

СЕЧЕНИЕ НЕУПРУГИХ СОУДАРЕНИЙ He-He* ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ ГАЗА

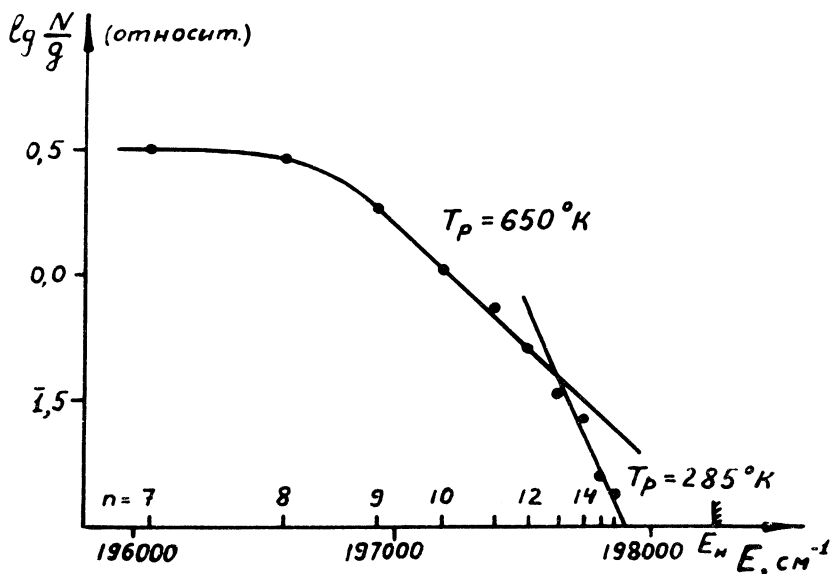
В. Н. Колесников

В работе /1/ отмечалось, что в плазме аномального тлеющего разряда в гелии при давлении $\sim 0,5$ тор наблюдается весьма своеобразное распределение заселенностей возбужденных уровней, позволяющее определять величину сечений неупругих столкновений электронов с высоковозбужденными атомами. В настоящей работе показано, что имеется также принципиальная возможность определять сечения неупругих столкновений высоковозбужденных атомов с атомами.

Эксперимент проводился на той же установке, что и в работе /1/. Аномальный тлеющий разряд зажигался в трубке диаметром 6 см и длиной 20 см с игольчатым катодом при напряжении 1,5 кв; разрядный ток равнялся 6 ма, давление He составляло 0,3 тор. Конструкция трубки была аналогична применявшейся в /2/. Наблюдение велось параллельно оси разрядной трубки на расстоянии половины радиуса от оси. В этой зоне плазма была достаточно однородна; температура электронов T_e здесь ниже, чем в осевой зоне. Были измерены абсолютные интенсивности 70 линий HeI, по ним определены заселенности уровней с $n = 3 \div 16$. Оказалось, что распределение заселенностей уровней с квантовыми числами $n \leq 7$ очень хорошо подчиняется закону $E_n^{3/2}$. Следовательно, эти заселенности определяются полностью тушащими столкновениями, и их распределение не зависит от величины сечений (см. /3/). Однако на заселенности уровней

с $n > 8$ оказывают уже существенное влияние и процессы возбуждения. На рисунке приведены заселенности уровней с $n = 7+16$, усредненные по 10 измерениям. При низких n наблюдается переход к зависимости $n^{3/2}$; при $n \geq 9$ есть две четко разделенные точкой излома области квазибольцмановских распределений с температурами распределений $650 \pm 100^\circ\text{K}$ ($n = 9+12$) и $285 \pm 85^\circ\text{K}$ ($n = 13+16$). Первую из этих температур в соответствии с зондовыми измерениями /2/ можно трактовать как температуру электронов T_e , а вторую, по-видимому, как температуру газа T_a . В работе /1/ эта вторая область не наблюдалась вследствие более высоких значений N_e и T_e в осевой зоне. Если вторая область действительно определяется столкновениями He-He^* , то в этом случае точка излома соответствует равенству эффективности неупругих столкновений возбужденных атомов с электронами и атомами и поэтому ее положение (т.е. соответствующее n) оказывается довольно чувствительным к величине N_e/N_a и T_e/T_a .

Рассмотрим распределения заселенностей в "водородном" приближении, т.е. будем считать, что главное квантовое число n' , соответствующее точке излома, достаточно велико. Так как сечение возбуждения $\langle \sigma_{n', n'+1}^v \rangle$ в данном случае более чем на порядок превышает сечение ионизации $\langle \sigma_{n', k}^v \rangle$ и почти на порядок превышает сечение возбуждения $\langle \sigma_{n', n'+2}^v \rangle$ (усредненные сечения мы рассчитывали по аппроксимационным формулам, приведенным в /4/), то можно считать, что основной поток электронов в пространстве энергий в окрестности уровня n' обусловлен переходами между соседними уровнями. Эти переходы, в свою очередь, обусловлены только неупругими столкновениями атомов с электронами и тяжелыми частицами, а радиационные процессы дают пренебрежимо малый вклад, так как $n' > n^*$ (n^* - означает так наз. "узкое место"). В случае больцмановского распределения заселенностей уровней суммарный поток через них ра-



Р и с. 1. Распределение заселенностей $3D$ -уровней атомов гелия.

