**Доклады Академии наук СССР**
**1975. Том 220, № 4**

УДК 539.124.6

*ФИЗИКА*

Академик АН УзССР У. А. АРИФОВ, П. У. АРИФОВ, С. В. ШЕВЕЛЕВ

# НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ДВУХФОТОННОГО РАСПАДА

Измерение в опыте параметров двухфотонного распада частиц инертной массы одновременно на два кванта позволяет, как известно ([1-3]), затем определить характеристики распадающихся частиц. В эксперименте обычно определяется один из параметров: либо энергия одного из квантов $q$ (в единицах массы покоя электрона $m_0c^2$), либо угол их разлета $\theta$, что затрудняет однозначную расшифровку опытных данных, если неизвестен характер анизотропии распределения векторов скоростей (импульсов) распадающихся частиц в пространстве. Этих трудностей удается избежать, если одновременно фиксировать оба названных параметра.

Пусть кванты, возникающие при распаде частиц в точечном образце объёмом $dV$, регистрируются двумя включенными в схему совпадений точечными детекторами, один из которых Ge(Li)-детектор, другой — сцинтилляционный счетчик. В опыте измеряется плотность энергетического распределения квантов $f(q, \theta_0, \beta_0)$ — скорость счета совпадений при фиксированных углах $\theta_0$ и $\beta_0$.

Естественно предположить, что искомая фунукция $f(q, \theta_0, \beta_0)$ определяется сложной вероятностью следующих взаимозависимых событий. Первое состоит в том, что при распаде частицы с импульсом $\mathbf{p}$ один из квантов вылетает по направлению к Ge(Li)-детектору; второе — этот квант имеет энергию $q$, третье — другой квант при этом образует с первым угол разлета $\theta_0$.

Если расположить Ge(Li)-детектор на полярной оси, то с помощью формул релятивистской кинематики, определив вероятности названных событий, можно получить соотношение

$$f(q, \theta_0, \beta_0) = \frac{m_0^3c^3\,dV\,d\Omega_1\,d\Omega_2}{4\pi \sin^4 {}^1/_2\theta_0}\,\rho(y, \varepsilon, \beta_0)\cdot\left(1+\frac{1}{q^2\sin^2 {}^1/_2\theta_0}\right), \qquad (1)$$

описывающее связь анизотропной функции $\rho(\mathbf{p}) = \rho(p, \varepsilon, \beta_0)$ плотности импульсного распределения частиц с функцией скорости счета $f(q, \theta_0, \beta_0)$. Здесь $d\Omega_1$ и $d\Omega_2$ — телесные углы, под которыми детекторы видны из образца; $\varepsilon$ и $\beta_0$ — соответственно полярный и азимутальный углы, определяющие ориентацию вектора импульса распадающейся частицы;

$$p = m_0c\sqrt{\left(q+\frac{1}{q\sin^2 {}^1/_2\theta_0}\right)^2-4}; \quad \varepsilon = \arccos\left[\frac{m_0c}{p}\left(q+\frac{1}{q\sin^2 {}^1/_2\theta_0}-\frac{2}{q}\right)\right].$$

Энергия кванта $q$ и угол разлета $\theta_0$ в (1) однозначно определяют направление и величину вектора $\mathbf{p}$ распадающейся частицы, вызвавшей зафиксированное в опыте событие. Таким образом, в условиях точечной геометрии описанный тип эксперимента дает реальную возможность восстановить полностью неизвестную анизотропную функцию $\rho(\mathbf{p})$.

Изменение угла $\theta_0$ в процессе эксперимента не является обязательным. Например, при фиксированном $\theta_0=180°$ будут регистрироваться кванты от тех частиц, импульсы которых лежат на линии детектор — образец — детектор $(B = m_0^3c^3\,dV\,d\Omega_1\,d\Omega_2/4\pi)$:

$$f(q, \varphi_0, \chi_0) = B(1+q^{-2})\times\begin{cases}\rho(m_0c|q-1/q|,\ \varphi_0,\ \chi_0) & \text{при } q>1,\\ \rho(m_0c|q-1/q|,\ \pi-\varphi_0,\ \chi_0+\pi) & \text{при } q<1,\end{cases} \qquad (2)$$

где $\varphi_0$ и $\chi_0$ — полярный и азимутальный углы, определяющие произвольную ориентацию Ge(Li)-детектора, а следовательно, и вектора $\mathbf{p}$ относительно осей координат.

