

ФЛУКТУАЦИИ УГЛА ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГАЗЕ ВСЛЕДСТВИЕ ДИСПЕРСИИ

В.М. Гришин, С.К. Котельников

Получено интегральное представление для распределения регистрируемого угла черенковского излучения вследствие дисперсии показателя преломления газа радиатора. Результаты расчетов могут использоваться при оптимизации и обработке данных детекторов колец черенковского излучения.

В настоящее время для идентификации релятивистских заряженных частиц широко применяется метод регистрации колец черенковского излучения (так наз. RICH-детекторы) /1/. В основе метода лежит зависимость черенковского угла θ_c от лоренц-фактора излучающей частицы γ . Например, в газе, когда преломляющая способность (рефракция) $\eta(\epsilon) = n(\epsilon) - 1 \ll 1$ (n — показатель преломления, ϵ — энергия фотона), $\theta_c^2 \approx 2\eta - 1/\gamma^2$. В RICH-детекторе измеряется радиус R кольца черенковского излучения с помощью позиционно-чувствительного фотодетектора, расположенного в фокальной плоскости фокусирующего сферического зеркала. В газе $R \approx L\theta_c$, где L — расстояние между фотодетектором и зеркалом (длина радиатора). Фотодетектор представляет собой обычно дрейфовую камеру, в газовую смесь которой добавлены пары веществ, ионизирующихся под действием фотонов УФ—ВУФ диапазонов, таких как ТМАЕ (тетраметиламиноэтилен, $C_{10}H_{24}N$) или ТЕА (триэтиламин, $C_6H_{15}N$). Дисперсия показателя преломления (т.е. зависимость $\eta(\epsilon)$) в спектральной области чувствительности фотодетектора приводит к хроматической aberrации радиуса R (или черенковского угла, $\theta_c \approx R/L$), которая является одной из основных неустранимых погрешностей метода и в большинстве случаев определяет его предельное разрешение (сепарирующую способность). Обычно ограничиваются расчетом среднеквадратичной хроматической погрешности ΔR_c /2,3/. Целью настоящей работы является получение распределения $\varphi_c(R)$, обусловленного дисперсией, которое полностью описывает хроматическую aberrацию, присущую оптической системе газового RICH-детектора.

Число зарегистрированных фотоэлектронов в единичном интервале энергии фотонов $dN_{pe}/d\epsilon$ дается соотношением, следующим из классической формулы Тамма — Франка /4/. В газе /2/

$$\frac{dN_{pe}}{d\epsilon} = \frac{2\alpha}{\hbar c} L \eta(\epsilon) \tilde{Q}(\epsilon),$$

где α — постоянная тонкой структуры, \hbar — постоянная Планка, а c — скорость света. Величина

$\tilde{Q}(\epsilon)$ представляет собой эффективность регистрации фотона с энергией ϵ : $\tilde{Q} = T_g T_w T_r Q P_c$, где T_g ,

T_w — коэффициенты прохождения фотона через газ и окно фотодетектора, r_m — коэффициент отражения зеркала, Q — квантовая эффективность фотокатода, P_c — вероятность регистрации фотоэлектрона. Удобно ввести среднюю плотность вероятности регистрации черенковского фотона с энергией ϵ :

$$P(\epsilon) = \frac{\eta(\epsilon)\tilde{Q}(\epsilon)}{\int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} \eta(\epsilon)\tilde{Q}(\epsilon)d\epsilon}, \quad \left(\int P(\epsilon)d\epsilon = 1\right), \quad (1)$$

где ϵ_1, ϵ_2 — границы спектрального диапазона чувствительности RICH-детектора (т.е. области, где

