  $\xi$  от первоначального направления фактически приводят к изменению угла падения ИВЧ на выпускную грань /или угла  $\theta$ / на величину  $\pm \xi$ , поэтому из /1/ следует

$$\frac{\Delta\phi}{\Delta\xi} = \frac{n_1 \sin(\theta - \alpha)}{\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \cos^2(\theta - \alpha)}} \quad /17/$$

Для пары радиатор  $\text{SiO}_2 - \text{He}$  и  $\bar{\lambda} = 303,41$  нм  $/\alpha = 0,0007516^\circ/$   
 $\Delta\phi/\Delta\xi = 175,8$ . При  $\left\{ \frac{\Delta\beta}{\beta} \right\}_{\text{lim}} = 3 \cdot 10^{-3}$  и  $\bar{\phi} = 0^\circ 21' 16''$   
 $/6,19 \cdot 10^{-3}$  рад/ допустимое  $\Delta\phi = 4,85 \cdot 10^{-4}$  рад, что в соответствии с /17/ приводит к ограничению на  $\Delta\xi \leq 2,8 \cdot 10^{-6}$  рад. Эти требования к расходимости пучка регистрируемых частиц очень жесткие и вряд ли достижимы. Поэтому черенковский счетчик, обладающий столь высокой чувствительностью к направлению частиц, может найти применение в опытах по рассеянию частиц при энергиях  $10 \div 20$  ТэВ, когда углы их дифракционного рассеяния составляют  $\sim 10$  мрад  $'9'$ , а многократное рассеяние будет приблизительно на порядок меньше.

В таком счетчике регистрация кольцевых изображений ИВЧ должна производиться позиционно-чувствительными детекторами, как это схематично показано на рис.3. В качестве детекторов ИВЧ, размещаемых в фокальной плоскости сферического зеркала /ось которого совпадает с осью радиатора/, можно, например, использовать многоанодные фотоумножители с микроканальными пластинами типа ФЭУ-2МКП-100 /100 анодов/.

При рабочем диаметре фотокатодов этих фотоумножителей 2,3 см, расположенных по кольцу  $\bar{R} = 5$  см, допустимая область смещения колец  $\Delta R \cong \pm 1$  см.

Если в качестве радиатора взять стекло марки ТФ-5, а  $n_2$  - воздух, то при  $\beta = 1$ ,  $\bar{\phi} = 1^\circ 01' 16'' \pm 3'' /1,78 \cdot 10^{-2}$  рад/,  $\alpha = 0,0047^\circ$  для получения  $R$  необходимо сферическое зеркало с  $f = \bar{R}/\text{tg} \nu$ , где  $\nu = \bar{\phi} + \alpha$ . Для нашего примера  $f \cong 280$  см. Точность определения координат в этом случае составит  $\Delta R = f \Delta \nu$ , где  $\Delta \nu \cong \Delta \phi$  определяется дифракционной расходимостью.

При  $\Delta\phi = 2,3 \cdot 10^{-4}$  рад /определяемой из  $\left\{ \frac{\Delta\beta}{\beta} \right\}_{\text{lim}} = 4,2 \cdot 10^{-6}/$   
 $\Delta R = \pm 0,65$  мм, что, по-видимому, достижимо с такими ФЭУ, имею-

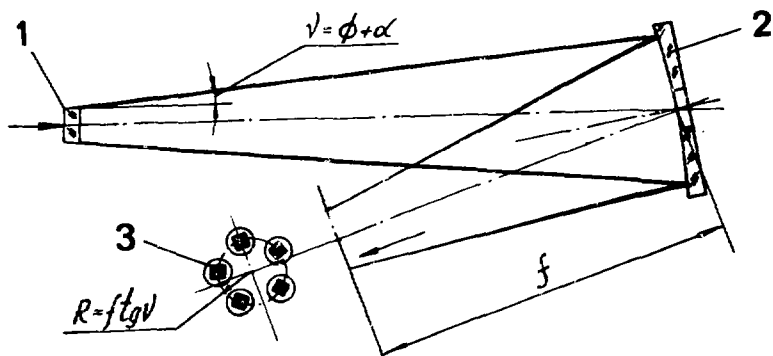


Рис.3. Схема ахроматического черенковского счетчика ПВО. 1 - плоскопараллельный радиатор с наклоном выпускной грани  $\alpha$ , 2 - наклонное сферическое зеркало с фокусным расстоянием  $f$ , 3 - блок многоанодных фотоумножителей с 100 анодами каждый.

