

индекс 3624

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

Заказ 1179

ВФ-03406

Тираж 299

Подписано к печати 16/ХП-77г. . Формат издания 30x40
0,7 уч.изд.л. Ц.5 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван 36, пер.Маркаряна 2

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ФИ-265(58)-77

Р.О.АВАКЯН, Н.В.АКОПОВ, А.П.БЕЗВЕРХАЯ,
С.М.ДАРБИНЯН

ВЫЧИСЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ТОРМОЗНОГО
ПУЧКА ФОТОНОВ

АРՄՏ
ԵՐԵՎԱՆ 1977



ЕРЕВАН

R.O.AVAKYAN, N.Z.AKOPOV, A.P.BEZVERKHAYA,
S.M. DARBINYAN

THE CALCULATION OF BREMSSTRAHLUNG BEAM
POLARIZATION

The method of photon polarization calculation based on the measurement of energy spectra of coherent bremsstrahlung quanta is described. The program of computerized calculation on BESM-5 is developed, which allows the Monte-Carlo simulation of energy spectra averaged over some experimental parameters. Using the χ^2 criterion, the best values of parameters are obtained and the polarization is calculated.

Yerevan Physics Institute
Yerevan 1978

Р.О.АВАКЯН, Н.З.АКОПОВ, А.П.БЕЗВЕРХАЯ,
С.М.ДАРБИНЯН

ВЫЧИСЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ТОРМОЗНОГО
ПУЧКА ФОТОНОВ

Ереван 1977

В последние годы интенсивно проводятся эксперименты по фоторождению мезонов и резонансов с использованием γ -поляризованных фотонных пучков. При этом каждый раз возникает необходимость определения степени поляризации γ -квантов, как функции их энергии. Несмотря на то, что экспериментальная методика определения степени поляризации достаточно хорошо разработана, проведение таких измерений связано с большой тратой ускорительного времени, поэтому проблема численного расчета поляризации приобрела в настоящее время большую актуальность.

Предположение о том, что для оценки реальной величины поляризации можно использовать измеряемые на опыте энергетические спектры, было высказано в работе [1]. Схема вычисления поляризации выглядит следующим образом. Вначале вычисляется интенсивность излученных фотонов $\bar{I}(x)$, усредненная по таким экспериментальным факторам, как угловая расходимость электронного пучка, многократное рассеяние в кристалле, коллимация излученных фотонов, разброс энергии электронов и конечное разрешение парного спектрометра. При таком усреднении нужно сделать определенное предположение о влиянии этих факторов на форму спектра тормозного излучения, ввиду невозможности учета таких параметров, как например, расходимость пучка электронов [2,3,6];

Количество и смысл параметров зависит от конкретного подхода к вычислению величины $\overline{I(x)}$. Далее, используя экспериментально измеренные спектры, проводится минимизация функционала такого вида:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left[\frac{\overline{I(x_i, \beta_k)} - I^{\text{э}}(x_i)}{\Delta_{\text{э}}} \right]^2, \quad (1)$$

где N - число экспериментальных точек, $\Delta_{\text{э}}$ - ошибка в измерении интенсивности, $I^{\text{э}}(x)$ - экспериментальное значение интенсивности, β_k - подгоночные параметры. Сравнением по критерию χ^2 определяются "наилучшие" значения параметров. Затем, при полученных значениях параметров, вычисляется средняя величина поляризации в виде:

$$\overline{P(x, \beta_k)} = \frac{\overline{PI}}{I}, \quad (2)$$

где усреднение проводится по всем экспериментальным факторам. Таким путем удается вычислить эффективную величину поляризации и оценить ошибку, которая обусловлена неточностью определения параметров подгонки или, что то же самое, ошибкой в экспериментальном измерении спектра.

Очевидно, что достоверность расчета степени поляризации по вышеизложенной схеме определяется согласием вычисленной интенсивности с экспериментально измеренными спектрами. Суть проблемы представляется в наиболее полном учете влияния различных экспериментальных факторов на величину $\overline{I(x)}$. Нами существенно дополнена и улучшена методика вычисления $\overline{I(x)}$, опи-

санная в работе [4]. Схема моделирования, по методу Монте-Карло была изменена в части, касающейся углового распределения излученных γ -квантов. По-прежнему предполагается, что некогерентно излученные фотоны, распределены по нормальному закону с дисперсией равной mc^2/E_0 , где m - масса электрона, E_0 - его начальная энергия. Что касается когерентно излученных фотонов, то формулы, точно описывающие их угловые распределения, весьма сложны, а допущение о том, что они распределены также, как и некогерентные фотоны, произвольно. В данной работе предполагается, что когерентно образованные γ -кванты распределены по нормальному закону, но с неизвестной дисперсией $\sigma_{\text{ког}}$, которая является дополнительным параметром наряду с параметрами угловой расходимости электронного пучка θ_p и коллимации излученных γ -квантов α_k , введенными в работе [4].

