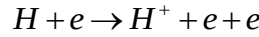


Лекция 10. Возбуждение и ионизация электронным ударом

Цель. Описать методы определения сечений возбуждения и ионизации электронным ударом

Рассмотрим неупругое столкновение атома и электрона, когда свободный электрон, обладающий достаточной энергией, выбивает связанный электрон из атома. Этот элементарный процесс получил название *ионизации атома электронным ударом* (на примере атома водорода):



Прежде всего следует определить сечение процесса. Для этого рассмотрим столкновение двух электронов, один из которых является связанным (можно считать покоящимся). Снова воспользуемся приближением далеких пролетов. Вычислим энергию ε , которую приобретет связанный электрон после столкновения. Обозначая через w_y ускорение атомного электрона в направлении, перпендикулярном к скорости налетающего электрона, а через v_y его скорость в том же направлении, имеем

$$w_{y\perp} = \frac{e^2}{m} \frac{b}{(b^2 + v_0^2 t^2)}, \quad (10.1)$$

$$v_y = \frac{e^2}{m} \int_{-\infty}^{\infty} w_y dt = \frac{2e^2}{mv_0 b}, \quad (10.2)$$

$$\varepsilon = \frac{mv_y^2}{2} = \frac{2e^4}{mv_0^2 b^2} = \frac{e^4}{Wb^2}, \quad (10.3)$$

где b - прицельный параметр, $W = mv_0^2/2$ - энергия налетающего электрона. Из уравнения (8.3) найдем

$$b^2 = \frac{e^4}{W\varepsilon},$$

Что дает для дифференциального сечения рассеяния следующее соотношение

$$dq = q(\theta)d\theta = |2\pi b db| = \frac{\pi e^4}{W\varepsilon^2} d\varepsilon. \quad (10.4)$$

Атом будет ионизован, если энергия ε , переданная атомному электрону, превысит потенциал ионизации I (пороговая реакция). С другой стороны, ясно, что ε не может быть больше, чем энергия налетающего электрона, т.е. $I \leq \varepsilon \leq W$. Интегрируя дифференциальное сечение ионизации $d\sigma$ в пределах от I до W , найдем полное сечение ионизации σ_i ,

$$\sigma_i = \frac{\pi e^4}{W^2 I} (W - I). \quad (10.5)$$

Эта формула называется формулой Томсона. Максимальное сечение достигается при $W \approx 2I$ и приближенно равна $\sigma_{\max} \approx \pi e^4 / 4I^2 = \pi a_B^2 \approx 10^{-16} \text{ cm}^2$. Полученная формула довольно точно отражает характер зависимости σ_i от энергии налетающего электрона, в частности, из нее следует, что при больших энергиях $\sigma_i \propto W^{-1}$, поскольку эффективное время взаимодействия уменьшается и вероятность ионизации стремится к нулю. Квантовая теория предсказывает более медленное убывание сечения ионизации, $\sigma_i \propto \ln(W)/W$ при $W \gg I$, и лучше согласуется с экспериментальными данными.

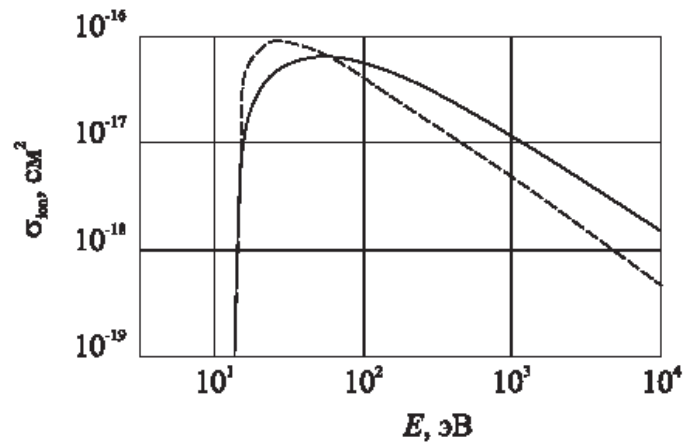
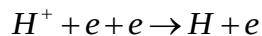


Рисунок 10.1 Сечение ионизации атома водорода электронным ударом. Сплошная линия – экспериментальное сечение, пунктирная – вычисленное по формуле Томсона.

В лекции 2 было получено уравнение Саха, позволяющее определить число частиц разного сорта в единице объема для случая, когда плазма находится в состоянии термодинамического равновесия и когда роль всех других каналов, приводящих к изменению числа частиц, за исключением реакций ионизации и рекомбинации при столкновении атомов (ионов) с электронами, пренебрежимо мала. В общем случае состав плазмы определяется на основе так называемых уравнений *кинетики ионизации*. Эти уравнения описывают скорость изменения числа частиц (рост или убыль), находящихся в определенном состоянии (свободном, связанном и т.д.), вследствие тех или иных реакций. Так скорость роста числа электронов в единице объема в результате ионизации атома электронным ударом описывается уравнением

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e n_a \langle \sigma_i v_e \rangle,$$

