

О МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

А. Е. Лобанов

Предлагается гипотеза: пики в сечении образования электрон-позитронных пар при столкновениях тяжелых ионов объясняются интерференционными явлениями, вызываемыми кулоновским полем.

В ходе экспериментов по рассеянию тяжелых ионов, проводимых различными исследовательскими группами на ускорителе UNILAC (ФРГ), была обнаружена аномальная структура спектров излучаемых позитронов и коррелированных электрон-позитронных пар (^{1,2} и цитированная там литература). Наблюдаемые множественные, достаточно узкие пики уже в течение нескольких лет не находят адекватного объяснения (см. ³).

Экспериментально установлено: обсуждаемые пики возникают не только тогда, когда суммарный заряд взаимодействующих ядер $Z > 173$ (например, $U + U$), но и когда Z меньше критического (например, $Pb + Pb$). Это не позволяет трактовать данное явление как следствие спонтанного рождения позитронов ^{4,5}. Положение пиков в сечении практически не зависит от Z , хотя имеется тенденция к уменьшению энергии пиков при уменьшении Z . Относительная амплитуда пиков максимальна для пар с углом разлета 180° .

Очевидно, что образование пар проходит в условиях сильного влияния внешнего электромагнитного кулоновского поля). В этой связи сразу возникают аналогии с другими явлениями, происходящими во внешних полях. Относительно недавно было теоретически установлено, что сечения различных элементарных процессов осциллируют, если процессы идут во внешнем поле ^{6,7,8}. Одним из таких процессов является двухфотонное рождение электрон-позитронных пар, наиболее подробно исследованное в работе ⁸, в которой в качестве внешнего выбиралось однородное скрещенное поле. Было показано, что сечение для полей, слабых по сравнению с критическим ($F \ll F_0$), эффективно разбивается на монотонную и осциллирующую части. Длина формирования для монотонной части порядка дебройлевской длины волны электрона λ , тогда как для осциллирующей порядка $(F_0/F)\lambda$. Осциллирующая часть обусловлена электронами и позитронами, вылетающими (в системе центра масс) вдоль электрического поля в противоположных направлениях и исчезает при выключении внешнего поля. Она может быть вычислена путем аналитического продолжения выражения для сечения подпорогового образования пары. Все это очень напоминает давно известный в физике твердого тела эффект Франца–Келдыша с той лишь разницей, что в нашем случае роль поверхности Ферми играет граница физической области процесса в отсутствие внешнего поля.

Сопоставление перечисленных выше результатов с экспериментальными данными дает основание для гипотезы о чисто электромагнитном происхождении интересующих нас пиков и подсказывает выбор модели для оценки осциллирующей части сечения, точнее, для определения положения пиков.

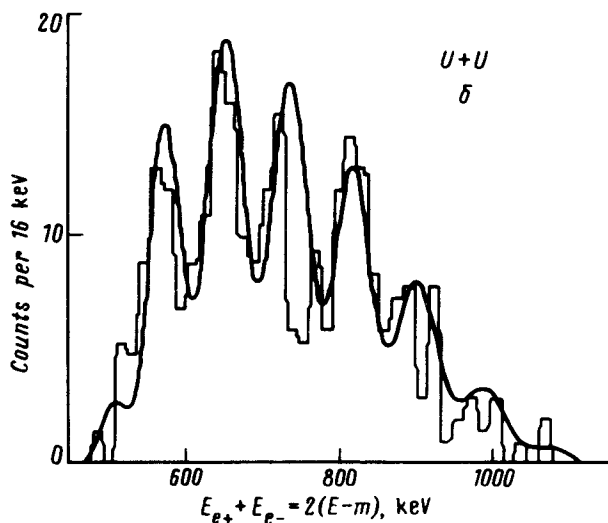
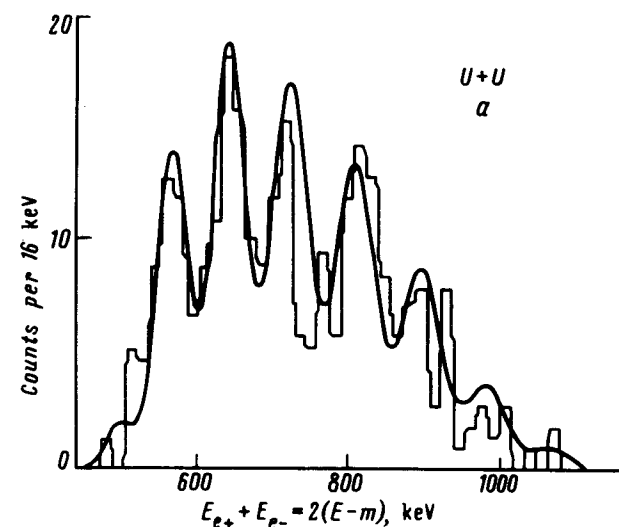


