16

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

препринт 305

Н.И.Алиновский

К ТЕОРИИ ПЕРЕЗАРЯДНОЙ И ОБДИРОЧНОЙ КАМЕР

НОВОСИБИРСК

1969

"К ТЕОРИИ ПЕРЕЗАРЯДНОЙ И ОБДИРОЧНОЙ КАМЕР"

Н.И.Алиновский

А Н Н О Т А Ц И Я

Дан расчёт коэффициентов зарядового преобразования ионного и нейтрального пучков в перезарядной и обдирочной камерах, соответственно, с учетом рассеяния частиц. Опрделена оптимальная толщина газовой мишени, при которой наблюдается максимальный коэффициент преобразования. Рассмотрена методика определения величины сечений элементарных процессов из результатов опытов с камерами.

Во многих задачах экспериментальной физики применяются перезарядные /1,2/ и обдирочные /1,3/ камеры, которые служат для зарядового преобразования ионных и атомных пучков. Основной их характеристикой является коэффициент преобразования (перезарядки K_{10} и обдирки K_{01}), определяющий относительную долю тока пучка, изменившего свой зарядовый состав после прохождения камеры.

Интересно теоретически рассмотреть вопрос об оптимальной толщине газовой мишени $(nx)^*$ (n -плотность газа, x -длина камеры) в камерах, при которой достигается максимальный коэффициент преобразования. Её величина будет определяться как сечениями процессов, идущих в камере (перезарядка, обдирка, диссоциация, рассеяние), так и геометрией камеры. (На практике часто выбор величины nx зависит от допустимого перепада давления газа на её входе и выходе, который обеспечивается данной конструкцией камеры и производительностью откачивающих насосов).

Решение задачи будет полезным при расчете и конструировании камер, а также даст возможность оценить величину сечений некоторых процессов (например, сечений рассеяния) из результатов опытов с камерами.

Уравнения зарядового преобразования ионных и нейтральных пучков в перезарядной и обдирочной камерах

На рис.1 показана типичная конструкция перезарядной или обдирочной камеры. Она представляет собой некоторый объем, имеющий автономный напуск газа. С вакуумной системой камера обычно соединяется относительно узкими и длинными каналами для создания перепада давления.

Для учета рассеяния введем понятие среднего апертурного угла камеры $\alpha = \frac{2d}{\ell}$, где d -диаметр выходного канала. Этот угол, как правило, мал. Его величину могут также определять диаметр и расстояние до середины камеры последующих диафрагм, ограничивающих пучок, и самого детектора.

При выводе уравнений ионы и нейтралы, рассеянные на угол, больший среднего апертурного, будем считать выбывшими из пучка.

Рассмотрим вначале перезарядную камеру. Для ослабления в ней ионного пучка можем записать:

$$\begin{cases} dJ_1 = -J_1(\sigma_{10}+\sigma_{1p})n\cdot dx + J_0\cdot\sigma_{01}n\cdot dx, & (1)\\ J_1 + n\cdot\sigma_{1p}\cdot\int_0^x J_1\cdot dx + J_0 + n\cdot\sigma_{0p}\cdot\int_0^x J_0\cdot dx = J_1^0, & (2)\\ J_1(0) = J_1^0. & (3)\end{cases}$$

где: J_1 – ток ионного пучка;

J_0 – эквивалентный ток пучка нейтральных частиц на детектор с апертурным углом, не превышающим среднего апертурного угла камеры;

σ_{10} и σ_{01} – сечения перезарядки и обдирки;

σ_{1p} и σ_{0p} – сечения рассеяния иона и нейтрала на угол, превышающий средний апертурный.

Равенство (2) представляет собой закон сохранения тока пучка, а (3) – граничное условие.

Соответственно для нейтрального пучка можем записать:

$$\begin{cases} dJ_0 = J_1\sigma_{10}\cdot n\cdot dx - J_0(\sigma_{01}+\sigma_{0p})n\cdot dx, & (4)\\ J_1 + n\sigma_{1p}\int_0^x J_1 dx + J_0 + n\cdot\sigma_{0p}\cdot\int_0^x J_0 dx = J_1^0, & (2)\\ J_0(0) = 0. & (5)\end{cases}$$

После несложных преобразований как для ионного, так и для нейтрального пучков получаем следующее дифференциальное уравнение второго порядка с постоянными коэффициентами:

$$\frac{d^2J}{dx^2} + \frac{dJ}{dx}\cdot n\cdot(\sigma_{10}+\sigma_{1p}+\sigma_{01}+\sigma_{0p}) + J\cdot n^2(\sigma_{10}\cdot\sigma_{0p}+\sigma_{01}\cdot\sigma_{1p}+\sigma_{0p}\cdot\sigma_{1p}) = 0 \qquad (6)$$

Перепишем его в виде:

$$\frac{d^2J}{dx^2} + \beta\cdot n\cdot\frac{dJ}{dx} + \gamma\cdot n^2\cdot J = 0$$

