

01;02  
©1995АННИГИЛЯЦИЯ ПОЗИТРОНОВ  
В АТОМАРНЫХ ГАЗАХ

А.С.Балтенков, Г.И.Журавлева

Двухфотонная аннигиляция медленных позитронов в инертных газах исследовалась экспериментально и теоретически в ряде работ [1-5]. Сопоставление экспериментальных данных с расчетными в них осуществляется с помощью формулы, полученной Стюартом [6]. В схеме эксперимента с бесконечно длинными щелями (long-slit geometry) эта формула связывает скорость счета аннигиляционных  $\gamma$ -совпадений  $I(\theta)$  с плотностью импульсного распределения электрон-позитронных пар  $F(\mathbf{p})$  следующим образом:

$$I(\theta) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(p_x, p_y, p_z = mc\theta) dp_x dp_y. \quad (1)$$

Здесь  $m$  — масса электрона,  $c$  — скорость света,  $\pi - \theta$  — угол между плоскостями разлета аннигиляционных фотонов.

Основные усилия при расчете  $I(\theta)$  направляются обычно на усовершенствование методов вычисления волновых функций системы атом+рассеивающийся позитрон, т. е. на уточнение функции  $F(\mathbf{p})$ . В настоящей работе показано, что использование соотношения (1) в расчетах подобного рода может служить источником ошибки, величина которой сопоставима с вариациями в форме спектра угловой корреляции  $I(\theta)$ , связанными с уточнением функции  $F(\mathbf{p})$ .

В схеме эксперимента с длинными щелями (рис. 1) аннигиляционные фотоны фиксируются линейными детекторами  $A$  и  $B$ , включенными в схему совпадений. Детектор  $B$  неподвижен и лежит в плоскости  $XU$ . Детектор  $A$  длиной  $2L$ , отстоящий, как и  $B$ , от источника  $\gamma$ -квантов на расстояние  $l$ , может перемещаться, оставаясь параллельным самому себе. Кривая скорости счета совпадений  $I(\theta)$  является функцией угла  $\theta$ .

В статье [7] было показано, что при фиксированном угле разлета аннигиляционных квантов  $s_1$  и  $s_2$  (на рис. 1 это угол  $A'OB'$ ) только одна из трех компонент скорости пары  $\mathbf{V} = \mathbf{p}/2m$  (а не две, как это имеет место в (1)) может считаться независимой переменной. При этом скорость счета

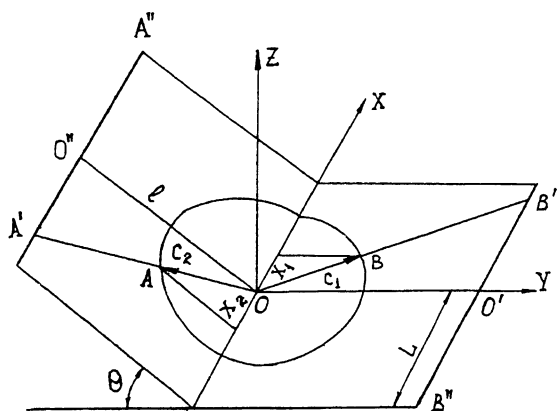


Рис. 1. Схема измерения кривых угловой корреляции.

$\gamma$ -совпадений в точках детекторов  $A'$  и  $B'$  определяется однократным интегралом, взятым по этой переменной вдоль прямой  $AB$ , соединяющей в пространстве скорости концы векторов  $c_1$  и  $c_2$ . Так, в эксперименте с точечными детекторами, помещенными в точках  $O'$  и  $O''$ , скорость счета  $I(\theta)$  есть

$$I(\theta) \sim \int_{-\cos \theta}^1 f\left(V_x = 0, V_y, V_z = (1 - V_y) \cdot \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}\right) dV_y, \quad (2)$$

а в схеме эксперимента с бесконечно длинными щелями ( $L \rightarrow \infty$ )  $I(\theta)$  может быть записана вместо (1) следующим образом:

$$I(\theta) \sim \int_{-1}^1 dx_1 \int_{-1}^1 dx_2 \int_{-\sqrt{1-x_2^2} \cos \theta}^{\sqrt{1-x_1^2}} F\left(V_x = V_x^0, V_y, V_z = V_z^0\right) dV_y. \quad (3)$$

Здесь функции  $V_x^0$  и  $V_z^0$  определяются выражениями

$$V_x^0(V_y) = \frac{\sqrt{1-x_1^2} - V_y}{\sqrt{1-x_1^2} + \sqrt{1-x_2^2} \cos \theta} (x_2 - x_1) + x_1; \quad (4)$$

$$V_z^0(V_y) = \frac{\sqrt{1-x_1^2} - V_y}{\sqrt{1-x_1^2} + \sqrt{1-x_2^2} \cos \theta} \sqrt{1-x_2^2} \sin \theta,$$

