

ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ РЕЛАКСАЦИИ УРОВНЕЙ ИОНОВ В ПЛАЗМЕ

Ю.К.Земцов, С.Сложковский, В.Староста

Заселенность уровней атомов и ионов в равновесной плазме определяется формулами Больцмана и Саха. В том случае, когда равновесие отсутствует, заселенность уровней можно найти, решая систему уравнений, описывающих баланс частиц для каждого состояния (см. [1]). Коэффициентами таких уравнений являются скорости различных столкновительных и радиационных процессов: возбуждение и ионизация электронным ударом, удары второго рода и тройная рекомбинация, спонтанное излучение и фоторекомбинация, фотопоглощение и индуцированное излучение (в линиях и в сплошном спектре).

При определенных условиях (низкие температуры и высокие концентрации) в процессе установления равновесия может играть роль еще один механизм релаксации заселенностей. Этот механизм связан с наличием автоионизационных уровней и поэтому существенен только для ионов.

Рассмотрим конкретный пример. Пусть нас интересует скорость, с которой разрушается уровень иона He II с главным квантовым числом $n = 2$

(см. рис.1). Будем рассматривать только те процессы, которые приводят к переходу $n=2 \rightarrow n=1$. В довольно широком интервале значений электронных концентраций N и температур T спонтанное излучение ($A = 7,5 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}$) преобладает над ударами второго рода. Однако, радиационный распад не является единственным каналом разрушения состояний $n=2$. При низких температурах и высоких концентрациях с большой вероятностью происходит захват свободного электрона (рекомбинация) на автоионизационные уровни. Автоионизационные уровни короткоживущи. Они распадаются безызлучательным путем за времена, на много порядков меньшие времен жизни по отношению к соответствующим спонтанным переходам. Поэтому рекомбинация на автоионизационные уровни приводит к переходу $n=2 \rightarrow n=1$. Таким образом, открывается еще один канал распада состояний с $n=2$.

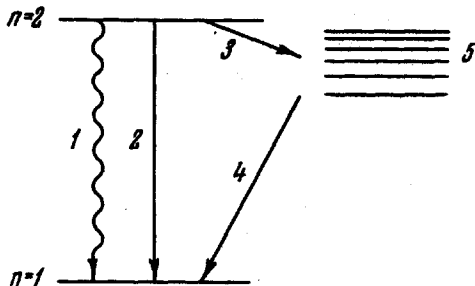


Рис.1. Различные каналы распада уровня $n=2$ водородоподобного иона: 1 – спонтанное излучение, 2 – удары второго рода, 3 – рекомбинация на автоионизационные уровни, 4 – автоионизация, 5 – автоионизационные уровни

Проведем количественные оценки. Вероятность спонтанного перехода с некоторого уровня водородоподобного иона на все нижележащие уровни равна [2]

$$A = \frac{1,66 \cdot 10^{10} \cdot Z^4}{n^{9/2}}, \quad (1)$$

где Z – заряд ядра, n – главное квантовое число уровня. Эта формула выведена в предположении, что $n \gg 1$. Однако, она оказывается достаточно точной и для малых n .

Коэффициент рекомбинации на автоионизационные уровни для рассматриваемой области электронных концентраций и температур можно определить по формуле [3]

$$\alpha = \frac{4\pi^{3/2} \sqrt{2} e^{10} L(Z-1)^3 N}{9m^{1/2} T^{9/2}}, \quad (2)$$

где L – кулоновский логарифм, e и m – заряд и масса электрона.

Сравнивая формулы (1) и (2), находим, что при концентрациях, больших некоторой критической

$$N > N_{\text{крит}} \approx \frac{10^{18}}{\sqrt{L}} \frac{Z^2}{(Z-1)^{3/2}} \left(\frac{T_{\text{эВ}}}{n}\right)^{9/4} \text{ см}^{-3}, \quad (3)$$

рекомбинация на автоионизационные уровни преобладает над радиационным распадом (см. рис.2). Величина $N_{\text{крит}}$ слабо зависит от заряда ядра. Множитель $Z^2/(Z-1)^{3/2}$ для $2 \leq Z \leq 10$ меняется в пределах от 3 до 4.