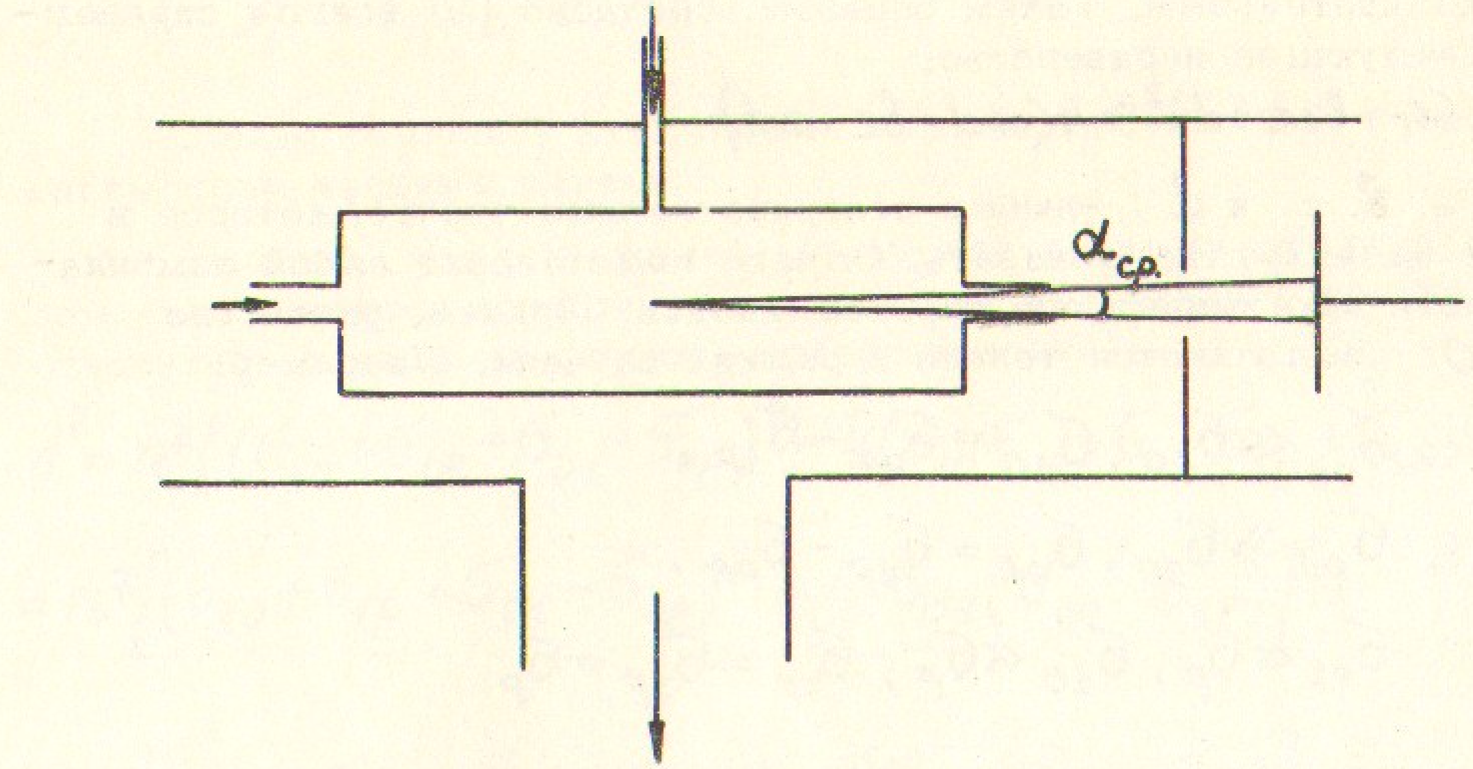

Рис.1. Типичная геометрия перезарядной или обдирочной камеры.

Граничными условиями для ионного пучка будут:

$$\frac{dJ_1}{dx}(0) = -(\sigma_{10}+\sigma_{1p})\cdot n\cdot J_1^0, \qquad (7)$$

$$J_1(0) = J_1^0. \qquad (3)$$

а для нейтрального:

$$\frac{dJ_0}{dx}(0) = \sigma_{10}\cdot n\cdot J_1^0, \qquad (8)$$

$$J_0(0) = 0 \qquad (5)$$

Условия (7) и (8) вытекают из (1), (3), (4) и (5). Решение уравнения (6) зависит от знака выражения:

$$\Lambda^2 = n^2(\beta^2-4\gamma) = n^2\left[(\sigma_{10}+\sigma_{1p}+\sigma_{01}+\sigma_{0p})^2 - 4(\sigma_{10}\cdot\sigma_{0p}+\sigma_{01}\cdot\sigma_{1p}+\sigma_{1p}\cdot\sigma_{0p})\right] \qquad (9)$$

Из очевидных физических соображений (решение уравнения (6) не должно быть осциллирующим) вытекает, что знак Λ^2 не может быть отрицательным. Таким образом, согласно (9) всегда справедливо следующее неравенство:

$$(a+b+c+d)^2 \geqslant 4(ad+bc+cd)$$

(где: a, b, c и d -любые неотрицательные числа), которое в общем виде трудно доказать. Однако подстановка любой комбинации чисел показывает его справедливость. Причем, равенство $\Lambda^2 = 0$ выполняется только в редких случаях. Например:

1. $\sigma_{01} \ll \sigma_{10}, \ \sigma_{10} = \sigma_{0p} - \sigma_{1p},$
2. $\sigma_{01} \gg \sigma_{10}, \ \sigma_{01} = \sigma_{1p} - \sigma_{0p},$
3. $\sigma_{01} \ll \sigma_p, \ \sigma_{10} \ll \sigma_p, \ \sigma_{0p} = \sigma_{1p} = \sigma_p$

и т.п.