При этом, кроме удобства обработки данных, в опыте реализуются наилучшие условия для набора необходимой статистической точности. В случае эксперимента, связанного с регистрацией квантов аннигиляции позитронов в веществе, изменением ориентации образца относительно точечных детекторов можно полностью восстановить любое анизотропное импульсное распределение аннигилирующих электрон-позитронных пар.

Если осреднить (1) по всем значениям энергии кванта $q$, при которых имеет место данный угол разлета $\theta$, и перейти к переменной скорости $\mathbf{v}$ распадающейся частиц, удается построить выражение для функции угловой корреляции ([2], [3]). При симметричном расположении детекторов относительно полярной оси имеем

$$I(\theta, \beta_0)=\frac{(d\Omega_1)^2\,dV}{16\pi \sin^3 {}^1\!/_2\theta}\int\limits_{c\cos {}^1\!/_2\theta}^{c}\left\{\rho\left(v,\ \arccos\frac{c}{v}\cos\frac{\theta}{2},\ \beta_0\right)+\right.$$

$$\left.+\rho\left(v,\ \arccos\frac{c}{v}\cos\frac{\theta}{2},\ \beta_0+\pi\right)\right\}\frac{(c^2-v^2)\,v\,dv}{\sqrt{v^2-c^2\cos^2 {}^1\!/_2\theta}}. \qquad (3)$$

Как видно, плотность распределения содержит два слагаемых. Такая ситуация возникает от того, что углу разлета $\theta$ соответствуют две неразличимые ориентации вектора $\mathbf{v}$. Без дополнительных данных о симметрии распределения, из уравнения (3) в принципе невозможно восстановить функцию $\rho(\mathbf{v})$, используя только данные по угловой корреляции.

Соотношения (1) и (2) справедливы для идеального Ge(Li)-детектора. В действительности измеряемая линия оказывается размытой конечным разрешением, которое не может быть лучше теоретического предела ([4]).

Определенное улучшение точности измерений достигается фиксированием в опыте разности энергий $z=q_1-q_2$ двух квантов. Скорость счета совпадений $s(z)$ в предположении, что регистрируются все акты распада частиц, изотропно распределенных в пространстве, описывается соотношением

$$s(z)=2\pi m_0 c\,dV\int\limits_{m_0c|z|}^{p_{\max}}\rho(p)\,p\,dp,$$

справедливым для любых энергий распадающихся частиц. Сравнение показывает, что $s(z)$ определяется на вдвое большем интервале, чем в случае одиночного детектора ([3]).

Учет конечного разрешения в приближении гауссовых функций разрешения одинаковых отдельных детекторов позволяет получить выигрыш в конечной величине разрешения в $2^{1/2}$ лучший, чем в случае одиночного детектора.

С другой стороны, в случае аннигиляции позитронов в веществе при измерении суммы энергий двух квантов идеальное энергетическое распределение последних оказывается узким, зависящим только от полной энергии частиц и свободным от доплеровского уширения. Это позволяет использовать такую линию, как аннигиляционный стандарт энергии двойной массы покоя электрона $m_0$. При этом левая граница аннигиляционной линии не зависит от свойств образца и определяется величиной $2m_0c^2$. Названный стандарт, основанный на фундаментальных константах, превосходит предложенный в ([5]) вследствие отсутствия размывающего действия эффекта Доплера. В этом случае измеряемая в опыте функция практически совпадает с функцией разрешения системы двух детекторов.

Последнюю можно затем использовать для восстановления $s(z)$, предполагая гауссовый характер разрешения отдельных детекторов.

Институт электроники
Академии наук УзССР
Ташкент

Поступило
19 VIII 1974

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] *А. М. Балдин, В. И. Гольданский, И. Л. Розенталь*, Кинематика ядерных реакций, М., 1959. [2] *В. И. Гольданский*, Физическая химия позитрона и позитрония, «Наука», 1968. [3] Атомные системы и аннигиляция позитронов, Моногр. сб. под ред. У. А. Арифова и П. У. Арифова, Ташкент, 1972. [4] *G. D. Alkhazov et al.*, Nucl. Instrum. and Method., v. 48, 1 (1967). [5] *P. G. Varlashkin, E. F. Zganiar*, Nucl. Phys., A, v. 130, 182 (1969).