

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

К 926

P2-88-874

А.В.Купцов, А.С.Пак<sup>1</sup>, С.Б.Саакян<sup>2</sup>

СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ АТОМОВ  
ВОДОРОДА И ПОЗИТРОНИЯ С АТОМАМИ  
ВОДОРОДА, УГЛЕРОДА, АЗОТА И АРГОНА

Направлено в журнал "Ядерная физика"

---

<sup>1</sup>Институт физики высоких энергий АН КазССР,  
Алма-Ата

<sup>2</sup>Ереванский государственный университет

1988

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В работе<sup>/1/</sup> сообщалось о регистрации позитрониев ( $A_{2e}$ ) от распада  $\pi^0$ -мезонов:  $\pi^0 \rightarrow A_{2e} + \gamma$ . Позднее было измерено полное сечение взаимодействия атомов  $A_{2e}$  с углеродом<sup>/2/</sup>. Позитронии имели  $\gamma$ -факторы в интервале от 800 до 2000.

Изучение взаимодействия элементарных атомов с веществом при больших  $\gamma$ -факторах позволяет наблюдать новые особенности атомных соударений. При больших  $\gamma$ -факторах время  $t$  прохождения атома между двумя последовательными неупругими соударениями может стать много меньше характерного атомного времени в лабораторной системе  $\tau = \gamma \tau_0$ . В этом случае вероятность прохождения атома через слой вещества оказывается больше, чем это следует из экспоненциальной зависимости. Такое явление было названо сверхпроницаемостью<sup>/3/</sup>. В случае позитрония  $\tau_0 = 4,8 \cdot 10^{-17}$  с, длина свободного пробега в углероде  $\lambda \approx 0,1$  мкм и, следовательно,  $t \ll \gamma \tau_0$  уже при  $\gamma \approx 100$ .

В работе<sup>/4/</sup> в эйкональном приближении /ЭП/ показано, что при условии  $t \ll \gamma \tau_0$  вероятность обнаружения  $A_{2e}$  в связанном состоянии на глубине  $L \gg \lambda$  пропорциональна  $L^{-1}$ . Количественный расчет, проведенный также в ЭП<sup>/5/</sup>, показал, что уже при  $L = 2,5\lambda$  отклонение от экспоненциального закона достигает 100%. В работе<sup>/6/</sup>, в которой рассматривалось прохождение  $A_{2e}$  через вещество без использования ЭП, показано, что вероятность прохождение  $A_{2e}$  для толщины мишеней меньше некоторой критической  $L_{кр}$  описывается ЭП, дающим зависимость  $L^{-1}$ , а при  $L \approx L_{кр}$  происходит резкая смена зависимости на  $L^{-4}$ .

Обсуждаемый эффект имеет в своей основе более общее явление неупругого экранирования, которое проявляется также в адрон-ядерных взаимодействиях<sup>/7/</sup>. Эксперименты с ультрарелятивистскими атомами в принципе позволяют исследовать механизм неупругого экранирования в процессах, которые определяются наиболее изученным электромагнитным взаимодействием.

Экспериментальное изучение сверхпроницаемости в настоящее время возможно только на пучках  $A_{2e}$ , так как в случае более тяжелых атомов условие  $t \ll \gamma \tau_0$  выполняется при очень больших  $\gamma$ -факторах или энергиях. Так, для  $\pi$ -атомов ( $A_{\pi}$ ), которые экспериментально наблюдались в распаде  $K_L^0 \rightarrow A_{\pi} + \nu$ <sup>/8/</sup>, условие  $t \ll \gamma \tau_0$  выполняется в углероде при  $\gamma > 10^7$ .

В эксперименте<sup>/2/</sup> определялся коэффициент пропускания  $K$  позитрониев через углеродную пленку толщиной  $L \approx 0,1$  мкм. Неэкспоненциальность поглощения учитывалась параметризацией  $K = f(L/\lambda) \exp(-L/\lambda)$ . Функция  $f(L/\lambda)$  рассчитана в<sup>/5/</sup>. Величина  $\lambda$  получена из полного сечения  $\sigma_{tot}^{th}$ , вычисленного в настоящей работе.

Вычисление сечений взаимодействия релятивистских элементарных атомов ранее проводилось<sup>/9÷12/</sup>. Критический обзор этих работ дан в<sup>/13/</sup>. Наиболее полное рассмотрение взаимодействия элементарных атомов с атомами выполнено в работах<sup>/13÷15/</sup>. Расчеты проводились в первом борновском приближении. Использовалось, как правило, нерелятивистское приближение. В работе<sup>/14/</sup> рассматриваются релятивистские аспекты проблемы. Экранирование поля ядра атома мишени учитывалось введением формфактора. Из-за экранирования сечение атом-атомных взаимодействий при больших  $\gamma$ -факторах оказывается постоянным.

В работах<sup>/9÷15/</sup> рассматривалось лишь когерентное сечение  $\sigma_{coh}$ , то есть сечение, в котором атомы мишени остаются в основном состоянии. Некогерентное взаимодействие (inc), связанное с возбуждением или ионизацией атомов мишени, не учитывалось.