Опуская выкладки, запишем общее решение уравнения (6) для случая $\Lambda^2 > 0$:

для ионного пучка

$$J_1(x) = \frac{J_1^0}{2}\left[\left(1 - \frac{\sigma_{10}+\sigma_{1p}-\sigma_{01}-\sigma_{0p}}{\sqrt{\beta^2-4\gamma}}\right)\cdot e^{-\frac{\beta-\sqrt{\beta^2-4\gamma}}{2}nx} + \left(1 + \frac{\sigma_{10}+\sigma_{1p}-\sigma_{01}-\sigma_{0p}}{\sqrt{\beta^2-4\gamma}}\right)\cdot e^{-\frac{\beta+\sqrt{\beta^2-4\gamma}}{2}nx}\right] \quad (10)$$

для нейтрального пучка

$$J_0(x) = J_1^0 \cdot \frac{\sigma_{10}}{\sqrt{\beta^2-4\gamma}}\left(e^{-\frac{\beta-\sqrt{\beta^2-4\gamma}}{2}nx} - e^{-\frac{\beta+\sqrt{\beta^2-4\gamma}}{2}nx}\right) \quad (11)$$

Для случая $\Lambda^2 = 0$ решение будет иметь следующий вид:

для ионного пучка

$$J_1(x) = J_1^0 \cdot e^{-\frac{\beta nx}{2}}\left[\frac{nx}{2}(\sigma_{01}+\sigma_{0p}-\sigma_{10}-\sigma_{1p})+1\right]$$

для нейтрального пучка

$$J_0(x) = J_1^0 \, n \cdot x \cdot \sigma_{10} \cdot e^{-\frac{\beta nx}{2}}$$

Общее решение, как обычно, трудно для анализа, поэтому рассмотрим частные случаи.

Заметим, что выражение (9) можно записать трояким образом (что является следствием симметрии полученного уравнения относительно вида зарядового преобразования):

$$\Lambda^2 = n^2\left[(\sigma_{10}+\sigma_{1p}+\sigma_{01}+\sigma_{0p})^2 - 4(\sigma_{10}\cdot\sigma_{0p}+\sigma_{01}\cdot\sigma_{1p}+\sigma_{1p}\cdot\sigma_{0p})\right] =$$

$$= n^2\left[(\sigma_{10}+\sigma_{1p}+\sigma_{01}-\sigma_{0p})^2 + 4\cdot\sigma_{01}(\sigma_{0p}-\sigma_{1p})\right] = \quad (I)$$

$$= n^2\left[(\sigma_{10}-\sigma_{1p}+\sigma_{01}+\sigma_{0p})^2 + 4\sigma_{10}(\sigma_{1p}-\sigma_{0p})\right] = \quad (II)$$

$$= n^2\left[(\sigma_{10}+\sigma_{1p}-\sigma_{01}-\sigma_{0p})^2 + 4\sigma_{10}\cdot\sigma_{01}\right] \quad (III)$$

Рассмотрим случаи сильных неравенств

$$\frac{4|\sigma_{0p}-\sigma_{1p}|}{(\sigma_{10}+\sigma_{1p}+\sigma_{01}-\sigma_{0p})^2} \ll 1, \quad (12)$$

$$\frac{4|\sigma_{1p}-\sigma_{0p}|}{(\sigma_{10}-\sigma_{1p}+\sigma_{01}+\sigma_{0p})^2} \ll 1, \quad (13)$$

$$\frac{4\cdot\sigma_{10}\cdot\sigma_{01}}{(\sigma_{10}+\sigma_{1p}-\sigma_{01}-\sigma_{0p})^2} \ll 1 \quad (14)$$

Для равенства $\sigma_{1p} = \sigma_{0p} = \sigma_p$, объединяющего первые два случая, получаем:

для ионного пучка

$$\mathcal{J}_1(x) = \mathcal{J}_1^0 \cdot e^{-\sigma_p \cdot nx} \cdot \left(\frac{\sigma_{01}}{\sigma_{10}+\sigma_{01}} + \frac{\sigma_{10}}{\sigma_{10}+\sigma_{01}} \cdot e^{-(\sigma_{10}+\sigma_{01})nx} \right)$$

для нейтрального пучка

$$\mathcal{J}_0(x) = \mathcal{J}_1^0 \cdot e^{-\sigma_p \cdot nx} \cdot \frac{\sigma_{10}}{\sigma_{10}+\sigma_{01}} \cdot \left(1 - e^{-(\sigma_{10}+\sigma_{01})nx} \right)$$

Эти решения, по-видимому, будут справедливы для сталкивающихся частиц, имеющих относительные скорости, значительно превышающие скорость внешних электронов в атоме, когда рассеяние как ионов, так и атомов будет практически одинаковым – кулоновским.