щими 100 анодов с площадью  $1,5 \times 1,5$  мм<sup>2</sup> каждый и с расстоянием между ними 1,6 мм.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Fitch V., Motly R. - Phys. Rev., 1956, v.101, p.496.
2. Зрелов В.П. - Излучение Вавилова - Черенкова и его применение в физике высоких энергий. М.: Атомиздат, 1968, с.183-208.
3. Von Dardel G. - Proc. Int. Conf. "Instrum. High-Energy Physics". Berkeley, 1960, p.166.
4. Соляник В.И. - Препринт ИФВЭ 81-63, Серпухов, 1981.
5. Зрелов В.П. - ПТЗ, 1965, № 3, с.100.
6. Hutchinson G.W. - Progr. Nucl. Phys., 1960, v.8, p.226.
7. Daldarno ., Kingston A.E. - Proc. Roy. Soc., 1960, v.259, p.24.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. - Электродинамика сплошных сред. М.: ГИТТЛ, 1957, с.352.
9. Prokoshkin Yu.D. - Proc. Second ICFA Workshop on Possibilities and Limitations of Accelerators and Detectors. Les Diablerets, Switzerland, 4-10 October, 1979. CERN, RD/450-1500, 1980, p.347.

Рукопись поступила в издательский отдел  
6 апреля 1990 года.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ  
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
Д7-87-88	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Р <sub>т</sub> юрмгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
Д4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
Д2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
Д14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987	4 р. 20 к.
Д17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.
Д14-88-833	Труды рабочего совещания "Современные направления в активационном анализе ОИЯИ". Дубна, 1988	2 р. 40 к.
Д13-88-938	Труды XIII Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1988	4 р. 30 к.
Д10-89-70	Труды Международной школы по вопросам применения ЭВМ в физических исследованиях. Дубна, 1988.	2 р. 60 к.
Р2-89-138	Труды семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны". Дубна, 1988	1 р. 10 к.
Д19-89-149	Труды рабочего совещания по генетическому действию корпускулярных излучений. Дубна, 1988	4 р. 30 к.
Д4-89-221	Труды рабочего совещания по разработке и созданию излучателя и детектора гравитационных волн. Дубна, 1988	1 р. 60 к.
Д9-89-52	Труды XI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1988 (2 тома)	14 р. 36 к.
Д4,6,15-89-638	Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. Дубна, 1989	3 р. 76 к.
Д9-89-708	Труды II Международного совещания по циклотронам и их применению. Бехин, ЧССР, 1989	4 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

Зрелов В.П.

P13-90-250

Предельное разрешение по скоростям черенковских счетчиков полного внутреннего отражения

В работе излагается простой способ устранения размытия конуса излучения Вавилова - Черенкова /ИВЧ/ из-за дисперсии в счетчиках полного внутреннего отражения. Достигается это наклоном выпускной грани радиатора, параллельной вектору скорости частицы, на небольшой угол  $\alpha$ . Дается формула для его вычисления и определены условия ее применения. Обращается внимание на то, что препятствием к осуществлению найденного способа ахроматизации является дифракция ИВЧ. Ввиду высокой чувствительности такого счетчика ПВО к угловой расходимости регистрируемых частиц предлагается использовать его в опытах для изучения рассеяния частиц ультрарелятивистских энергий /порядка нескольких ТэВ/.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1990

Перевод М.И.Потапова

Zrelow V.P.

P13-90-250

Limiting Resolution on Velocities for Total Internal Reflection Cherenkov Counters

The paper proposes the simplest method for a practically complete elimination of the effect produced by VChR cone smearing due to dispersion on the resolution of Cherenkov counters operating under conditions close to the angle of total internal reflection (TIR). This is achieved by tilting the counter radiator output side (parallel to the particle velocity vector) by a small angle  $\alpha$ . A formula for calculation of  $\alpha$  and conditions for its applications are given. It is pointed out that the main difficulty in making use of the advantages of the obtained achromatization method is VChR diffraction. In view of its high sensitivity to the angular divergence of particles to be detected, this TIR counter is proposed to be used in experiments on particle scattering in the TeV energy region.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1990

17 коп.

Редактор М.И.Зарубина. Макет Т.Е.Попеко.

Набор Л.В.Пахомовой, Е.М.Граменицкой.

Подписано в печать 12.06.90.

Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 1,13.

Тираж 430. Заказ 43603.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна Московской области.