В работах<sup>/16,17/</sup> вычислены полное сечение  $\sigma_{tot}$ , сечения возбуждения  $\sigma_{ex}$  и ионизации  $\sigma_{ion}$  релятивистских  $A_{2e}$  при взаимодействии с атомами с учетом некогерентной части. Исследовалась также зависимость отношения  $\sigma_{inc}/\sigma_{coh}$  как для полного сечения, так и для сечения возбуждения от заряда ядра атома мишени. Оказалось, что учет возбуждения и ионизации атомов мишени существенно увеличивает сечение, в особенности для легких атомов.

В работах<sup>/9÷17/</sup> для описания атомов мишени использовались атомные формфакторы  $F(q)$  / $q$ -переданный импульс/, полученные в модели Томаса - Ферми - Мольер /ТФМ/. Функция некогерентного рассеяния  $S_{inc}(q)$  в<sup>/16,17/</sup> вычислялась в предположении о некоррелированном распределении электронов в атоме мишени. Модель ТФМ, как известно, описывает приемлемо лишь атомы с достаточно большими  $Z$ . По этой причине результаты расчетов<sup>/9÷17/</sup> носят по существу качественный характер. В настоящей работе для описания атомов использовались более точные  $F(q)$  и  $S_{inc}(q)$ , вычисления которых основаны на методе самосогласованного поля Хартри - Фока /ХФ/.

Аналогичная задача вычисления сечения взаимодействия атомов с атомами имеется в нерелятивистском случае. В последние годы для решения этой задачи применяется подход<sup>/18,19/</sup>, очень близкий к тому, который использовался в<sup>/16,17/</sup>. Важно то, что сечения ионизации  $\sigma_{tot}^{th}$ , полученные в<sup>/18,19/</sup>, можно сравнить

с имеющимися экспериментальными сечениями ионизации  $\sigma_{ion}^{th}$  атомов водорода при взаимодействии с атомами в интервале энергий от 10 до 200 МэВ<sup>/20÷23/</sup>, где борновское приближение хорошо работает. Экспериментальные ошибки составляют примерно  $\pm 10\%$ . Теоретические расчеты<sup>/18,19/</sup> в пределах этих ошибок хорошо согласуются с экспериментальными сечениями.

Атом водорода описывается точно, поэтому вся неопределенность может быть связана с описанием атомов мишени. Поскольку атом позитрония также описывается точно, то и сечение взаимодействия  $A_{2e}$  с атомами может быть вычислено с точностью не хуже 10%.

Основная цель настоящей работы состоит в получении количественных результатов по сечению взаимодействия  $A_{2e}$  с атомами. Чтобы оценить точность получаемых результатов, вычислены также сечения ионизации атома водорода при столкновении с атомами H, C, N и Ar. Полученные  $\sigma_{ion}^{th}$  для водорода сравниваются с теоретическими сечениями из работ<sup>/18,19/</sup> и с экспериментальными сечениями<sup>/20÷23/</sup>.

## 2. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

В настоящей работе мы следуем расчетным схемам, изложенным в<sup>/16÷19/</sup>. Рассмотрим столкновение двух нейтральных атомов A и B, находящихся в основном состоянии. Амплитуда взаимодействия в борновском приближении имеет вид

$$f_{mn}(q) = \frac{2}{q^2} \frac{\alpha}{\beta} F_m(q) F_n(q), \quad /1/$$

где  $q$  - переданный импульс,  $\alpha$  - постоянная тонкой структуры,  $\beta$  - относительная скорость атомов в единицах скорости света,  $m$  и  $n$  - квантовые числа атомов A и B после столкновения - используются для обозначения как дискретных состояний, так и состояний непрерывного спектра,  $m = n = 0$  для основного состояния,  $F_m(q)$  и  $F_n(q)$  - упругие и неупругие /переходные/ формфакторы атомов. Будем использовать также обозначения:  $F_o(q, Z)$ ,  $Z$  - заряд ядра атома.

Упругий формфактор имеет вид

$$F_o(q) = \langle 0 | Z - \sum_{\ell=1}^Z \exp(i \vec{q} \cdot \vec{r}_{\ell}) | 0 \rangle, \quad /2/$$

где  $Z$  - заряд ядра,  $\vec{r}_{\ell}$  - координаты электронов в атоме,  $\langle 0 | \dots | 0 \rangle$  - ожидаемая величина основного состояния.

Упругий формфактор выражается через атомный формфактор  $F(q)$ :

$$F_0(q) = Z - F(q). \quad /3/$$

Переходные формфакторы - это матричные элементы:

$$F_{m \neq 0}(q) = \langle m | Z - \sum_{\ell=1}^z \exp(i\vec{q} \cdot \vec{r}_\ell) | 0 \rangle. \quad /4/$$

В /4/  $Z$  можно не писать, так как вклад от заряда ядра в  $F_{m \neq 0}(q)$  из-за ортогональности волновых функций начального и конечного состояний равен нулю.