В случае $\sigma_{1p} \neq \sigma_{0p}$ неравенства (12) и (13) будут справедливы для сталкивающихся частиц с малыми ($\sigma_{01} \ll \sigma_{10}$) и большими ($\sigma_{10} \ll \sigma_{01}$) относительными энергиями, соответственно.

Ради определенности рассмотрим случай малых энергий. Учитывая (12), запишем решение уравнения (6):

для ионного пучка

$$\mathcal{J}_1(x) = \mathcal{J}_1^0 \cdot \left[\frac{\sigma_{01}}{\sigma_{10}+\sigma_{1p}+\sigma_{01}-\sigma_{0p}} e^{-\sigma_{0p} \cdot nx} + \frac{\sigma_{10}+\sigma_{1p}-\sigma_{0p}}{\sigma_{10}+\sigma_{1p}+\sigma_{01}-\sigma_{0p}} e^{-(\sigma_{10}+\sigma_{1p}+\sigma_{01})nx} \right] \tag{15}$$

для нейтрального пучка

$$\mathcal{J}_0(x) = \mathcal{J}_1^0 \cdot \frac{\sigma_{10}}{\sigma_{10}+\sigma_{1p}+\sigma_{01}-\sigma_{0p}} \left(e^{-\sigma_{0p} \cdot nx} - e^{-(\sigma_{10}+\sigma_{1p}+\sigma_{01})nx} \right) \tag{16}$$

Как видно из (15) и (16), решения уже не являются симметричными относительно вида зарядового преобразования. Действительно, согласно (12) частицы большую часть пути проходят нейтральными, рассеиваясь соответствующим образом.

Неравенство (14) для случая (III) будет справедливо для пар частиц с низкими ($\sigma_{01} \ll \sigma_{10}$) и высокими ($\sigma_{10} \ll \sigma_{01}$) относительными энергиями столкновения. В этом случае решения уравнения (6) запишутся в виде:

для ионного пучка:

$$\mathcal{J}_1(x) = \mathcal{J}_1^0 \cdot e^{-(\sigma_{10}+\sigma_{1p})nx}, \tag{17}$$

для нейтрального пучка:

$$\mathcal{J}_0(x) = \mathcal{J}_1^0 \frac{\sigma_{10}}{\sigma_{10}+\sigma_{1p}-\sigma_{01}-\sigma_{0p}} \left(e^{-(\sigma_{01}+\sigma_{0p})nx} - e^{-(\sigma_{10}+\sigma_{1p})nx} \right) \tag{18}$$

Решение вопроса, к какому из трех (I,II,III) рассмотренных случаев относится данный конкретный, будет определяться наиболее лучшим выполнением одного из трех неравенств (12,13,14). Кроме того, для случая III зависимость $\mathcal{J}_1(x)$ является экспонентой (17), в то время, как для случаев I и II она является суммой двух экспонент, что относительно легко отличить.

Рассмотрим обдирочную камеру. Легко видеть, что и здесь как для ионного, так и для нейтрального пучков будет справедливо дифференциальное уравнение (6), но со следующими граничными условиями:

для ионного пучка

$$\frac{d\mathcal{J}_1}{dx}(0) = \sigma_{01} \cdot n \cdot \mathcal{J}_0^0,$$

$$\mathcal{J}_1(0) = 0,$$

для нейтрального пучка

$$\frac{d\mathcal{J}_0}{dx}(0) = -(\sigma_{01}+\sigma_{0p}) n \cdot \mathcal{J}_0^0,$$

$$\mathcal{J}_0(0) = \mathcal{J}_0^0$$

Общими решениями уравнения (6) с учетом этих условий будут:

для ионного пучка

$$J_1(x)=J_0^0\frac{\sigma_{01}}{\sqrt{\beta^2-4\gamma}}\cdot\left(e^{-\sigma_{0p}\cdot nx}-e^{-(\sigma_{10}+\sigma_{1p}+\sigma_{01})nx}\right), \tag{19}$$

для нейтрального пучка

$$J_0(x)=\frac{J_0^0}{2}\cdot\left[\left(1+\frac{\sigma_{10}+\sigma_{1p}-\sigma_{01}-\sigma_{0p}}{\sqrt{\beta^2-4\gamma}}\right)\cdot e^{-\frac{\beta-\sqrt{\beta^2-4\gamma}}{2}nx}+\right.$$

$$\left.+\left(1-\frac{\sigma_{10}+\sigma_{1p}-\sigma_{01}-\sigma_{0p}}{\sqrt{\beta^2-4\gamma}}\right)\cdot e^{-\frac{\beta+\sqrt{\beta^2-4\gamma}}{2}nx}\right] \tag{20}$$