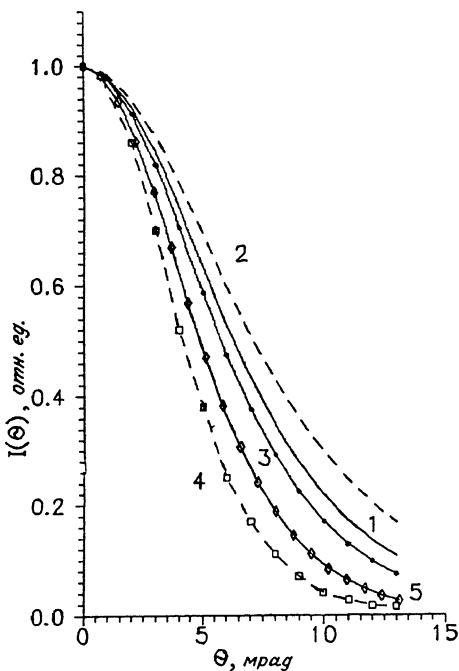
в которых независимая компонента скорости  $V_y$  меняется в интервале  $-\sqrt{1-x_2^2} \cos \theta \leq V_y \leq \sqrt{1-x_1^2}$ . В формулах (2)–(4) используется система единиц, в которой  $c = 1$ ,

и предполагается, что скорости аннигилирующей пары  $V \ll 1$ .

Рассчитаем с одной и той же функцией  $F(\mathbf{p})$  спектр угловой корреляции по формуле (1) и с помощью соотношений (2)–(4) и сравним их. Рассмотрим для примера процесс аннигиляции позитронов на атомах He. Функция  $F(\mathbf{p})$  определяется плотностями распределения позитронов  $F_+(\mathbf{p}_+)$  и электронов атомов He  $F_-(\mathbf{p}_-)$  по импульсам:

$$F(\mathbf{p}) = \iint F_+(\mathbf{p}_+)F_-(\mathbf{p}_-)\delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}_+ - \mathbf{p}_-)d\mathbf{p}_+d\mathbf{p}_-. \quad (5)$$

Предельно упростим задачу, записав  $F_+(\mathbf{p}_+) = \delta(\mathbf{p}_+)$  и  $F_-(\mathbf{p}_-) \sim (z^2 + \mathbf{p}_-^2)^{-4}$ . Такая запись соответствует предположению о том, что позитрон в газе обладает нулевым импульсом, а волновая функция электронов He имеет простейший одноэлектронный вид [8]:  $\psi_{\text{He}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \sim \exp[-Z(r_1 + r_2)]$ ,  $Z = 27/16$ . В формулах для  $F_-(\mathbf{p}_-)$  и  $\psi_{\text{He}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  мы используем атомные единицы и опускаем константы, не влияющие



**Рис. 2.** Кривые угловой корреляции  $I(\theta)$  в He, рассчитанные: 1 — по формуле (1), 2 — по формуле (3), 3 — результат расчета по формуле (2), 4 и 5 — спектры угловой корреляции, взятые из статьи [5] (Fig. 13). Все спектры нормированы условием  $I(\theta = 0) = 1$ .

на форму спектра угловой корреляции  $I(\theta)$ , определяемого с точностью до нормировочного множителя.

Результаты численного расчета спектров приведены на рис. 2. Видно, что расхождение между кривыми 1 и 2 того же порядка, что и разность между кривыми 4 и 5, представляющими собой результаты расчета  $I(\theta)$  с различными многопараметрическими функциями позитрона в поле атома He [5]. Таким образом, погрешности, связанные с использованием формулы (1), оказываются значительными и, следовательно, расчет спектров угловой корреляции должен основываться на формулах, последовательно учитывающих особенности кинематики двухфотонного аннигиляционного распада.

### Список литературы

- [1] *Humberston J.M.* // J. Phys. B.: Atom. Molec. Phys. 1974. V. 7. N 9. P. L286-L289.
- [2] *Massey Y.S.W.* // Can. J. Phys. 1982. V. 60. P. 461-465.
- [3] *McEachran R.P., Morgan D.L., Ryman A.G., Stauffer A.D.* // J. Phys. B.: Atom. Molec. Phys. 1977. V. 10. N 4. P. 663-677.
- [4] *McEachran R.P., Ryman A.G., Stauffer A.D.* // J. Phys. B.: Atom. Molec. Phys. 1979. V. 12. N 6. P. 1031-1041.
- [5] *Humberston J.M.* // Advances in Atomic and Molecular Physics. 1979. V. 15. P. 101-133.
- [6] *Stewart A.* // Can. J. Phys. 1957. V. 35. P. 168-183.
- [7] *Балтенков А.С., Журавлева Г.И.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 4. С. 1-5.
- [8] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* // Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: ГИФМЛ, 1968. 702 с.

Институт электроники  
Академии наук  
Республики Узбекистан

Поступило в Редакцию  
24 ноября 1994 г.  
В окончательной  
редакции 6 февраля 1995 г.