Дифференциальное /по  $q$ / сечение перехода атомов в состояния  $m$  и  $n$  равно

$$d\sigma_{mn} = 4\pi \frac{\alpha^2}{\beta^2} |F_m(q)|^2 |F_n(q)|^2 \frac{dq^2}{q^4}. \quad /5/$$

Сечение перехода атомов в состояния  $m$  и  $n$  дается интегралом по переданному импульсу:

$$\sigma_{mn} = 4\pi \frac{\alpha^2}{\beta^2} \int_{q_{\min}^2}^{q_{\max}^2} |F_m(q)|^2 |F_n(q)|^2 \frac{dq^2}{q^4}. \quad /6/$$

Границы интегрирования определяются законами сохранения и зависят от энергий возбуждения  $E_m$  и  $E_n$  /18,19/.

Полное сечение получается суммированием парциальных сечений по дискретным состояниям и интегрированием по непрерывному спектру:

$$\sigma_{\text{tot}} = 4\pi \frac{\alpha^2}{\beta^2} \sum_m \sum_n \int_{q_{\min}^2}^{q_{\max}^2} |F_m(q)|^2 |F_n(q)|^2 \frac{dq^2}{q^4}. \quad /7/$$

При больших скоростях  $q_{\min}^2$  и  $q_{\max}^2$  стремятся к нулю и бесконечности. Вместе с известным поведением формфакторов при малых и больших  $q^2$  это позволяет расширить область интегрирования до  $(0, \infty)$  для всех возбуждений. Поэтому порядок интегрирования и суммирования можно поменять местами:

$$\sigma_{\text{tot}} = 4\pi \frac{\alpha^2}{\beta^2} \int_0^\infty \left[ \sum_{m \neq 0} |F_m(q)|^2 + |F_0^A(q)|^2 \right] \left[ \sum_{n \neq 0} |F_n(q)|^2 + |F_0^B(q)|^2 \right] \frac{dq^2}{q^4}. \quad /8/$$

Здесь выделены в явном виде квадраты упругих формфакторов.

Величина

$$S_{\text{inc}}(q) = \sum_{m \neq 0} |F_m(q)|^2 \quad /9/$$

известна как функция некогерентного рассеяния. Тогда

$$\sigma_{\text{tot}} = 4\pi \frac{\alpha^2}{\beta^2} \int_0^\infty [S_{\text{inc}}^A(q) + |F_0^A(q)|^2] [S_{\text{inc}}^B(q) + |F_0^B(q)|^2] \frac{dq^2}{q^4}. \quad /10/$$

Можно избежать суммирования бесконечного числа слагаемых. С этой целью используется условие полноты собственных состояний:

$$\sum_{m=0} |m\rangle \langle m| = 1, \quad /11/$$

которое позволяет применить правило сумм, чтобы выразить сечение неупругих столкновений через свойства начального состояния атома:

$$S_{\text{inc}}(q) = \sum_{k=1}^z \sum_{\ell=1}^z \langle 0 | \exp[i\vec{q} \cdot (\vec{r}_k - \vec{r}_\ell)] | 0 \rangle - |F(q)|^2. \quad /12/$$

Таким образом, чтобы получить сечение, нужно вычислить одномерный интеграл, зависящий от  $S_{\text{inc}}(q)$  и  $F(q)$ , которые определяются через волновые функции основного состояния атомов.

Как видно из /10/,  $\sigma_{\text{tot}}$  можно разделить на четыре парциальных сечения в зависимости от того, упруго или неупруго взаимодействуют налетающий атом А и атом мишени В. Сечения обозначим двумя индексами. Первый индекс относится к атому А: el - упругое, in - неупругое рассеяние; второй к атому В: coh - упругое, inc - неупругое рассеяние. Таким образом,

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{el,coh}} + \sigma_{\text{in,coh}} + \sigma_{\text{el,inc}} + \sigma_{\text{in,inc}}.$$

Рассматриваются только два класса конечных состояний атома мишени. Для налетающего атома будем также вычислять сечения возбуждения  $\sigma_{\text{ex}}$  и ионизации  $\sigma_{\text{ion}}$ . Если один из двух индексов опускается, то по нему подразумевается суммирование.

Для вычисления  $\sigma_{\text{ex}}$  и  $\sigma_{\text{ion}}$  вводятся функции возбуждения  $S_{\text{ex}}(q)$  и ионизации  $S_{\text{ion}}(q)$ :

$$S_{inc}(q) = S_{ex}(q) + S_{ion}(q), \quad /13/$$

$$S_{ex}(q) = \sum_{m=1}^{\infty} |F_m(q)|^2, \quad /14/$$

$$S_{ion}(q) = \int_{E_{min}}^{\infty} |F_E(q)|^2 dE, \quad /15/$$

где суммирование проводится только по возбужденным дискретным состояниям, а интегрирование по непрерывным,  $E_{min}$  - минимальная энергия, необходимая для ионизации атома.