Для примера запишем эти решения для случая I:

для ионного пучка

$$J_1(x)=J_0^0\frac{\sigma_{01}}{\sigma_{10}+\sigma_{1p}+\sigma_{01}-\sigma_{0p}}\cdot\left(e^{-\sigma_{0p}\cdot nx}-e^{-(\sigma_{10}+\sigma_{1p}+\sigma_{01})nx}\right) \tag{21}$$

для нейтрального пучка

$$J_0(x)=J_0^0\cdot\left(\frac{\sigma_{10}+\sigma_{1p}-\sigma_{0p}}{\sigma_{10}+\sigma_{1p}+\sigma_{01}-\sigma_{0p}}\cdot e^{-\sigma_{0p}\cdot nx}+\right.$$

$$\left.+\frac{\sigma_{01}}{\sigma_{10}+\sigma_{1p}+\sigma_{01}-\sigma_{0p}}\cdot e^{-(\sigma_{10}+\sigma_{1p}+\sigma_{01})nx}\right) \tag{22}$$

Отметим, что если в решениях (16) и (21) пренебречь сечениями рассеяния, то они автоматически переходят в решения, получен-

ные, например, в работе /15/ без учета процессов рассеяния.

Расчет коэффициентов зарядового преобразования

Из (11) и (21) находим выражения для коэффициентов зарядового преобразования для перезарядной (обдирочной) камеры

$$K_{10(01)}=\frac{J_{0(1)}(x)}{J_{1(0)}}=\frac{\sigma_{10(01)}}{\sqrt{\beta^2-4\gamma}}\cdot\left(e^{-\frac{\beta-\sqrt{\beta^2-4\gamma}}{2}nx}-e^{-\frac{\beta+\sqrt{\beta^2-4\gamma}}{2}nx}\right) \tag{23}$$

Из этого выражения видно, что $K_{10(01)}\to 0$, как при $nx\to 0$, так и при $nx\to\infty$.

Для малых толщин газовой мишени nx, для которых $\frac{\beta\pm\sqrt{\beta^2-4\gamma}}{2}nx\ll 1$, $K_{10(01)}\simeq\sigma_{10(01)}\cdot nx$.

Запишем в качестве примера выражение для коэффициента преобразования для случая I:

$$K_{10(01)}=\frac{\sigma_{10(01)}}{\sigma_{10}+\sigma_{1p}+\sigma_{01}-\sigma_{0p}}\cdot\left(e^{-\sigma_{0p}\cdot nx}-e^{-(\sigma_{10}+\sigma_{1p}+\sigma_{01})nx}\right) \tag{24}$$

Исследуя (23) на экстремум, который как легко понять, будет соответствовать максимуму K, находим оптимальную толщину $(nx)^*$ газовой мишени в камерах:

$$(nx)^*=\frac{\ln\frac{\beta+\sqrt{\beta^2-4\gamma}}{\beta-\sqrt{\beta^2-4\gamma}}}{\sqrt{\beta^2-4\gamma}} \tag{25}$$

При этом максимальное значение коэффициента K^* будет равно:

$$K^*_{10(01)} = \frac{\sigma_{10(01)}}{\sqrt{\beta^2-4\gamma}}\cdot\left(\frac{\beta-\sqrt{\beta^2-4\gamma}}{\beta+\sqrt{\beta^2-4\gamma}}\right)^{\frac{\beta}{2\sqrt{\beta^2-4\gamma}}}\cdot$$

$$\cdot\left(\sqrt{\frac{\beta+\sqrt{\beta^2-4\gamma}}{\beta-\sqrt{\beta^2-4\gamma}}}-\sqrt{\frac{\beta-\sqrt{\beta^2-4\gamma}}{\beta+\sqrt{\beta^2-4\gamma}}}\right) \qquad (26)$$

Для случая I $(nx)^*$ и K^* будут равны, соответственно:

$$(nx)^* = \frac{\ln\frac{\sigma_{10}+\sigma_{1p}+\sigma_{01}}{\sigma_{0p}}}{\sigma_{10}+\sigma_{1p}+\sigma_{01}} = \frac{1}{\sigma_{0p}}\cdot\frac{\ln R}{R-1} = \frac{1}{\sigma_{0p}}\cdot f_1(R), \qquad (27)$$

где $R = \dfrac{\Sigma\sigma}{\sigma_{0p}} = \dfrac{\sigma_{10}+\sigma_{1p}+\sigma_{01}}{\sigma_{0p}}$.

$$K^*_{10(01)} = \frac{\sigma_{10(01)}}{\Sigma\sigma}\cdot\left(\frac{\sigma_{0p}}{\Sigma\sigma}\right)^{\frac{\sigma_{0p}}{\Sigma\sigma-\sigma_{0p}}} = \frac{\sigma_{10(01)}}{\Sigma\sigma}\cdot R^{\frac{1}{1-R}} = \frac{\sigma_{10(01)}}{\Sigma\sigma}\cdot f_2(R).$$

Графики функций $f_1(R) = \dfrac{\ln R}{R-1}$ и $f_2(R) = R^{\frac{1}{1-R}}$ показаны на рис. 2.

