

**К ВОПРОСУ О ПРИРОДЕ  
УЗКОГО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ПИКА ПОЗИТРОНОВ,  
ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ**

Ю.Н.Демков, С.Ю.Овчинников

Предположение, что часть позитронов временно захватывается открытым резонатором, образующимся между двумя отталкивателями кулоновскими центрами, и испытывают адиабатическое охлаждение при разлете ядер, качественно согласуется с опытом.

В последнее время, благодаря созданию ускорителей тяжелых ионов, удалось наблюдать такие столкновения, когда вакансия в энергетически самых глубоких электронных состояниях достигает нижнего континуума, и при ее заполнении образуется позитрон<sup>1</sup>. Наиболее парадоксальной особенностью энергетического спектра этих позитронов является относительно узкий пик (ширина  $\sim 80$  кэВ) в области  $\sim 250$  кэВ, положение и ширина которого слабо зависят от зарядов ядер. Ширина этого пика на первый взгляд противоречит соотношению неопределенности энергия – время, поскольку время столкновения составляет  $10^{-18}$  с, откуда следует  $\Delta E \geq 250$  кэВ – в несколько раз больше наблюдаемой величины. Попытки объяснить это противоречие были связаны с гипотезами о "слипании" ядер на некоторое время<sup>2</sup> и даже о существовании новой элементарной частицы<sup>3</sup>.

Мы хотим обратить внимание на одну менее экзотическую возможность объяснения этого экспериментального факта. Образующийся позитрон находится в поле двух ядер – в простейшем приближении – двух отталкивателей кулоновских центров. В квазиклассическом приближении такие центры можно рассматривать как открытый резонатор – частица, движущаяся вдоль межъядерной оси между центрами может совершать колебательное движение, поочередно отражаясь от каждого из центров. Правда, условия устойчивости здесь не выполняются, качество резонатора невысокое, но, тем не менее, часть позитронов может быть захвачена в такую "лазерную" моду, в процессе разлета ядер энергия позитронов будет "адиабатически" понижаться, а время их нахождения около ядер может возрасти в несколько раз. В результате мы можем ожидать на фоне широкого "нормального" спектра позитронов, в области его низкоэнергетического плеча, появления сравнительно узкого пика, в соответствии с экспериментом.

Эти соображения носят, однако, лишь наводящий характер, поскольку квазиклассическое приближение, лежащее в их основе, в данном случае не выполняется. Все же мы знаем, что в области малых квантовых чисел квазиклассика, несмотря на ее формальную неприменимость, часто дает неплохие результаты.

Более точное теоретическое рассмотрение задачи связано с тем, что в нерелятивистской задаче о движении частицы в поле двух кулоновских центров переменные разделяются в сфероидальных координатах  $\xi$ ,  $\eta$ ,  $\varphi$ . Физически это означает, что энергии, соответствующие движению вдоль квазиугловой ( $\eta$ ) и квазирадиальной ( $\xi$ ) переменных, сохраняются по отдельности: – обмен между ними связан лишь с нарушением разделения переменных в реальной задаче вследствие релятивистских поправок, движения и конечных размеров ядер и т.п.

Таким образом, возникает предположение о связи спектра вылетающих позитронов с математической задачей о спектре заряженной частицы в поле двух отталкивателей кулоновских центров. Конечно, при зарядах ядер порядка 100, задача является существенно релятивистской (в этом случае разделение переменных нарушается), однако, можно ожидать, что в случае позитрона (в отличие от электрона), нерелятивистское приближение будет все же неплохим, поскольку, благодаря отталкиванию, позитрон не может приближаться к ядрам и особенно вблизи межъядерной оси его скорость существенно меньше скорости света.