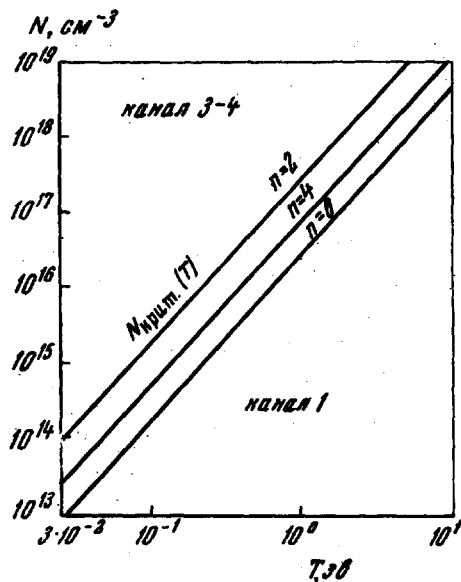


Рис.2. Области преимущественного распада уровня n водородоподобного иона ($Z = 2$) по различным каналам (см. рис.1)

С увеличением главного квантового числа n рассматриваемый эффект усиливается.

Рекомбинация на автоионизационные уровни в основном приводит к переходам $n \rightarrow n-1$. Это связано с тем, что автоионизация происходит преимущественно на близлежащий уровень. Вероятность автоионизации имеет величину порядка 10^{14} сек^{-1} и слабо зависит от заряда Z . С ростом n автоионизация убывает, однако, гораздо медленнее, чем спонтанное излучение. Например, вероятность автоионизации с самого нижнего автоионизационного уровня на уровень $n-1$ меняется приблизительно как n^{-1} . Таким образом, с увеличением главного кванто-

вого числа относительная роль автоионизации возрастает. Однако, для очень высоких уровней она может быть значительно ослаблена за счет резонансного захвата электрона ионом, находящимся в состоянии $n-1$.

Указанный эффект следует учитывать при рассмотрении кинетики заселения уровней ионов в условиях быстрого охлаждения электронов. Такие условия представляют интерес для некоторых приложений квантовой радиофизики: [4].

Авторы выражают благодарность за полезные обсуждения и ценные указания Л.И.Гудзенко и В.А.Абрамову.

Научно-исследовательский институт
ядерной физики
Московского
государственного университета
им. М.В.Ломоносова

Поступило в редакцию
21 ноября 1967 г.
После переработки
29 декабря 1967 г.

Литература

- [1] D.R.Bates, A.E.Kingston, R.W.P.Mc Whirter. Proc. Phys. Soc., A267, 297; A270, 155, 1962.
- [2] Г.Бете, Э.Солпитер. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. Физматгиз, М., 1960.
- [3] В.А.Абрамов, Б.М.Смирнов. Оптика и спектроскопия. 21, 19, 1966.
- [4] Б.Ф.Гордиец, Л.И.Гудзенко, Л.А.Шелепин. Препринт ФИАН СССР, № 29, 1967.

ОЦЕНКА ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ СУБКОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ФОНА

В.Г.Курт, Р.А.Сюняев

Перезарядка протонов субкосмических лучей на межзвездном водороде с захватом электрона в состояние $2p$ должна приводить к излучению квантов L_a со сдвинутой в результате доплер-эффекта длиной волны. Измерения потока излучения от Млечного Пути в диапазоне волн $\lambda=1225-1340 \text{ \AA}$ ($F = 3 \cdot 10^{-7} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$), произведенные на космических станциях "Венера" [1], дали возможность найти верхнюю границу плотности энергии субкосмических лучей с энергией 25-100 кэв ($w_1 < 5 \cdot 10^{-3} \text{ эв/см}^3$) и оценить ее вплоть до энергий порядка 1 Мэв .

Если N_H — плотность межзвездного водорода, $n(E)$ — плотность субкосмических частиц с данной энергией, σ — сечение процесса, в резуль-