Сравнение приведенного расчета с экспериментом сильно затруднено тем, что еще не известны многие сечения для большинства пар сталкивающихся частиц в том диапазоне их энергий, в котором обычно производится, например, калибровка обдирочной камеры /3,6/, хотя качественно ход зависимости $K(nx)$ описывается правильно. Поэтому может оказаться более целесообразной обратная задача – оценка величины неизвестных сечений по данным, полученным при калибровке камер. Однако, при этом нужно помнить, что в общем случае мы имеем дело с упругим и

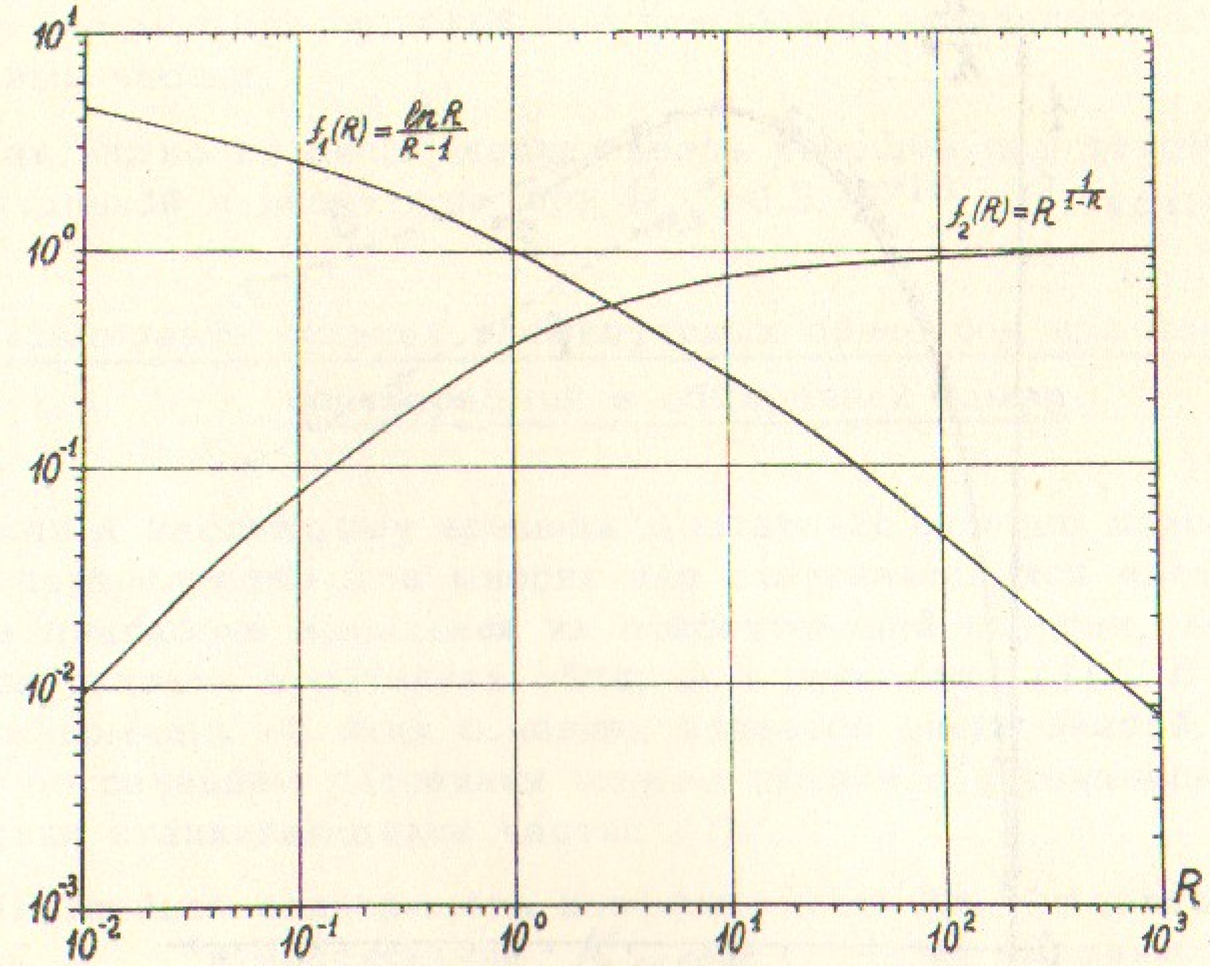

Рис. 2. Графики функций $f_1(R) = \dfrac{\ln R}{R-1}$ и $f_2(R) = R^{\frac{1}{1-R}}$

неупругим рассеянием, и, если перезарядку частиц с рассеянием на угол, больший среднего апертурного, обычно не нужно учитывать, то для процесса обдирки приходится это делать, так как он идет с заметным рассеянием /7/. Таким образом, под сечением рассеяния σ_p в общем случае нужно понимать сумму сечений упругого и неупругого рассеяния.