Несмотря на то, что существует громадное количество работ о движении частицы в поле двух кулоновских центров, случай двух отталкивателей центров почти не рассматривается, поскольку он не дает связанных состояний, интерес к которым был преобладающим. Компьютер-

сные значения энергии квазистационарных и виртуальных ("антисвязанных") состояний как функции межъядерного расстояния  $R$  можно рассчитывать, используя метод цепных дробей<sup>4</sup>, пригодный и при комплексных значениях параметров задачи. Результаты расчета для двух одинаковых единичных отталкивательных центров изображены на рис.1 в атомной системе единиц.

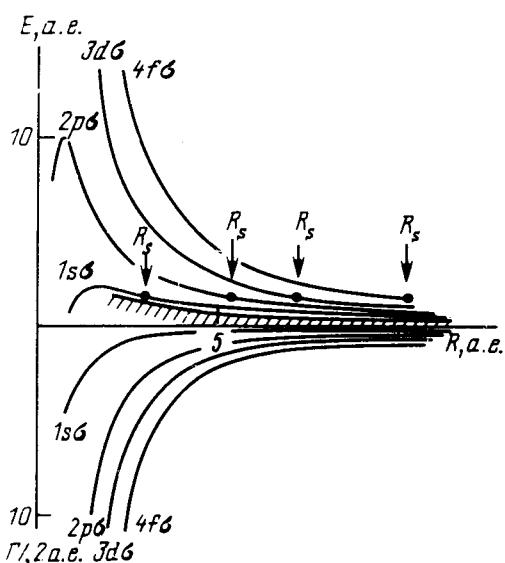


Рис. 1

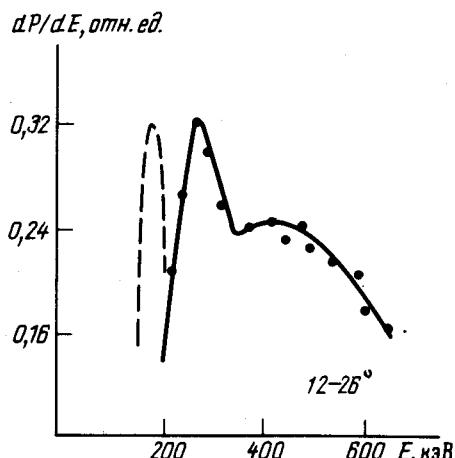


Рис. 2

Рис. 1. Результаты расчета энергий и ширин квазистационарных состояний в задаче ( $p\bar{e}^+ p$ ) как функции межъядерного расстояния  $R$  – потенциальная энергия в седловой точке посередине между ядрами.  $R_s$  – расстояние до которого доживает квазистационарное состояние при реальной скорости разлета ядер

Рис. 2. Спектр позитронов при столкновении  $U^{238} + U^{238}$  при энергии соударения 5,7 МЭВ/нуклон, угол рассеяния  $12 - 26^\circ$  • – эксперимент<sup>1</sup>. Пунктир – настоящий расчет в относительном масштабе – нормирован на высоту экспериментального пика

Вверх по оси ординат отложены вещественные значения энергии  $E_0$ ; вниз – мнимые значения  $\Gamma/2$  – ширины уровней. Пунктиром проведена потенциальная энергия  $E = 4/R$  – в седловой точке посередине между ядрами. Физически очевидно, что квазистационарные термы должны лежать выше этой кривой, и это действительно имеет место. Классификация термов не является вполне однозначной и определяется здесь исходным связанным состоянием в задаче  $z_1 = 1$ ,  $z_2 = e^{i\phi}$  при плавном изменении  $\phi$  от  $\pi$  до нуля. Если далее провести масштабный переход к  $z = 92$  ( $U^{92} + U^{92}$ ) и рассчитать спектр позитронов, учитывая изменение энергии и ширины при разлете ядер по адиабатической формуле<sup>5</sup>

$$\frac{dP(E)}{dE} \sim \frac{1}{V} C^2(E) \left| \frac{dR(E)}{dE} \right| \exp \left( -2 \int dE' \frac{\text{Im}R(E')}{V} \right),$$