вен нулю, причем имеет место детальное равновесие прямых и обратных процессов. "Излом" нарушает детальное равновесие, но суммарный поток должен равняться нулю и в точке излома, если ниже уровня n' распределение заселенностей является также больцмановским (но уже не с газовой, а с электронной температурой). Стационарное уравнение баланса для уровня n' запишем в виде (опуская индекс')

$$\Phi_{n-1,n} + \Phi_{n+1,n} + \Phi_{n,n+1} + \Phi_{n,n-1} = 0, \quad (1)$$

где $\Phi_{n-1,n}$ - поток с уровня $n-1$ на уровень n

$$\begin{aligned} \Phi_{n-1,n} &= N_{n-1} \left[N_e \langle \sigma_{n-1,n}^e v_e \rangle + N_a \langle \sigma_{n-1,n}^a v_a \rangle \right] = \\ &= \Phi_{n-1,n}^e + \Phi_{n-1,n}^a. \end{aligned} \quad (2)$$

Аналогично записываются другие потоки. Учитывая, что $\Phi_{n-1,n}^e = -\Phi_{n,n-1}^e$ и $\Phi_{n+1,n}^a = -\Phi_{n,n+1}^a$, из (1) и (2) окончательно получим

$$\langle \sigma_{n,n-1}^a v_a \rangle = \langle \sigma_{n,n+1}^e v_e \rangle \frac{N_e}{N_a} \left[1 + \frac{6E_H}{n^4 k\theta} \frac{1}{\exp\left(\frac{\Delta E_{n,n+1}}{k\theta}\right) + 1} \right], \quad (3)$$

где $1/\theta = 1/T_a - 1/T_e$. При $T_e \rightarrow T_a$ ($\theta \rightarrow \infty$) для уровня n' детальное равновесие восстанавливается и "излом" пропадает; соотношение между сечениями σ^a и σ^e может быть произвольным. При $kT_e \gg kT_a \sim \Delta E_{n,n+1}$ ионизационное равновесие группы верхних уровней со свободными электронами при низких плотностях N_e обычно не устанавливается, при этом отсутствует детальное равновесие для всех уровней ниже n' и становится неприменимым уравнение (1). Другими словами, оптимальные условия применимости данного метода определения $\langle \sigma^a v_a \rangle$ соответствуют лишь небольшому (в 2-5 раз) превышению T_e над T_a . Второе слагаемое

в квадратных скобках в (3) обычно $\ll 1$. В этом случае с погрешностью менее 10%

$$\langle \delta_{n,n-1}^a v_a \rangle = \langle \delta_{n,n+1}^e v_e \rangle N_e / N_a. \quad (4)$$

В условиях нашего эксперимента соотношение заселенностей подуровней атомов гелия с различными числами l при $n > 10$ не сильно отличается от больцмановского. Это дает основания полагать, что формула (4) с точностью до множителя порядка 1 будет верна и для 3D -уровней гелия при больших n , измеренные заселенности которых приведены на рисунке. Оценки N_e , сделанные по абсолютным заселенностям возбужденных уровней в приближении Саха-равновесия, дают величину $N_e \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, а так как $N_a \approx 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, то, считая распределения частиц по скоростям максвелловскими и $\langle \delta_{n,n-1}^a v_a \rangle \approx \delta(\bar{v}) \cdot \bar{v}$, получим $\delta_{13,12}^a \approx 7 \cdot 10^{-4} \cdot \delta_{13,14}^e$ при $\bar{v}_e = 1,3 \cdot 10^2 \bar{v}_a$. Подставляя значение $\delta_{13,14}^e \sim 10^{-11} \text{ см}^2$ в соответствии с /5/, для атом-атомного сечения получаем окончательно: $\delta_{13,12}^a \sim 10^{-14} \text{ см}^2$.

Поступила в редакцию
13 мая 1971 г.
После переработки
15 июня 1971 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Г. Егоров, В. Н. Колесников. Препринт ФИАН № 125 (1970).
2. К. В. Persson. J. Appl. Phys., 36, 3086 (1965).
3. В. С. Воробьев. ЖЭТФ, 51, 327 (1966).
4. H. W. Drawin. Collision and Transport Cross-Section. Rept. N°EUR-CEA-FC-383 (1967).
5. L. P. Presnjakov. A. M. Urnov. J. Phys., B3, 1267 (1970); Доклад на УИ1 Междунар. коллоквиуме по электронным и атомным столкновениям. Амстердам, 1971 г.