Кроме того, необходимо отметить, что приведенный расчет справедлив для условий однократного рассеяния, и для условий многократного рассеяния его можно рассматривать лишь как некоторое приближение.

В качестве примера на рис. 3 показаны расчетная и экспериментальная зависимость $K_{01}(nx)$ для атомов водорода с энергией 5 кэв в обдирочной камере, наполняемой воздухом и имеющей средний апертурный угол $\alpha = 5{,}6\cdot10^{-3}$ радиан. Сравнение

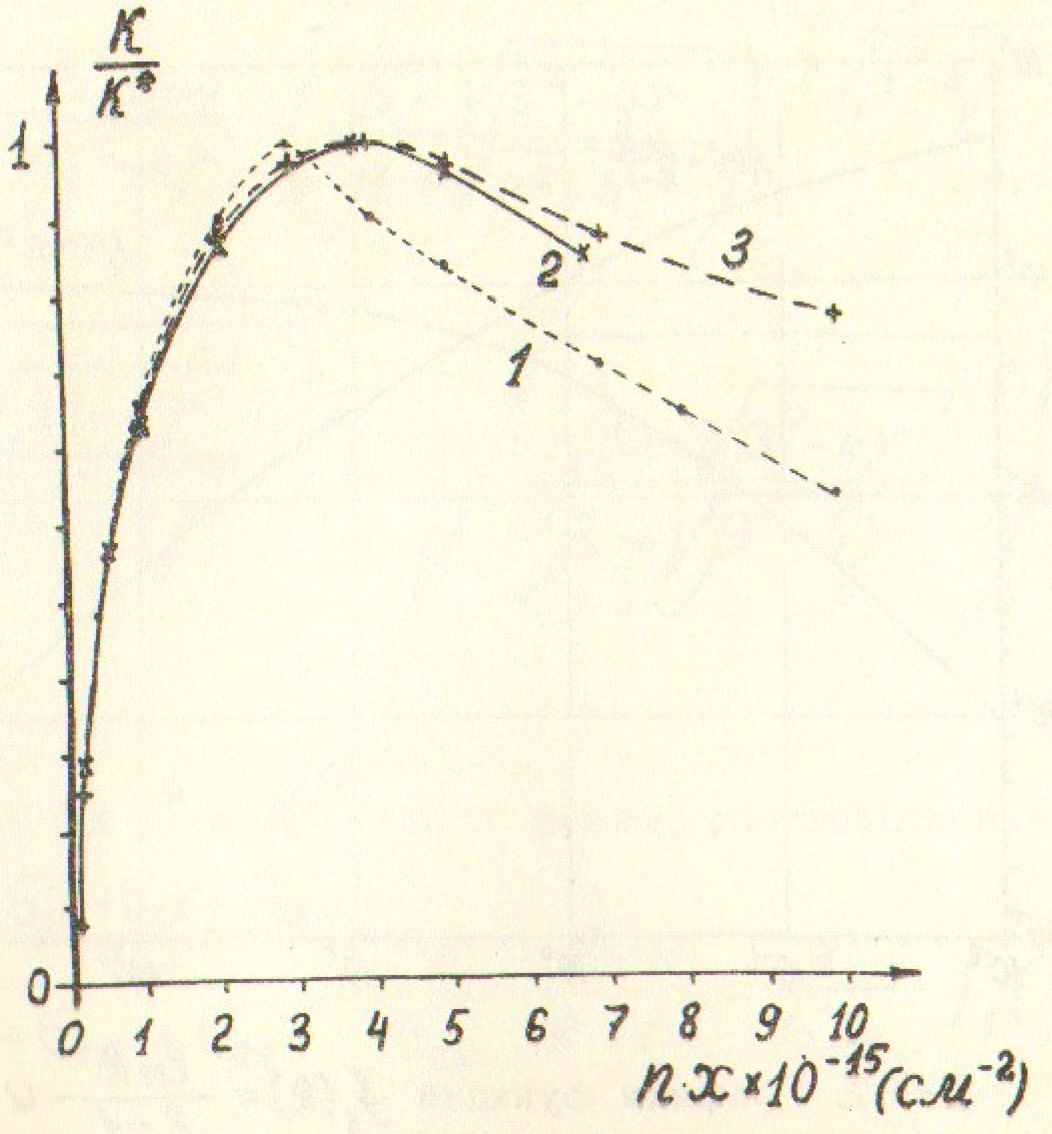

Рис.3. Сравнение расчетной (1 - $\sigma_{op}=10^{16}$ см$^{+2}$, 3 - σ_{op} = $=0{,}5.10^{-16}$ см^2) и экспериментальной (2) зависимости K_{01}/K^*_{01} для атомов водорода с энергией 5 кэв в обдирочной камере с α $=5{,}6.10^{-3}$ радиан,наполненной воздухом.

делается для коэффициентов преобразования, нормированных на свою максимальную величину.