где  $V$  – скорость,  $R(E)$  – функция обратной терму  $E(R)$ ,  $C(E)$  – плотность состояний в сплошном спектре<sup>5</sup>, то получаем результат, изображенный пунктирной линией на рис.2. Начальное значение  $R_{min}$  принято равным 18 Фм – расстоянию наименьшего сближения для типичного случая энергии  $E = 5,7$  МЭВ/нуклон и угла рассеяния  $\sim 30^\circ$ . При очень малых  $R$ , волн-

новая функция позитрона, по-видимому, ведет себя как расплюывающийся волновой пакет, определяющий степень заселенности различных квазистационарных состояний. Мы предполагаем, что эта заселенность достаточна для объяснения абсолютной величины наблюдаемого пика, тем более, что форма пика практически не зависит от того, какое состояние считать заселенным, и он может формироваться не одним, а множеством квазистационарных состояний. Расстояние  $R$ , до которого доживает квазистационарное состояние при разлете ядер, показано на рис.1 для термов  $1s\delta$ ,  $2p\delta$ ,  $3d\delta$ . Видно, что для этих термов значение  $R$  соответствует примерно одинаковым значениям  $E_0$ . Экспериментальный спектр позитронов изображен на рисунке сплошной линией. Мы не оценивали вероятность захвата позитрона в разные состояния, поэтому высота расчетного пика нормирована на эксперимент. Следует отметить, что, при изменении  $z$  на несколько единиц, положение квазистационарных термов будет меняться слабо (в отношении  $\Delta z/z$ ), в отличие от положения электронного состояния по отношению к нижнему континууму — последнее определяет очень резкую зависимость от  $z$  самой вероятности рождения позитронов. Предположение, что механизм рождения позитронов — сильно зависящий от  $z$  — один, а механизм формирования их энергетического спектра — слабо зависящий от  $z$  — другой, вполне соответствует экспериментальным данным. Отметим, что предлагаемый механизм образования узкого пика приводит к преимущественному вылету позитронов в направлении, перпендикулярном ориентации межъядерной оси после столкновения, что может быть проверено экспериментами по совпадениям.

Сравнение с опытом показывает, что добротность позитронного резонатора оказывается даже "слишком хорошей" в нашем приближении — расчетный пик уже и лежит при меньших энергиях, чем экспериментальный. Небольшое увеличение ширины терма  $\Gamma$  уширит пик и уменьшит "адиабатическое охлаждение" позитронов, т.е. улучшит согласие. Учет релятивистских эффектов, конечного размера ядер, вращения межъядерной оси и т.п., нарушая разделение переменных, будет действовать, по-видимому, именно в этом направлении.

Наши расчеты не затрагивают область очень малых  $R$ , много меньших, чем, скажем, 1000 Фм (эквивалентного  $D_0$  при  $z = 1$ ). Однако основной результат состоит в том, что если, в результате какого либо механизма, позитрон доживает в окрестности ядер до этого момента, то в дальнейшем наблюдаемый энергетический пик сформируется именно благодаря механизму захвата и охлаждения открытым резонатором.

Мы не обсуждаем здесь последних экспериментов, в которых обсуждалась корреляция в вылете электронов и позитронов, стимулированных гипотезой существования новой элементарной частицы — аксиона. Отметим только, что квазистационарные состояния в поле двух кулоновских центров примерно при тех же энергиях существуют и для электрона<sup>5</sup>.

Это позволяет считать предлагаемый механизм достаточно правдоподобным и нуждающимся в дальнейшем изучении.

Мы благодарим Е.А.Соловьеву за помощь и подробное обсуждение данного круга вопросов.

#### Литература.

1. Cowan T et al. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 1761.
2. Muller U. et. al. Z. Phys. A, 1983, 313, 263.
3. Balatekin A.B. et. al. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 461.
4. Соловьев Е.А. ЖЭТФ, 1981, 81, 1681.
5. Овчинников С.Ю., Соловьев Е.А. ЖЭТФ, 1985, 90, 451.