

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

АВГУСТ, 1977

ВЫПУСК 3

К РАСЧЕТУ НАСЕЛЕННОСТЕЙ УРОВНЯ $2S$ АТОМА ВОДОРОДА В ПЛАЗМЕННОЙ СРЕДЕ

Е. Б. КЛЕЙМАН, И. М. ОПРИНГЕЛЬ

Поступила 10 мая 1976

Пересмотрена 3 декабря 1976

Проведен расчет населенностей второго уровня атома водорода, находящегося в турбулентной плазменной среде. Показано, что двухквантовый $2S-1S$ переход, идущий с излучением плазмона, может существенно влиять на наблюдаемую интенсивность непрерывного излучения.

Как в лабораторной, так и в космической плазме обычно присутствуют нейтральные атомы и ионы, излучение которых позволяет получать важную информацию о различных параметрах среды. Существенным при этом (в отличие от вакуума) является то обстоятельство, что из-за наличия в плазме большого числа различных мод колебаний, здесь появляется возможность для таких процессов излучения, в которых наряду с обычными фотонами принимают участие и кванты среды (например, плазмоны). Как известно, плазменная среда часто может приходить в турбулентное состояние, и в этом случае существенными становятся индуцированные процессы, сопровождающиеся излучением плазменных волн.

Рассмотрение эффектов, возникающих с учетом указанных процессов излучения показало, что последние особенно эффективны в случае запрещенных атомных переходов (см., например, [1—3]), когда одноквантовое излучение сильно запрещено правилами отбора, и наиболее вероятными становятся процессы двухквантового излучения, в которых один из излучаемых квантов является обычным фотоном, в второй — плазмоном.

Анализ возможностей фотон-плазмонных процессов, проведенный в частности, применительно к переходу $2S_{1/2} - 1S_{1/2}$ позволяет в настоящее время более детально исследовать проблему расчета населенностей метастабильного уровня атома водорода в турбулентной плазменной среде.

1. Для нахождения населенностей подуровней второго уровня необходимо составить и решить уравнения стационарности [4]. Первоначально будем считать, что возбуждение атомов происходит при фотоионизациях и последующих рекомбинациях. Кроме того, принимая во внимание сказанное выше, учтем фотон-плазмонный $2S-1S$ переход. Система уравнений стационарности в этом случае имеет вид:

$$n_{2S}(A_{2S, 1S} + C_{2S, 2P}) = x_1 R + n_{2P_{1/2}} C_{2P_{1/2}, 2S} + n_{2P_{3/2}} C_{2P_{3/2}, 2S},$$

$$n_{2P_{3/2}} \left(\frac{A_{2P_{3/2}, 1S}}{N_1} + C_{2P_{3/2}, 2S} \right) = x_2 R + n_{2S} C_{2S, 2P_{3/2}}, \quad (1)$$

$$n_{2P_{1/2}} \left(\frac{A_{2P_{1/2}, 1S}}{N_2} + C_{2P_{1/2}, 2S} \right) = x_3 R + n_{2S} C_{2S, 2P_{1/2}}.$$

Здесь n_{2S} , $n_{2P_{3/2}}$, $n_{2P_{1/2}}$ — населенности соответствующих подуровней второго уровня, $A_{2S, 1S}$ — вероятность перехода $2S-1S$, $C_{2S, 2P} = C_{2S, 2P_{1/2}} + C_{2S, 2P_{3/2}}$ — вероятность перехода $2S-2P$ за счет столкновений, причем $n_i C_{ij}$ — число переходов $i \rightarrow j$, совершающихся под действием столкновений с заряженными частицами в 1 см^3 за 1 сек ; $A_{2P_{3/2}, 1S}$ и $A_{2P_{1/2}, 1S}$ — обычные вероятности оптических переходов с излучением фотонов. Кроме того, $x_1 R$, $x_2 R$ и $x_3 R$ — числа атомов, падающих в состояния $2S$, $2P_{3/2}$ и $2P_{1/2}$ соответственно после рекомбинаций и каскадных переходов в 1 см^3 за 1 сек (где R — число рекомбинаций), а N_1 и N_2 — средние числа рассеяний соответствующих фотонов, введение которых позволяет учесть многократное рассеяние фотонов до их выхода из среды [4]. Известно, что среднее число рассеяний определяется оптической толщиной излучающей области. Для рассматриваемых (столь близких) уровней $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$ величины N_1 и N_2 примерно одинаковы, поэтому в дальнейшем для простоты будем полагать $N_1 = N_2 = N$.