$\tilde{Q} > 0$). Для $\gamma \gg 1/\sqrt{2\eta}$ при регистрации фотонов с энергией ϵ будет измеряться фиксированный радиус с распределением $\delta[R - L\sqrt{2\eta(\epsilon)}]$, где δ — дельта-функция Дирака. Для построения распределения $\varphi_c(R)$ необходимо учесть вклад всех возможных значений ϵ с весом $P(\epsilon)$. Поскольку $R > 0$, δ -функцию удобно представить с помощью преобразования Лапласа. Поэтому окончательно получаем:

$$\varphi_c(R) = \int_{-i\infty+\kappa}^{i\infty+\kappa} \frac{dp}{2\pi i} e^{pR} \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} P(\epsilon) \exp[-pL\sqrt{2\eta(\epsilon)}] d\epsilon, \quad \kappa > 0. \quad (2)$$

При $L = 1$ $\varphi_c(R)$ переходит в распределение угла черенковского излучения $\varphi_c(\theta_c)$. Нормировка $\varphi_c(R)$ определяется нормировкой $P(\epsilon)$, согласно (1).

Для проведения численных расчетов по формуле (2) удобно повернуть контур интегрирования и выделить четную по p часть подынтегрального выражения. Тогда

$$\varphi_c(R) = \frac{1}{\pi} \int_0^{p_{\max}} dp \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} P(\epsilon) \cos[p(R - L\sqrt{2\eta(\epsilon)})] d\epsilon. \quad (3)$$

Здесь p_{\max} определяется областью, в которой подынтегральная функция при $R = \bar{R}$ существенно отлична от нуля, причем средний радиус \bar{R} дается соотношением:

$$\bar{R} = \int_{R_1}^{R_2} R \varphi_c(R) dR = L \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} P(\epsilon) \sqrt{2\eta(\epsilon)} d\epsilon, \quad (R_j = L\sqrt{2\eta(\epsilon_j)}; j = 1, 2). \quad (4)$$

Расчеты $\varphi_c(R)$ проводились в трех спектральных диапазонах, где $\tilde{Q}(\epsilon) > 0$ (рис. 1): видимый (бищелочной фотокатод Sb-K-Cs), 2 — 4 эВ (300—600 нм) /5/; УФ диапазон чувствительности ТМАЕ, 5,5 — 7,5 эВ (165 — 220 нм) /6/ и ВУФ диапазон чувствительности ТЕА, 7,5 — 8,5 эВ (145 — 165 нм) /7/. Рефракция рассчитывалась, следуя трехчленной формуле Зельмейера:

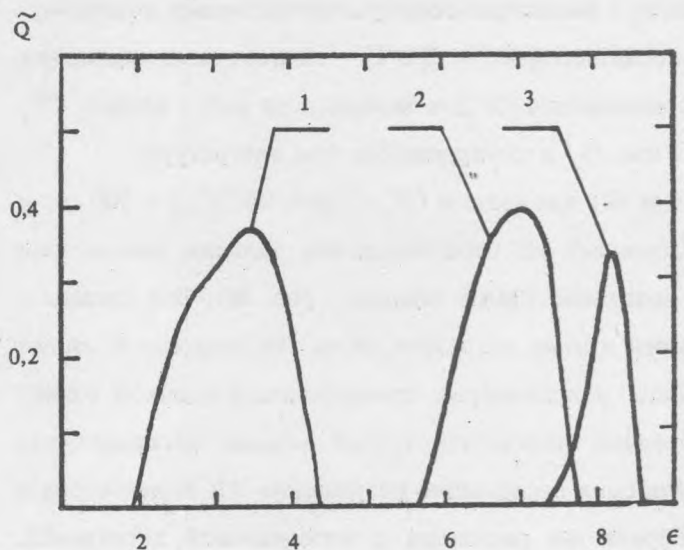


Рис. 1. Зависимости эффективности регистрации черенковского фотона \tilde{Q} от его энергии ϵ : 1 — видимая область (фотокатод Sb-K-Cs); 2 — ТМАЕ; 3 — ТЕА.