Рис. 1. Сравнение экспериментальных данных, полученных в 132 для рассеяния $U + U$, и кривой $(1 + T)$, промодулированной экспериментальной огибающей (а) $Z_0 = Z = 184, N = 38$; б) $Z_0 = Z = 184, N = 40$)

Предположим, что рождение электронов и позитронов осуществляется в основном за счет взаимодействия двух фотоподобных квазичастиц (фотонов), возникающих в процессе столкновения ядер. Ясно, что фотоны с энергиями, достаточными для образования пары, излучаются преимущественно в момент максимального сближения ядер. Поэтому достаточно рассмотреть электроны и позитроны с нулевыми угловыми моментами, образовавшиеся при взаимодействии фотонов, для которых система центра инерции совпадает с системой центра масс ион-атом. Осциллирующую часть вероятности образования пары на расстоянии r от ядер представим в виде $W = W_0 W_1 W_{e-} W_{e+}$, где W_0 — вероятность образования фотонов с необходимыми характеристиками, W_1 — вероятность образования виртуальной пары, W_{e-} , W_{e+} — вероятности выхода электрона и позитрона из области, занятой полем. Очевидно, что осцилляции могут быть обусловлены исключительно величиной $W_{e-} W_{e+}$. Точное вычисление этой

величины чрезвычайно сложно. Рассмотрим простейшую модель. Пусть в области, где образуются пары, внешний потенциал равен $\frac{eZ_0}{r}$ ($Z_0 \leq Z$). Тогда в квазиклассическом приближении

$$W_{e+} = -\sin [J(r)], \quad (1)$$

где

$$J(r) = 2 \int_{r_1}^r \left[\left(E + \frac{\alpha Z_0}{r} - \frac{\alpha Z_0}{x} \right)^2 - m^2 \right]^{1/2} dx. \quad (2)$$

Здесь E — энергия взаимодействующих фотонов, $r_1 = \alpha Z_0 \left(E - m + \frac{\alpha Z_0}{r} \right)^{-1}$, e , m — заряд и масса электрона, α — постоянная тонкой структуры, $\hbar = c = 1$. Выражение (1) является аналитическим продолжением вероятности выхода позитрона из-под кулоновского барьера на область $E > m$. К сожалению, для W_{e-} столь же простых рецептов дать нельзя. Поэтому воспользуемся эвристическими соображениями. Единственный параметр размерности длины, имеющий отношение к допороговому рождению пар — это радиус экранирования R квазиона, образующегося в процессе рассеяния. Представляется разумным выбрать $W_{e-} \sim \Theta(r - R)$. Такой выбор не бесспорен, однако дальнейшие результаты до определенной степени его оправдывают. Для оценки R воспользуемся формулой

$$R = \frac{2^{1/3}}{\alpha m} (Z - N)^{2/3} \left[\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \right) Z + \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \right) N \right]^{-1}, \quad (3)$$

где N — кратность ионизации пучка ускорителя. Интегрируя $W_{e+}W_{e-}$ по r (поскольку $mR \gg 1$, можно воспользоваться методом стационарной фазы), получаем

$$\sigma_{\text{осц}} \sim T = - \left[\frac{\partial J(R)}{\partial (mR)} \right]^{-1} \cos [J(R)]. \quad (4)$$

Поскольку в интересующей нас области R зависит от Z очень слабо, энергии пиков для различных систем меняются мало. Так, при переходе от $U + U$ к $U + Pb$ ожидается сдвиг пиков в сторону меньших энергий в среднем ~ 10 кэВ, что согласуется с имеющимися данными.

Достоинством предложенной модели является то, что она может быть проверена в эксперименте. Поскольку R заметно зависит от N , можно установить справедливость или несправедливость нашей гипотезы, изменяя кратность ионизации пучка, либо сравнивая результаты для асимметричных систем типа $U + Ta$ и $Ta + U$.

Автор приносит глубокую благодарность И.М.Тернову и О.Ф.Дорофееву, обратившим его внимание на проблему, которая рассматривается в данной статье.

Литература

1. Berdermann E. et al. Nucl. Phys. A, 1988, 488, 683.
2. Koenig W. et al. Phys. Lett. B, 1989, 218, 12.
3. Physics of strong fields, ed Greiner W., NASI Ser. B, 153, N.Y. Plenum, 1987.
4. Воронков В.В., Колесников Н.Н. ЖЭТФ, 1960, 39, 189.
5. Зельдович Я.Б., Попов В.С. УФН, 1972, 14, 403.
6. Жуковский В.Ч., Херрманн И. ЯФ, 1971, 14, 1014.
7. Никищов А.И., Ритус В.И. ЖЭТФ, 1983, 85, 1544.
8. Лобанов А.Е., Муратов А.Р. ЖЭТФ, 1986, 90, 409.
9. Weisskopf V.F. Amer. J. Phys., 1985, 53, 304.