Для  $S_{ex}(q)$  правила сумм не существуют. Зная  $S_{ex}(q)$ , можно вычислить  $\sigma_{ex}$ . Тогда  $\sigma_{ion}$  находится из соотношения

$$\sigma_{ion} = \sigma_{tot} - \sigma_{el} - \sigma_{ex}. \quad /16/$$

### 3. F(q) И S<sub>inc</sub>(q) ДЛЯ АТОМОВ С, N И Ar

В литературе имеются таблицы F(q) и S<sub>inc</sub>(q) для большинства элементов, которые рассчитаны с помощью волновых функций, полученных методом Хартри - Фока. Мы использовали таблицы /24, 25/.

Для проведения численных расчетов табличные значения аппроксимировались функциями:

$$F(q) = \sum_{i=1}^4 A_i \exp(-B_i x^2) + C, \quad /17/$$

$$S_{inc}(q) = \left[ Z - \frac{F^2(q)}{Z} \right] \sum_{i=1}^3 D_i \exp(-E_i x), \quad /18/$$

где x - общепринятая переменная, через которую переданный импульс выражается следующим образом:

$$q = 4\pi x (\text{Å}^{-1}). \quad /19/$$

Коэффициенты  $A_i, B_i, C, D_i, E_i$  для атомов С, N и Ar приведены в табл. 1.

Коэффициенты  $A_i, B_i, C$  для N и Ar взяты из /24/;  $A_i, B_i, C$  для С и  $D_i, E_i$  для С, N и Ar получены нами при аппроксимации таблиц F(q) и S<sub>inc</sub>(q), приведенных в /25/.

Таблица 1

Коэффициенты  $A_i, B_i, C, D_i, E_i$  для параметризации F(q) и S<sub>inc</sub>(q) атомов С, N и Ar

	С	N	Ar		С	N	Ar
A <sub>1</sub>	2,56960	12,2126	7,48450	D <sub>1</sub>	0,6065	0,60654	0,4819
B <sub>1</sub>	14,3590	0,00570	0,90720	E <sub>1</sub>	2,1250	1,990	0,8117
A <sub>2</sub>	1,17700	3,13220	6,77230	D <sub>2</sub>	-0,2466	-0,357	-0,1353
B <sub>2</sub>	0,73756	9,89330	14,8407	E <sub>2</sub>	5,6250	5,550	1,050
A <sub>3</sub>	0,65243	2,01250	0,65390	D <sub>3</sub>		0,04284	
B <sub>3</sub>	0,19450	28,9975	43,8983	E <sub>3</sub>		17,125	
A <sub>4</sub>	1,58850	1,16630	1,64420				
B <sub>4</sub>	39,5610	0,58260	33,3929				
C	0,01129	-11,5290	1,44510				

### 4. ВЫЧИСЛЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

H С H, С, N И Ar

Для оценки точности расчетов сначала вычислим сечения H с H, С, N и Ar, так как вычисленные сечения можно сравнить с расчетами /18, 19/, а  $\sigma_{ion}$ , кроме того, с экспериментальными данными /20 ÷ 23/.

Атомный формфактор водорода в основном состоянии выражается аналитически:

$$F(q, 1) = \left[ 1 + \left( \frac{a_0 q}{2} \right)^2 \right]^{-2}, \quad /20/$$

где  $a_0$  - боровский радиус.

Упругий формфактор

$$F_0(q, 1) = 1 - F(q, 1). \quad /21/$$

Функция некогерентного рассеяния

$$S_{inc}(q, 1) = 1 - |F(q, 1)|^2. \quad /22/$$

Переходные формфакторы для вычисления  $S_{ex}(q, 1)$  могут быть также выражены в аналитической форме, однако они имеют более сложный вид /17, 18/ и здесь не приводятся.

Сечение возбуждения вычислялось как сумма по  $\ell$  сечений переходов в состояния с определенным значением  $\ell$ , просуммированных по  $n$ . При этом для малых  $n$  использовались точные выражения для переходных формфакторов, а для больших  $n$  - их асимптотические выражения<sup>/17/</sup>.

Верхний предел интегрирования был равен  $q_{\max}^2 = 250 \text{ \AA}^{-2}$ , что соответствует  $x = 1,26 \text{ \AA}^{-1}$  или 31,2 кэВ/с, или 8,4 боровским импульсам. Результаты интегрирования выдавались через  $\Delta q = 5 \text{ \AA}^{-2}$ , чтобы можно было установить, как насыщаются сечения:  $\sigma_{\text{inc}}$  насыщается быстрее, чем  $\sigma_{\text{coh}}$ .