Т а б л и ц а 1

Параметры зависимости $\eta(\epsilon) \cdot 10^4$ для различных газов при 1 атм, 20 °С*

Газ	Аргон	CF ₄	Азот	
Диапазон ϵ , эВ	2—9	2—9	2—4	5—8
A	—	—	0,639	—
F ₁	24,18	—	—	9,12
E ₁ ²	135,1	—	—	70,71
F ₂	24,18	—	—	—
E ₂ ²	139,9	—	—	—
B	743,8	1786,8	464,6	4649,6
C	334,6	401,94	221,4	1637,7

* Прочерк означает, что в формуле (5) соответствующий параметр равен нулю.

$$\eta(\epsilon) = A + F_1/(E_1^2 - \epsilon^2) + F_2/(E_2^2 - \epsilon^2) + B/(C - \epsilon^2), \quad (5)$$

где $E_{1,2}$ — энергии атомных переходов, ближайшие к рассматриваемому спектральному диапазону, $F_{1,2}$ пропорциональны соответствующим силам осцилляторов, A , B и C — подгоночные параметры /8/. В табл. 1 приведены значения параметров соотношения (5) для зависимости $\eta(\epsilon)$ в аргоне, CF_4 и азоте при давлении 1 атм и температуре 20 °С (см. /9/ и цитированную там литературу).

На рис. 2 приведены примеры распределений $\varphi_c(R)$ для азота и CF_4 (1 атм, 20 °С, $L = 500$ см) в рассматриваемых спектральных диапазонах. Обращает на себя внимание сильная асимметрия распределения $\varphi_c(R)$ для азота в спектральном диапазоне ТМАЕ (кривая 2 рис. 2а). Она связана с сильной дисперсией показателя преломления азота в этом диапазоне из-за его близости к линии поглощения $E_1 \approx 8,41$ эВ. Поэтому в этом случае неправомерно ограничиваться оценкой только среднеквадратичного отклонения ΔR_c , а необходимо определять третий момент распределения $\varphi_c(R)$, связанный с его асимметрией. А для улучшения предельного разрешения RICH-детектора в данном спектральном диапазоне следует подбирать газ радиатора с минимальной дисперсией. Например, для ТМАЕ можно использовать CF_4 , C_2F_6 и инертные газы (кроме Хе), тогда как для ТЕА подходят CF_4 , Не, Ne и Ar /9/.