Для расчёта были взяты сечения перезарядки и обдирки атомов водорода в азоте:

$\sigma_{10}=8.10^{-16}$ см$^{+2}$ /8/ и $\sigma_{01}=0{,}32.10^{-16}$ см^2 /9/ на атом мишени. З-начения этих сечений, полученные в работе /10/, по-видимому, меньше соответствуют действительности, так как дают максимальное значение коэффициента преобразования K^*_{01}, на порядок

превышающее получаемое в эксперименте, что трудно объяснить, например, возможной ошибкой при измерении эквивалентного тока нейтральных частиц.

Как видно из рис.3, наблюдается хорошее соответствие экспериментальной и расчетной (при σ_{op} $=0{,}5.10^{-16}$ см^2) кривых.

Измерение сечений элементарных процессов при помощи перезарядной и обдирочной камер

Если к настоящему времени достаточно хорошо известны сечения переразрядки для многих пар сталкивающихся частиц в широком диапазоне изменения их относительной энергии, то этого нельзя сказать о сечениях обдирки и рассеяния /11/. В то же время информация об этих сечениях является очень ценной. В частности, по сечениям рассеяния можно судить о потенциале взаимодействия сталкивающихся частиц /12/.

Нелинейная зависимость коэффициентов преобразования $K_{10(01)}$ и пропускания $K_{11(00)}$ от толщины газовой мишени в камерах дает возможность измерить эти сечения. При постановке соответствующего эксперимента необходимо помнить, что к настоящему времени еще нет достаточно надежного и точного метода измерения эквивалентного тока нейтральных частиц. Поэтому и в расчётах приходится избегать тех величин ($K_{10(01)}$), для которых необходимо абсолютное значение эквивалентного тока нейтральных частиц.

Для определенности рассмотрим случай I. Складывая (15) и (22), получим следующее выражение:

$$K_{11}+K_{00}=\frac{J_1}{J_1^0}+\frac{J_0}{J_0^0}=e^{-\sigma_{op}\cdot nx}+e^{-(\sigma_{10}+\sigma_{1p}+\sigma_{01})nx}$$

Так как показатели экспонент резко отличаются по величине друг от друга, то при малых nx спад $K_{11}+K_{00}$ будет, в основном, определяться экспонентной с бо́льшим показателем, а при больших nx -с ме́ньшим. Строя зависимость $\ln(K_{11}+K_{00})= =f(nx)$, по её наклону при малых и больших nx можно определить σ_{op} и $\Sigma\sigma=\sigma_{10}+\sigma_{1p}+\sigma_{01}$. Полученные значения сечений должны удовлетворять выражению (27) для определяемой на опыте оптимальной толщины (nx)* газовой мишени.

Помещая обдирочную камеру в достаточно сильное поперечное электрическое или магнитное поле, по её коэффициенту пропускания $K_{00} = \frac{J_0}{J_0^\circ} = e^{-(\sigma_{01}+\sigma_{0p})nx}$ легко найти сумму сечений $\sigma_{01}+\sigma_{0p}$. Далее, используя известные сечения перезарядки, из $\Sigma\sigma$ находим σ_{1p}.

К сожалению, анализ точности метода в общем виде провести трудно, однако всегда есть возможность проверить результат, подставив полученные значения сечений в одно из выражений для коэффициентов пропускания $K_{11(00)}$.

Литература

1. В.В.Афросимов, Б.А.Иванов, А.И.Кисляков, М.П.Петров. ЖТФ, 36, 89(1966).
2. Н.И.Алиновский, Ю.Е.Нестерихин. ПТЭ, 5, 41 (1968).
3. В.В.Афросимов, И.П.Гладковский, Ю.С.Гордеев, И.Ф.Калинкевич, Н.В.Федоренко. ЖТФ, 30, 1456 (1960).
4. Н.И.Алиновский, В.Г.Еселевич, Н.А.Кошилев, Р.Х.Куртмуллаев. Измерение энергетического спектра ионов в плазме, нагретой ударной волной. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 246, Новосибирск, 1968.
5. О.В.Козлов, А.М.Родин, В.Д.Русанов, Ю.А.Скобло, А.В.Чернетский. В сборнике "Диагностика плазмы". Госатомиздат, М., 1963.
6. H.H. Fleischmann, R.G. Tuckfield. Sensitivity of a stripping analyzer. Nuclear fusion. 8, 81(1968).
7. Н.В.Федоренко. УФН, 68, 481 (1959).
8. H.B. Gilbody, J.B. Hasted. Proc. Roy. Soc. A 238, 334, (1956).
9. Я.М.Фогель, В.А.Анкудинов, Д.В.Пилиппенко, Н.В.Тополя. ЖЭТФ; 34, 579, (1958).
10. P.M. Stier, C.F. Barnett. Phys. Rev. 103, 896(1956)
11. Атомные и молекулярные процессы. Под редакцией Д.Бейтса. "Мир", М., 1964.
12. Ю.Н.Беляев, В.Б.Леонас. ДАН СССР, 173, 306 (1967).

Ответственный за выпуск АЛИНОВСКИЙ Н.И.
Подписано к печати 12.5.69.
Усл. 0,7 печ.л., тираж 250
Заказ 305 , бесплатно

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР, гв