В табл. 2 приведены результаты вычислений асимптотических сечений ( $\beta = 1$ ) для водорода при взаимодействии с водородом, углеродом, азотом и аргоном. Индексы для сечений  $e1$ ,  $e_x$ ,  $ion$ ,  $in$ ,  $tot$  по горизонтали относятся к налетающему атому водорода,

Таблица 2

Результаты вычислений асимптотических сечений взаимодействия Н с Н, С, N и Ar и их сравнение с данными работ<sup>/18,19/</sup>. Сечения приведены в единицах  $10^{-19} \text{ см}^2/\text{атом}$ . Пояснения в тексте

		$\sigma_{e1}$	$\Delta\sigma_{e1}\%$	$\sigma_{e_x}$	$\Delta\sigma_{e_x}\%$	$\sigma_{ion}$	$\Delta\sigma_{ion}$	$\sigma_{tot}$	$\Delta\sigma_{tot}\%$
H	$\sigma_{coh}$	0,042	4,8	0,007	-	0,067	5,4*	0,116	5,1
	$\sigma_{inc}$	0,075	4,0	0,063	-	0,172	0,9*	0,310	1,6
	$\sigma_{tot}$	0,117	4,3	0,070	-	0,239	1,9*	0,426	2,1
C	$\sigma_{coh}$	0,912	9,0	0,154	-	1,481	5,1*	2,550	6,5
	$\sigma_{inc}$	0,291	5,2	0,194	-	0,616	1,5*	1,101	2,5
	$\sigma_{tot}$	1,203	8,1	0,351	-	2,097	3,9*	3,651	5,3
N	$\sigma_{coh}$	1,134	8,4	0,150	-2,7	1,744	4,5	3,028	5,6
	$\sigma_{inc}$	0,325	-0,3	0,227	-41,9	0,668	-3,4	1,220	-8,0
	$\sigma_{tot}$	1,459	6,5	0,377	-23,2	2,412	2,4	4,248	1,9
Ar	$\sigma_{coh}$	5,019	12,8	0,638	-1,3	7,621	7,5	13,278	9,1
	$\sigma_{inc}$	0,622	94,7	0,364	23,8	1,260	-12,2	2,246	17,0
	$\sigma_{tot}$	5,641	21,8	1,002	8,4	8,881	5,2	15,524	10,4

Звездочками помечены величины  $\Delta\sigma_{in}\%$ .

индексы  $coh$ ,  $inc$ ,  $tot$  по вертикали относятся к атому мишени. Приведены также величины  $\Delta\sigma\% = 100(\sigma^G/\sigma - 1)$ , где  $\sigma^G$  - теоретические сечения из<sup>/18,19/</sup>,  $\sigma$  - сечения, вычисленные в настоящей работе. Для мишеней Н и С данные взяты из работы<sup>/19/</sup> - в этой работе  $\sigma_{e_x}$  и  $\sigma_{ion}$  не вычислялись, для N и Ar данные взяты из<sup>/18/</sup>, где вычислены  $\sigma_{e_x}$  и  $\sigma_{ion}$ . В<sup>/18,19/</sup> приведены только значения безразмерных интегралов. Чтобы получить сечения, значения интегралов умножались на величину  $8\pi a_0^2 \alpha^2 = 3,75 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ .

Из таблицы видно, что наши результаты и результаты<sup>/18,19/</sup> отличаются в большинстве случаев не более чем на 10%. Исключение составляют  $\sigma_{e_x}$  - наши  $\sigma_{e_x}$  значительно больше, чем в<sup>/18/</sup>. Подходы при вычислении  $\sigma_{e_x}$  у нас и в<sup>/18/</sup> несколько отличались. В работе<sup>/18/</sup>  $\sigma_{e_x}$  вычислялись как сумма сечений переходов в состояния с главным квантовым числом  $n$ , при этом выражения для квадратов переходных формфакторов включали суммирование по  $\ell$  в конечном состоянии. Однако  $\sigma_{e_x}$  составляет небольшую часть от  $\sigma_{in}$  /23%, 14%, 13% и 10% для мишеней Н, С, N и Ar соответственно/. Наши значения  $\sigma_{ion}$ , которые можно сравнить с экспериментом, в пределах нескольких процентов совпадают с  $\sigma_{ion}$  из<sup>/18/</sup>.

В случае Н-Н столкновений все сечения должны вычисляться точно, однако и в этом случае наши данные и данные<sup>/19/</sup> различаются в пределах до 5%. Результаты вычислений в работах одних и тех же авторов<sup>/18/</sup> и<sup>/19/</sup> также различаются на несколько процентов, а величины  $\sigma_{e1,inc}$  для Ar в этих двух работах отличаются почти в два раза /см. табл. 3/.

Таблица 3

Сравнение сечений Н-Н и Н-Ar взаимодействий, вычисленных в работах<sup>/18/</sup> и<sup>/19/</sup>.  $\Delta\sigma\% = 100 \cdot (\sigma^{19}/\sigma^{18} - 1)$

		$\Delta\sigma_{e1}(\%)$	$\Delta\sigma_{in}(\%)$	$\Delta\sigma_{tot}(\%)$
N	$\sigma_{coh}$	0,9	1,3	1,2
	$\sigma_{inc}$	6,2	10,3	9,1
	$\sigma_{hoh}$	2,0	3,9	3,2
Ar	$\sigma_{coh}$	1,3	1,6	1,5
	$\sigma_{inc}$	-46,0	15,6	-12,8
	$\sigma_{tot}$	-7,0	3,2	0,9

Это можно объяснить тем, что целью работы<sup>/19/</sup> было вычисление сечений для большого набора атом-атомных столкновений на единообразной основе. Это определило выбор таблиц  $F(q)$  и  $S_{inc}(q)$ , которые отличаются от использованных в<sup>/18/</sup>.