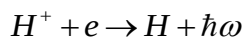
где скобки означают усреднение по распределению электронов. Если электронов становится много, начинает играть роль обратный процесс *тройной рекомбинации*, который состоит в том, что когда два электрона сталкиваются с ионом, один из них садится на уровень дискретного спектра, а второй улетает, унося выделившуюся энергию:



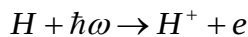
Число столкновений электронов в единице объема равно $n_e^2 \langle \sigma_* v_e \rangle$, где σ_* - соответствующее сечение. Однако к рекомбинации приводят только столкновения вблизи иона, в области, где потенциальная энергия взаимодействия с ионом порядка кинетической энергии электронов. Вероятность таких столкновений пропорциональна $n_i V_*$ (V_* - объем рекомбинации). Тогда число столкновений, приводящих к рекомбинации, будет $\beta n_e^2 n_i$, где $\beta = V_* \langle \sigma_* v_e \rangle$ - константа скорости рекомбинации, зависящая от температуры электронов. Таким образом, скорость изменения числа электронов в единице объема равна

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e n_a \langle \sigma_i v_e \rangle - \beta n_e^2 n_i \quad (10.6)$$

Существует и другой канал рекомбинации – *фоторекомбинация*:



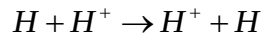
Обратный ему процесс называется *фотоионизацией*



В общем случае в уравнение кинетики ионизации должны входить вклады от всех процессов, приводящих к изменению числа электронов. Если система переходит в

состояние термодинамического равновесия, то в этом случае процессы, приводящие к росту и убыли частиц, компенсируют друг друга и дают равновесный состав.

Упомянем еще один важный элементарный процесс в плазме – *резонансную перезарядку*. Он состоит в том, что атом, пролетая вблизи иона того же элемента, передает ему свой электрон:



Если атом был быстрый, а ион медленный, то в результате получится быстрый ион и медленный атом. Поскольку в этом процессе электрон переходит с атомного уровня на такой же атомный уровень у другого ядра, то процесс носит резонансный характер, а сечение его очень велико. При сравнительно низкой энергии сталкивающихся частиц оно примерно в 20 раз больше площади поперечного сечения атома πa_B^2 . Если относительная скорость атома и иона превышает скорость вращения электрона в атоме $v_a = \sqrt{2I/m}$, резонансный характер взаимодействия теряется, а сечение перезарядки быстро уменьшается с ростом энергии.

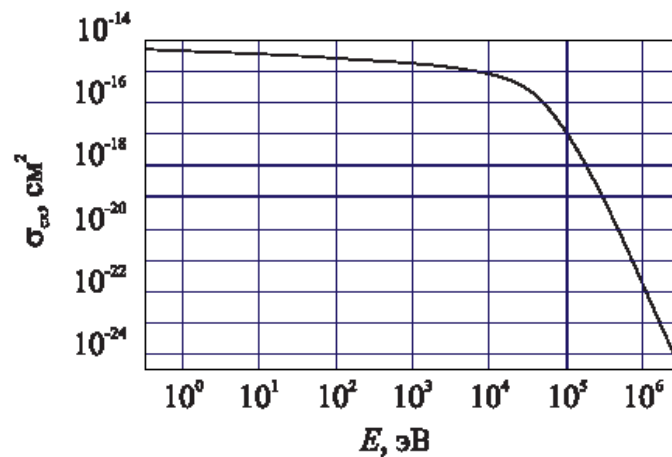


Рисунок 10.2 Сечение резонансной перезарядки атома водорода на ионе водорода в зависимости от энергии налетающего атома в расчете на один нуклон.

Процесс резонансной перезарядки используется в установках термоядерного синтеза для нагрева плазмы атомными пучками. В самом начале, когда стали решать проблему разогрева плазмы до термоядерных температур, возникла идея использовать пучок быстрых частиц для запуска в магнитные ловушки с плазмой. Естественным решением было ускорение заряженных частиц электрическим полем. Однако, заряженным частицам оказалось трудно попасть в хорошую магнитную ловушку и поэтому решено было ускоренные ионы водорода пропускать через перезарядочную камеру, содержащую атомы водорода. Здесь происходит резонансная перезарядка и теперь уже пучок быстрых атомов собирается на выходе из перезарядочной камеры и по специальному атомопроводу направляется в термоядерную установку для нагрева плазмы.

Литература:

1. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.
2. Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. М.: Мир. 1976.
3. Гиршфельдер Д., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: ИЛ. 1961.
4. Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа. М.: Наука, 1978.
5. Мэзон Е., Вандерслайс Дж. Атомные и молекулярные процессы. п.р. Бейтса. М.:Мир, 1964.

6. Месси Г., Бархоп Е. Электронные и ионные столкновения. М., 1971.
7. Ландау Л.Д, Лифшиц Е.М.. Квантовая механика. М.: Наука,1974.
8. Смирнов Б.М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М.: Атомизд., 1968.
9. Эбелинг В., Крефт В., Кремп Д. Теория связанных состояний и ионизационного равновесия в плазме и твердом теле 1979г., с.50-52.