Решение системы (1) для населенности уровня $2S$ имеет вид:

$$n_{2S} = \frac{x + \frac{x_2 C_{2P_{3/2}, 2S}}{B_{3/2}} + \frac{x_3 C_{2P_{1/2}, 2S}}{B_{1/2}}}{A - \frac{C_{2P_{3/2}, 2S} C_{2S, 2P_{3/2}}}{B_{3/2}} - \frac{C_{2P_{1/2}, 2S} C_{2S, 2P_{1/2}}}{B_{1/2}}} R, \quad (2)$$

где

$$A = A_{2S, 1S} + C_{2S, 2P},$$

$$B_{3/2} = \frac{A_{2P_{3/2}, 1S}}{N} + C_{2P_{3/2}, 2S}, \quad (3)$$

$$B_{1/2} = \frac{A_{2P_{1/2}, 1S}}{N} + C_{2P_{1/2}, 2S},$$

причем $A_{2S, 1S} = A''_{2S, 1S} + A'''_{2S, 1S}$ (здесь $A''_{2S, 1S}$ — вероятность фотон-плазмонного $2S-1S$ перехода, а $A'''_{2S, 1S}$ — вероятность обычного двухфотонного излучения с уровня $2S$). Аналогично нетрудно найти из (1) населенности уровней $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$, которые мы здесь не приводим.

1. Остановимся на некоторых предельных случаях и получим величину n_{2S} .

При выполнении условий $A_{2P_{3/2}, 1S} \gg NC_{2P_{3/2}, 2S}$ и $A_{2P_{1/2}, 1S} \gg \gg NC_{2P_{1/2}, 2S}$ имеем:

$$n_{2S} = \frac{X_1 R}{(A_{2S, 1S} + C_{2S, 2P})}, \quad (4)$$

тогда для числа двухфотонных переходов $Z_{2S, 1S} = n_{2S} A''_{2S, 1S}$ получаем:

$$Z_{2S, 1S} = \left(1 + \frac{A''_{2S, 1S}}{A'''_{2S, 1S}} + \frac{C_{2S, 2P}}{A'''_{2S, 1S}}\right)^{-1} x_1 R. \quad (5)$$

В обратном предельном случае, когда $A_{2P_{3/2}, 1S} \ll NC_{2P_{3/2}, 2S}$ и $A_{2P_{1/2}, 1S} \ll NC_{2P_{1/2}, 2S}$, имеем

$$n_{2S} = \frac{R}{A''_{2S, 1S} + A'''_{2S, 1S}} \quad (6)$$

отсюда

$$Z_{2S, 1S} = R \left(1 + \frac{A''_{2S, 1S}}{A'''_{2S, 1S}}\right)^{-1} \quad (7)$$

(Здесь учтено, что $X_1 + X_2 + X_3 = 1$).

В рассматриваемых случаях число двухквантовых переходов может заметно уменьшиться по сравнению с величиной R (для этого необходимо, чтобы $A''_{2S, 1S} > A'''_{2S, 1S}$).

Приведем вероятности различных элементарных процессов, входящие в выражения (4)—(7) (выраженные в сек⁻¹) [1, 5—7]:

| $A_{2S, 1S}''$ | $A_{2S, 1S}''$ | $A_{2P_{1/2}, 1S}$ | $A_{2P_{3/2}, 1S}$ | $C_{2S, 2P}$ | $C_{2S, 2P_{1/2}}$ | $C_{2S, 2P_{3/2}}$ |
|----------------|----------------------|--------------------|--------------------|-----------------------|--------------------------|--------------------------|
| 8 | $2 \cdot 10^{10} W'$ | $6.28 \cdot 10^5$ | $1.6 \cdot 10^5$ | $5 \cdot 10^{-4} n_e$ | $2.73 \cdot 10^{-4} n_e$ | $2.58 \cdot 10^{-4} n_e$ |

Далее необходимо найти величины $C_{2P_{1/2}, 2S}$ и $C_{2P_{3/2}, 2S}$. Предполагая распределение электронов и протонов максвелловским с температурой $T_e = T_H^+ = T$ и используя условие детального баланса всех процессов, которое справедливо в указанном предположении и при отсутствии термодинамического равновесия, получим: $C_{2P_{1/2}, 2S} = 2.73 \cdot 10^{-4} n_e$ и $C_{2P_{3/2}, 2S} = 1.28 \cdot 10^{-4} n_e$.

Величины x_1 , x_2 и x_3 , характеризующие доли атомов, попадающих в состояния $2S$, $2P_{3/2}$ и $2P_{1/2}$ соответственно равны: $x_1 = 0.32$, $x_2 = 0.45$ и $x_3 = 0.23$, а величина $R = 2.5 \cdot 10^{-13} n_e n_H^+$ (см⁻³·сек) при $T \approx 10^4$ К (см. [8]), где n_e и n_H^+ — концентрации электронов и протонов соответственно.

Используя приведенные числовые значения различных величин, можно вычислить населенности уровней в двух рассмотренных выше предельных случаях. В общем случае для нахождения населенностей необходимо знать среднее число рассеяний L_x квантов в среде — N . Как известно [4], его можно оценить из соотношения:

$$N = 2 \sqrt{\pi \tau_0} \sqrt{\ln \tau_0}, \quad (8)$$

где τ_0 — оптическая толщина среды в центре линии L_x (указанное выражение получено при доплеровском контуре коэффициента поглощения).