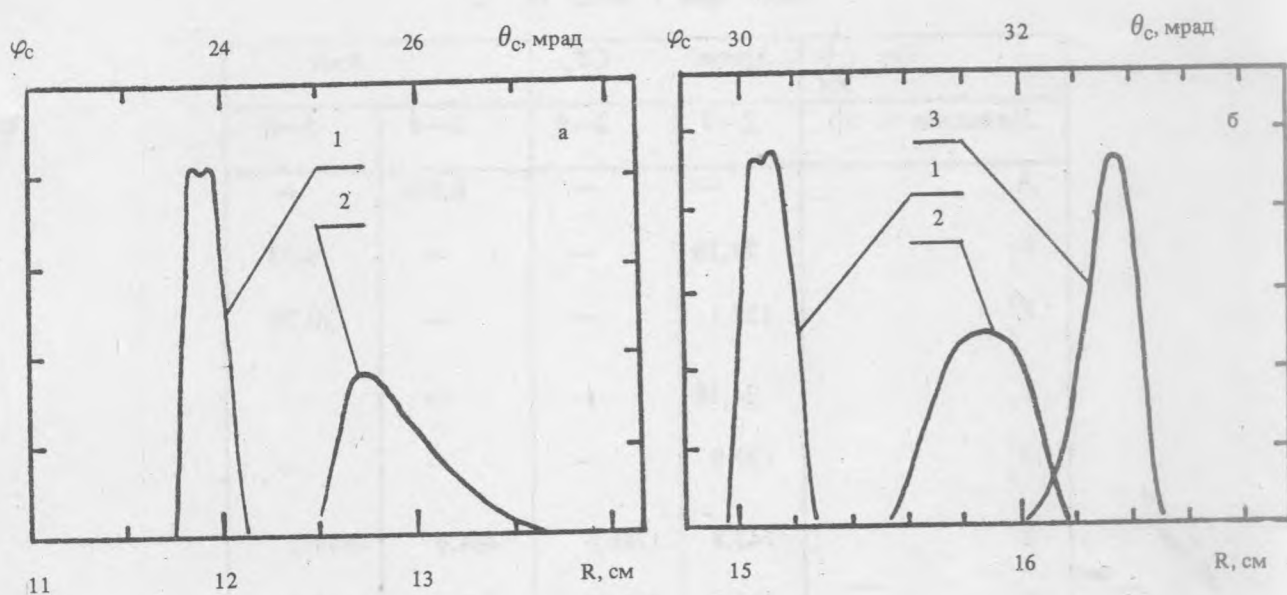


Рис. 2. Распределения радиуса кольца черенковского излучения $\varphi_c(R)$ в азоте (а) и CF_4 (б) (1 атм, 20 °С, $L = 500$ см) для следующих спектральных диапазонов: 1 — видимая область, Sb-K-Cs; 2 — ТМАЕ; 3 — ТЕА. Распределения нормированы на одинаковую площадь. На верхней шкале отложен черенковский угол θ_c .

Из рис. 2 видно, что в видимой области получаются наиболее узкие распределения $\varphi_c(R)$. Этому следовало ожидать уже из общих соображений, поскольку из дисперсионных соотношений Крамерса — Кронига следует, что в областях наибольшей прозрачности (в частности, в видимой) минимальна дисперсия (т.е. минимальна средняя абсолютная величина $d\eta/d\epsilon$). Поэтому в видимой области минимален относительный разброс радиуса R , поскольку из (2)—(5) следует, что $\Delta R_c / \bar{R} \sim \Delta\eta / 2\bar{\eta} \sim (d\eta/d\epsilon)\Delta\epsilon / 2\bar{\eta}$, где $\Delta\epsilon = \epsilon_2 - \epsilon_1$ — ширина спектрального диапазона. Кроме того, в видимой области существенно упрощаются (и становятся дешевле) основные компоненты оптической системы RICH-детектора (зеркало, окна) и снижаются требования к чистоте газа радиатора (практически в этом диапазоне можно пользоваться просто сухим воздухом). Таким образом, представляется перспективной разработка широкоапертурных фотодетекторов с хорошими одноэлектронными характеристиками ($P_c \approx 1$), чувствительных в видимой области, и с относительным пространственным разрешением $\approx \Delta R_c / \bar{R}$. Например, на основе искровых или стримерных камер с твердотельным фотокатодом, наполненных до атмосферного давления инертным газом высокой чистоты, как предлагалось в /10/.

Авторы признательны Г.И. Мерзону за полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Seguinot J., Ypsilantis T. Nucl. Instr. and Meth., **142**, 377 (1977).
2. Ekelof T. Preprint CERN-EP/84 — 168.
3. Ypsilantis T. Preprint CERN-EP/89 — 150.
4. Тамм И.Е., Франк И.М. ДАН СССР, **14**, 107 (1937).
5. Евдокимов В.Н. и др. ПТЭ, №4, 151 (1984).
6. Arsimon R.J. et al. Nucl. Instr. and Meth., **A241**, 339 (1985).
7. Arnold R. et al. Nucl. Instr. and Meth., **A273**, 466 (1988).
8. Чашина Г.И. Канд. дисс., ФТИ, Л., 1977 г.
9. Гришин В.М. и др. Препринт ФИАН № 154, М., 1989 г.
10. Гришин В.М. и др. Препринт ФИАН № 119, М., 1989 г.

Поступила в редакцию 16 сентября 1991 г.