Нами вычислены также  $\sigma_{coh}$  и  $\sigma_{inc}$  Н-С соударений для случая, когда  $F(q, \theta)$  брался в модели ТФМ, а  $S_{inc}(q, \theta)$  - в модели независимых частиц:

$$S_{inc}(q) = Z - \frac{|F(q)|^2}{Z} \quad /23/$$

Было получено:  $\sigma_{coh} = 2,80 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{inc} = 1,94 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ . В модели ХФ эти сечения равны /см. табл.2/:  $\sigma_{coh} = 2,55 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{inc} = 1,10 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ . Сечения  $\sigma_{coh}$  отличаются на 10%, а  $\sigma_{inc}$  на 70%, то есть в приближении независимых частиц  $S_{inc}(q)$  описывается неудовлетворительно. В модели ТФМ и в приближении независимых частиц для  $S_{inc}(q)$  ранее<sup>/18,17/</sup> вычислялось сечение взаимодействия  $A_{2e}$  с атомами.

Таблица 4

Сравнение теоретических и экспериментальных сечений ионизации атомов водорода при столкновении с Н, С, N и Ar. В нечетных строках приведены  $\sigma_{ion}^{exp}$  в единицах  $10^{-19} \text{ см}^2/\text{атом}$ , в четных - отношение  $\sigma_{ion}^{exp}/\sigma_{ion}^{th}$  с экспериментальными ошибками

E (H) МэВ	$\gamma^{-1}$ $\times 10^2$	$\beta^{-2}$	Н-Н	Н-С	Н-N	Н-Ar
10	1,07	47,66	11 ± 1,1 0,96 ± 0,10		100 ± 10 0,87 ± 0,09	360 ± 36 0,85 ± 0,09
14,6	1,56	32,90			71,4 ± 8,8 0,90 ± 0,11	238 ± 33 0,82 ± 0,11
22,0	2,34	22,09	5,2 ± 0,5 0,98 ± 0,09	52,6 ± 6,1 1,13 ± 0,13	53,5 ± 5 0,99 ± 0,09	183 ± 18 0,93 ± 0,09
30,2	3,22	16,30	3,8 ± 0,4 0,97 ± 0,10	38,4 ± 4,7 1,12 ± 0,14	40 ± 4 1,02 ± 0,10	138 ± 14 0,95 ± 0,10
38,2	4,07	13,04	3,1 ± 0,3 0,99 ± 0,10	31,8 ± 3,8 1,16 ± 0,14	32,3 ± 3 1,02 ± 0,10	114 ± 11 0,98 ± 0,09
44,5	4,72	11,30	2,6 ± 0,26 0,96 ± 0,10	27,8 ± 3,0 1,17 ± 0,12	28 ± 2,8 1,03 ± 0,10	98 ± 10 0,98 ± 0,10
200	21,3	3,12		6,5 0,99		
$\sigma_{ion}^{th / 18} / \sigma_{ion}^{th}$					1,016	1,052

Далее мы провели сравнение полученных  $\sigma_{ion}^{th}$  с имеющимися в литературе<sup>/20-23/</sup> экспериментальными сечениями ионизации атомов водорода при столкновении с Н, С, N и Ar, измеренными в интервале энергии 10 ÷ 200 МэВ. Результаты сравнения приведены в табл.4. В таблицу не включены  $\sigma_{ion}^{exp}$  для Н-Н столкновений при энергиях 14,6 и 17,9 МэВ<sup>/21/</sup>, которые меньше  $\sigma_{ion}^{th}$  почти в два раза и, по-видимому, ошибочны, как это отмечается и другими авторами. В табл.4 приведены: энергия атомов водорода  $E(H)$ , соответствующие этой энергии величины  $\gamma^{-1}$ ,  $\beta^{-2}$ ,  $\sigma_{ion}^{exp}$  с ошибками и отношение  $\sigma_{ion}^{exp}/\sigma_{ion}^{th}$  с экспериментальными ошибками. В последней строке таблицы приведено отношение  $\sigma_{ion}^{th / 18} / \sigma_{ion}^{th}$  для N и Ar.

Данные табл. 4 в интервале 10 ÷ 44,5 МэВ приведены также на рис.1. Наши  $\sigma_{ion}^{th}$  приняты за единицу и обозначены сплошными прямыми линиями. Данные<sup>/18/</sup> обозначены пунктирными линиями.