3. В качестве примера рассмотрим туманности, где двухквантовые процессы вносят существенный вклад в формирование непрерывного спектра излучения [9]. В большинстве туманностей электронная концентрация мала — $n_e \approx 10^4$ см⁻³, а $T_e \sim 10^4$ К. В оптически плотных туманностях обычно полагают $\tau_0 \approx 10^4$ [10]. Тогда из (8) получаем $N \approx 10^5$. В этих условиях интенсивность непрерывного излучения, очевидно, дается формулой (5). В случае же, если $N \gg 3 \cdot 10^5$, интенсивность двухфотонного излучения нетрудно получить из (7). Однако такие большие значения N , по-видимому, маловероятны.

Следует сказать, что в обоих предельных случаях легко оценить возможное уменьшение наблюдаемой интенсивности двухфотонного излуче-

ния за счет фотон-плазмонного перехода, вероятность которого $A_{2S, 1S}''$ пропорциональна плотности энергии турбулентных пульсаций W' (см. таблицу). Зачастую W' гораздо меньше тепловой энергии плазмы (например, для ленгмюровских волн обычно $W' \ll n_e T_e$). Необходимо отметить, что в настоящее время мы не имеем, по существу никакой информации о величине W' в туманностях. Поскольку, однако, в этих условиях столкновения заряженных частиц очень редки, то вполне вероятно, что плазма туманностей может приходиться в состояние с разнотурбулентной турбулентностью. В этом случае плотность энергии W' обычно полагают на один-два порядка меньше тепловой энергии [11].

Отметим также, что до сих пор мы считали, что возбуждение атомов водорода происходит при фотоионизациях и последующих рекомбинациях. Возможно также возбуждение их посредством электронных ударов. В этом случае система уравнений стационарности для нахождения населенностей второго уровня запишется в виде:

$$n_{2S}(A_{2S, 1S} + C_{2S, 2P}) = n_{1S}C_{1S, 2S} + n_{2P_{1/2}}C_{2P_{1/2}, 2S} + n_{2P_{3/2}}C_{2P_{3/2}, 2S},$$

$$n_{2P_{3/2}} \left(\frac{A_{2P_{3/2}, 1S}}{N_1} + C_{2P_{3/2}, 2S} \right) = n_{1S}C_{1S, 2P_{3/2}} + n_{2S}C_{2S, 2P_{3/2}}, \quad (9)$$

$$n_{2P_{1/2}} \left(\frac{A_{2P_{1/2}, 1S}}{N_2} + C_{2P_{1/2}, 2S} \right) = n_{1S}C_{1S, 2P_{1/2}} + n_{2S}C_{2S, 2P_{1/2}}.$$

Решение этой системы получить нетрудно, и здесь мы его не будем приводить. В (9) не учтены удары второго рода. Указанный механизм опустошения второго уровня имеет определенное значение в плотной плазме при $n_e > 10^5 \text{ см}^{-3}$ и не играет заметной роли в рассмотренных выше условиях туманностей.

В заключение заметим, что фотон-плазмонные процессы могут оказаться существенными не только в туманностях, но и в оболочках сверхновых звезд, а также в звездных (например, в солнечной) хромосферах, где легко может возбуждаться интенсивная плазменная турбулентность (пучками быстрых частиц, ударными волнами и т. д.) и где они характеризуются большей вероятностью, чем обычные двухфотонные. Правда, в этих условиях резко возрастает роль столкновений в опустошении уровня $2S$, и поэтому требуется довольно высокий уровень плазменной турбулентности для того, чтобы «работал» рассмотренный эффект.

Благодарим С. А. Каплана за обсуждение, а также рецензента журнала за полезные замечания.

Горьковский государственный
университет
Сибирский институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения радиоволн
СО АН СССР

ON THE CALCULATION OF THE POPULATION OF 2S LEVEL OF THE HYDROGEN ATOM IN THE PLASMA MEDIUM

E. B. KLEIMAN, I. M. OJRINGEL

The calculation of population of the second level of the hydrogen atom located in the turbulent plasma medium is made. It is shown that two — quantum $2S-1S$ transition accompanied by the plasmon emission may essentially have an influence on the observed intensity of the continuous emission.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Каплан, Е. Б. Клейман, И. М. Ойрингель, Астрон. ж., 49, 294, 1972.
2. С. А. Каплан, Е. Б. Клейман, И. М. Ойрингель, Астрофизика, 9, 417, 1973.
3. Е. Б. Клейман, И. М. Ойрингель, Исследования по геомагнетизму, аэронавигации и физике Солнца, 31, 68, Наука, М., 1973.
4. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Физматгиз, М., 1967.
5. G. Breit, M. Shapiro, Phys. Rev., 110, 142, 1959.
6. М. J. Seaton, В сб. „Космическая газодинамика“, ИИЛ, 1960.
7. Г. Бетэ, Э. Солпитер, Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, Физматгиз, М., 1960.
8. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, Межзвездная среда, Физматгиз, М., 1963.
9. L. Spitzer, J. Greenstein, Ap. J., 114, 407, 1951.
10. Л. Аллер, У. Аллер, Планетарные туманности, Мир, М., 1971.
11. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, Плазменная астрофизика, Наука, М., 1972.