Что касается аморфной части спектра, мы отказались от предложенного в работе [5] фактора обрезания:

$$f(\theta_k, \theta_p) = \frac{\theta_k^2}{1 + \theta_k^2} + \frac{\theta_p^2}{1 + \theta_p^2} - \frac{\theta_k^2 \cdot \theta_p^2}{(1 + \theta_k^2) \cdot (1 + \theta_p^2)},$$

где θ_k и θ_p - углы коллимации и расходимости в единицах (mc^2/E_0). Подавление аморфной части спектра происходит следующим образом: в процессе моделирования отбираются лишь те события, которые приводят к попаданию некогерентно излученных γ -квантов в коллиматор.

Помимо того, нами учтено влияние разброса начальной энергии электрона ($\frac{\Delta E_0}{E_0}$), а также разрешение парного спектрометра ($\frac{\Delta x}{x}$). Это привело к увеличению кратности интеграла

$\overline{I(\bar{\theta}, \bar{\alpha}, x)}$, приведенного в работе [4] . Схематично величину интенсивности когерентного тормозного излучения, усредненного по разбросам $(\frac{\Delta E_0}{E_0}, \frac{\Delta X}{X})$, можно записать так:

$$I(\bar{\theta}, \bar{\alpha}, \bar{x}, \bar{E}_0) \approx \iint I(\bar{\theta}, \bar{\alpha}, x, E_0) \exp[-(x-\bar{x})^2/2\sigma_1^2] \times \exp[-(E_0-\bar{E}_0)^2/2\sigma_2^2] \cdot dx dE_0,$$

где $\bar{\theta}$ и $\bar{\alpha}$ - полярные и азимутальные углы влета электрона в кристалл, $\sigma_2 \sim 1,5\%$, σ_1 меняется от 3,5% при малых X до 1,9% при $X \geq 0,6$.

Все эти изменения позволили улучшить согласие с экспериментом по критерию χ^2 . Улучшенная и дополненная методика моделирования спектров и поляризации когерентного тормозного излучения реализована в виде программы на ФОРТРАН-е, написанной для ЭВМ БЭСМ-6.

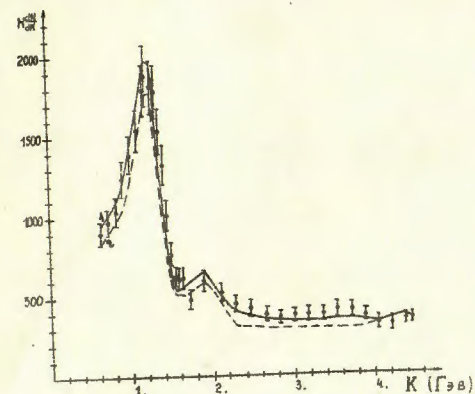


Рис.1

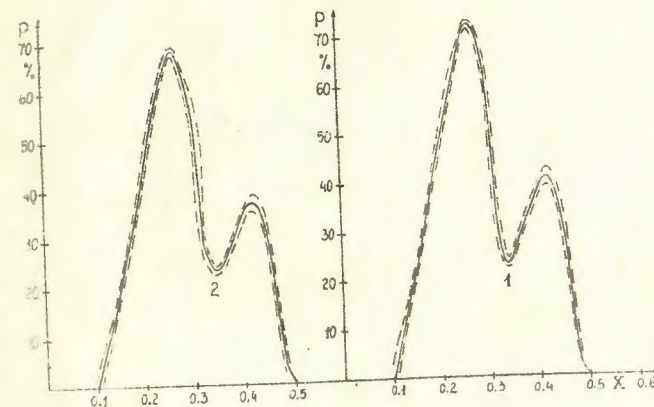


Рис.2

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1 Кривая (2) рассчитана по методике, приведенной в работе [4], кривая (1) рассчитана в данной работе, I - экспериментальные данные. Величина $K \frac{dN}{dK}$ дана в произвольных единицах.

Рис.2 График вычисленной поляризации с коридором ошибок, соответствующий кривым, приведенным на рис.1.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.Grilli, P.Spillantini, F.Soso, M.Nigro et al. Nuovo Cimento, 54A, 877, 1968.
2. H.Uberall, Z.Naturforsch, 17a, 332, 1962.
3. М.А.Тер-Микаелян. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях.
4. Н.З.Акопов, Г.А.Ососков. ОИЯИ, РИИ-8410, Дубна, 1974 г.
5. U.Timm, Report DESY, 69/14 March, 1969.
6. G.Diambrini Palazzi, Rev.Mod.Phys., 40,611, 1968.

Рукопись поступила 12-го июля 1977 г.