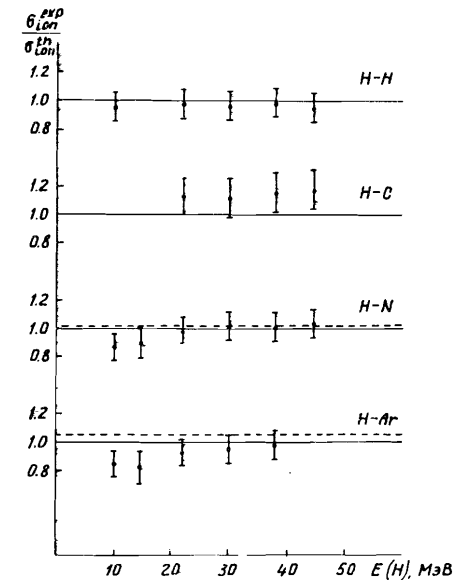


Рис.1. Сравнение теоретических и экспериментальных сечений ионизации атомов водорода при столкновении с Н, С, N и Ar в интервале энергий 10 ÷ 44,5 МэВ. Сечения  $\sigma_{ion}$ , вычисленные в настоящей работе, приняты за единицу. Пунктиром обозначены теоретические сечения  $\sigma_{ion}$  из работ<sup>/18,19/</sup>, точками - экспериментальные  $\sigma_{ion}$ <sup>/20-22/</sup>.

Из табл.4 и рис.1 видно, что согласие  $\sigma_{ion}^{th}$  с  $\sigma_{ion}^{exp}$  в пределах экспериментальных ошибок хорошее и, следовательно, неопределенность в теоретических сечениях не превышает величину экспериментальных ошибок, т.е. ±10%.

Можно утверждать, что и при вычислении сечения взаимодействия  $A_{2e}$  с атомами неопределенность также не будет превышать ±10%, так как все приведенные выше формулы могут быть использованы для расчета сечений взаимодействия  $A_{2e}$  с атомами при небольшом изменении в  $F(q, 1)$  и  $S_{inc}(q, 1)$  при переходе от Н к  $A_{2e}$ .

5. ВЫЧИСЛЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  $A_{2e}$   
с H, C, N и Ar

Переходный формфактор позитрония имеет вид

$$F_m(\vec{q}, A_{2e}) = \langle m | e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}/2} - e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}/2} | 0 \rangle,$$

где  $\pm\vec{r}/2$  - координаты электрона и позитрона в  $A_{2e}$ .

Все формфакторы позитрония, как и в случае водорода, можно представить в аналитической форме. Атомный формфактор  $A_{2e}$  имеет вид

$$F(q, A_{2e}) = [1 + (a_0 q)^2]^{-2} \quad /24/$$

где  $a_0$  - боровский радиус атома водорода.

Функция некогерентного рассеяния  $A_{2e}$ :

$$S_{inc}(q, A_{2e}) = 2(1 - F(q, A_{2e})). \quad /25/$$

Заметим, что в борновском приближении из-за сохранения зарядовой четности запрещены упругое рассеяние  $A_{2e}$  и его переходы в возбужденные S-состояния.

Мы рассчитали  $\sigma_{tot}$  для H, C, N и Ar; для C рассчитали, кроме того,  $\sigma_{ex}$  и  $\sigma_{ion}$ . Для сравнения проведены также расчеты, в которых  $F(q)$  для атомов мишени брались в модели ТФМ и  $S_{inc}(q)$  в приближении независимых частиц. Результаты приведены в табл. 5.

Видно, что сечения  $\sigma_{tot}$ , полученные в модели ТФМ, примерно в 1,5 раза больше, чем в модели ХФ. Особенно велико различие  $\sigma_{inc}$  в двух моделях /примерно в два раза/.

В эксперименте<sup>/2/</sup> было измерено сечение  $\sigma_{tot}$  взаимодействия  $A_{2e}$  с углеродом при  $\gamma$ -факторах  $A_{2e}$  от 800 до 2000. Полученное экспериментальное сечение равно

$$\sigma_{tot}^{exp} = (16 \pm 8) \cdot 10^{-19} \text{ см}^2. \quad /26/$$

Вычисленное нами асимптотическое сечение  $\sigma_{tot}^{th}$  взаимодействия  $A_{2e}$  с углеродом равно:

$$\sigma_{tot}^{th} = 5.74 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{атом}. \quad /27/$$

На рис.2 приведено сечение  $\sigma_{tot}^{th}$  в зависимости от кинетической энергии  $A_{2e}$ , выраженной в единицах массы покоя атома  $\gamma - 1$ . Стрелкой отмечен интервал  $\gamma < 1,2$ , в котором было измерено сечение ионизации  $\sigma_{ion}$  водорода при столкновении с уг-

Таблица 5

Результаты вычислений асимптотических сечений взаимодействия  $A_{2e}$  с H, C, N и Ar. Сечения приведены в единицах  $10^{-19} \text{ см}^2/\text{атом}$

		$\sigma_{ex}$	$\sigma_{ion}$	$\sigma_{tot}^{(ХФ)}$	$\frac{\sigma_{tot}^{(ТФМ)}}{\sigma_{tot}^{(ХФ)}}$
H	$\sigma_{coh}$			0,167	1,719
	$\sigma_{inc}$			0,624	1,944
	$\sigma_{tot}$			0,791	1,896
C	$\sigma_{coh}$	0,454	3,185	3,639	1,230
	$\sigma_{inc}$	0,652	1,452	2,104	2,038
	$\sigma_{tot}$	1,106	4,637	5,743	1.526
N	$\sigma_{coh}$			4,131	1,363
	$\sigma_{inc}$			2,322	2,048
	$\sigma_{tot}$			6,453	1,609
Ar	$\sigma_{coh}$			17,97	1,244
	$\sigma_{inc}$			4,139	2,125
	$\sigma_{tot}$			22,11	1,409

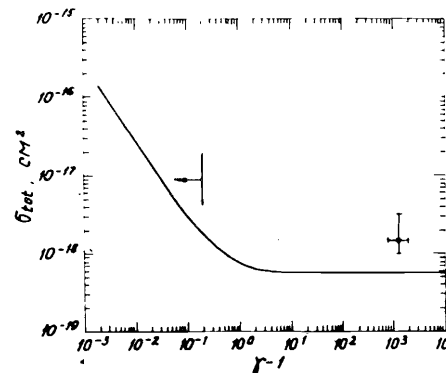


Рис.2. Зависимость полного сечения взаимодействия  $\sigma_{tot}$  атомов позитрония с углеродом от кинетической энергии, выраженной в единицах массы покоя налетающего атома ( $\gamma - 1$ ): Сплошная линия - теоретическая зависимость; точка - сечение  $\sigma_{tot}$ , измеренное в работе<sup>/2/</sup>. Стрелкой отмечена область ( $\gamma - 1 < 0,2$ ), исследованная в опытах по взаимодействию атомов водорода с углеродом<sup>/22,23/</sup>.



леродом<sup>/22,23/</sup>. На этом же рисунке приведено экспериментальное сечение. Публикаций по измерению  $\sigma_{\text{ион}}$  водорода при  $\gamma > 1,2$  нет и для других атомов мишени. Таким образом, авторы эксперимента<sup>/2/</sup> продвинулись по величине  $\gamma-1$  примерно на четыре порядка.

В работе<sup>/2/</sup> на основании сопоставления теории и эксперимента сделан вывод, что измеренное полное сечение не противоречит вычисленному асимптотическому значению. Вместе с тем, отмечается в<sup>/2/</sup>, результат не исключает других механизмов ионизации или возбуждения ультрарелятивистских атомов в среде, приводящих к существенному увеличению сечения.

Авторы благодарят Л.Л.Неменова и А.В.Тарасова за интерес к работе и обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев Г.Д. и др. - ЯФ, 1984, т.40, с.139.
2. Афанасьев Л.Г. и др. - ОИЯИ, Р1-88-741, Дубна, 1988.
3. Неменов Л.Л. - ЯФ, 1981, т.34, с.1306.
4. Любощиц В.Л., Подгорецкий М.И. - ЖЭТФ, 1981, т.81, с.1556.
5. Пак А.С., Тарасов А.В. - ЯФ, 1987, т.45, с.145.
6. Захаров Б.Г. - ЯФ, 1987, т.46, с.148.
7. Грибов В.Н. - ЖЭТФ, 1969, т.56, с.892.
8. Aronson S.H. et al. - Phys.Rev., 1986, v.D33, p.3180.
9. Дульян Л.С., Коцинян А.М., Фаустов Р.Н. - ЯФ, 1977, т.25, с.814.
10. Prazad M.K. - Acta Phys. Pol., 1979, v.B10, p.635.
11. Коцинян А.М. - Препринт ЕФИ, ЕФИ-400/7/-80, Ереван, 1980.
12. Дульян Л.С., Коцинян А.М. - ЯФ, 1983, т.37, с.137.
13. Mrówczyński St. - Phys.Rev., 1986, v.A33, p.1549.
14. Mrówczyński St. - Phys.Rev., 1987, v.D36, p.1520.
15. Denisenko K.G., Mrówczyński St. - Phys.Rev., 1987, v.D36, p.1529.
16. Pak A.S., Tarasov A.V. JINR Preprint E2-85-882, Dubna, 1985.
17. Пак А.С., Тарасов А.В. Сообщение ОИЯИ Р2-85-903, Дубна, 1985.
18. Gillespie G.H. - Phys.Rev., 1978, v.A18, p.1967.
19. Gillespie G.H., Inokuti M. - Phys.Rev., 1980, v.A22, p.2430.
20. Berkner K.H., Kaplan S.N., Pyle R.V. - Phys.Rev., 1964, v.A134, p.1461.
21. Smythe K., Tovey J.W. - Phys.Rev., 1965, v.A139, p.15.

22. Acerbi E. et al. - Lett. Nuovo Cim., 1974, v.10, p.598.
23. Webber R.C. Hojvat C. - IEEE Trans. Nucl. Sci., 1979, v.NS-26, p.4012.
24. Cromer D.T., Waber J.T. Sec.2.2 of International Tables for X-Ray Crystallography, V. IV. Ibers and Hamilton, eds. /Kynoch Press, Birmingham, England, 1974/, p.71-147.
25. Hubbell J.H. et al. - J.Phys.Chem.Ref.Data, 1975, v.4, No.3, p.471.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 декабря 1988 года.