

УДК 539.184.28

## О ПЕРЕХОДАХ МЕЖДУ ЗЕЕМАНОВСКИМИ ПОДУРОВНЯМИ АТОМА В СРЕДЕ

*И. М. Ойрингель*

Вычислены вероятности переходов между зеемановскими подуровнями атома, находящегося в однородной магнитоактивной плазме. Рассмотрены магнитодипольный и квадрупольный переходы.

Известно, что во внешнем магнитном поле происходит расщепление вырожденных уровней энергии атома (эффект Зеемана). Соответственно расщепляются и спектральные линии, что приводит к появлению переходов между подуровнями данного уровня.

Отметим, что до сих пор при рассмотрении переходов между зеемановскими подуровнями не учитывались эффекты взаимодействия плазменных волн с атомными системами. Между тем, часто в реальных физических условиях мы имеем дело с атомами и молекулами, находящимися в плазме. Для ряда задач астрофизики и радиофизики представляет интерес рассмотрение процессов излучения атомных систем в электронной плазме с магнитным полем. Здесь удобен подход, использующий методы квантовой электродинамики.

При наличии магнитного поля плазма становится анизотропной диспергирующей средой, в ней появляется большое число различных типов волн. Атом, находящийся в такой среде, может излучать кванты различных типов, имеющие одинаковую энергию, но разные законы поляризации и дисперсии. В частности, возможны переходы с излучением поперечной электронной циклотронной волны и продольной пирочастотной на частотах, близких к частоте расщепления зеемановских подуровней.

Поскольку правила отбора запрещают электрические дипольные переходы между зеемановскими компонентами одного и того же уровня (так как они обладают одинаковой четностью), то указанные переходы могут осуществляться как магнитодипольные. В анизотропной диспергирующей среде правила отбора несколько специфичны. Так, запрещены магнитодипольные переходы с излучением продольных квантов, но разрешен квадрупольный переход  $0 \rightarrow 0$ , запрещенный в вакууме [1].

Общие выражения для вероятностей излучения различных волн атомом, находящимся в анизотропной диспергирующей среде, были получены в [1]. В дальнейшем различные одноквантовые и двухквантовые процессы излучения, а также процессы рассеяния для атомной системы, находящейся в плазменной среде, рассматривались в [2-4].

В настоящей работе получены вероятности излучения плазменных (поперечных и продольных) волн на частоте, соответствующей переходам между зеемановскими подуровнями атома.

Приведем выражение для вероятности излучения в единицу времени кванта с частотой  $\omega_{k_i}$  и вектором поляризации  $l^{k_i}$  в телесном угле  $d\Omega$ :

$$dW_{k_i}^t = \frac{|l^{k_i} M_{1,2}|^2 k^3 d\Omega}{2\pi \hbar \omega_{2,1}^2 \epsilon_{\alpha\beta}(\omega_{2,1}, k) l_{\alpha}^{k_i} l_{\beta}^{k_i}} \quad (1)$$

Здесь  $M_{12}$  — матричный элемент перехода атома,  $\omega_{21}$  — частота этого перехода,  $\epsilon_{\alpha\beta}(\omega_{21}, \mathbf{k})$  — диэлектрическая проницаемость среды на частоте спектральной линии  $\omega_{21}$ , а численное значение модуля волнового вектора выражается через  $\omega_{21}$  из закона сохранения энергии  $\omega_{k_f}(\mathbf{k}, \mathbf{k}/k) = \omega_{21}$ .

Вероятность излучения в единицу времени продольного кванта с частотой  $\omega_{k_h}$  и волновым вектором  $\mathbf{k}$  в телесном угле  $d\Omega$  имеет вид

$$dW_{k_h}^h = \frac{|kM_{12}|^2 k^2 d\Omega}{\pi \hbar \omega_{21}^2 \left| \frac{\partial \omega_{k_h}}{\partial k} \right| k_\alpha k_\beta \frac{\partial \epsilon_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega_{21})}{\partial \omega_{21}}}, \quad (2)$$

где численное значение  $k$  определяется из закона сохранения энергии  $\omega_{k_h}(\mathbf{k}, \mathbf{k}/k) = \omega_{21}$ .

Найдем, пользуясь (1), вероятность магнитодипольного излучения атомом, находящимся в однородной магнитоактивной плазме, электронной циклотронной волны [5] с частотой

$$\omega \approx \omega_{He} \left( 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 c^2} \right) \quad (3)$$

и показателем преломления

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - \omega_{He})} \quad (4)$$

(здесь  $\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N_e}{m_e}}$  — ленгмюровская частота электронов плазмы,

$\omega_{He} = \frac{eH}{m_e c}$  — ларморовская частота электронов,  $c$  — скорость света).

Имеем

$$W_{\nu}^t = \frac{2}{15 \hbar} \frac{\omega_{pe}^3}{c^3} \left( 1 - \frac{\omega}{\omega_{He}} \right)^{-3/2} |\mu|^2, \quad (5)$$

где  $\hbar$  — постоянная Планка,  $\mu$  — матричный элемент оператора магнитодипольного момента атома, определяемый по порядку величины борвским магнетонем. Такая волна может излучаться на частоте  $\omega \approx \omega_{He}$  при  $\omega < \omega_{He}$  и  $k^2 c^2 \gg \omega_{pe}^2$ .

Аналогично из (2) получим для вероятности квадрупольного излучения продольной гирочастотной волны (дисперсионные соотношения для случаев  $\omega_{pe} \gg \omega_{He}$  и  $\omega_{pe} \ll \omega_{He}$  имеются в [6])

$$W_Q^h = 3,5 \cdot 10^{-3} \frac{\omega_{He}^7}{\hbar \omega_{pe}^2 v_{Te}^5} |\bar{Q}_{2\beta}|^2, \quad (6)$$

где  $v_{Te}$  — тепловая скорость электронов плазмы,  $Q_{\alpha\beta}$  — матричный элемент тензора квадрупольного момента атома.

Как известно, соответствующие вероятности в вакууме имеют вид [7]

$$W_{\mu}^0 = \frac{4}{3} \frac{\omega_{He}^3}{\hbar c^3} |\mu|^2; \quad (7)$$

$$W_Q^0 = \frac{1}{15} \frac{\omega_{He}^5}{\hbar c^5} |\bar{Q}_{\alpha\beta}|^2. \quad (8)$$

Переписывая выражения (5) и (6) с учетом (7) и (8), имеем

$$W_{\mu}^t = W_{\mu}^0 \cdot 0,1 \frac{\omega_{pe}^3}{\omega_{He}^3} \left(1 - \frac{\omega}{\omega_{He}}\right)^{-3/2}; \quad (9)$$

$$W_Q^h = W_Q^0 \cdot 5,25 \cdot 10^{-2} \frac{\omega_{He}^2}{\omega_{pe}^2} \frac{c^5}{\omega_{Te}^5}. \quad (10)$$

В выражениях (1) и (2), вообще говоря, должны стоять множители  $(N_{kt}^t + 1)$  и  $(N_{kh}^h + 1)$ , учитывающие спонтанные и индуцированные процессы излучения атома ( $N_{kt}^t$  и  $N_{kh}^h$  — безразмерные числа поперечных и продольных плазмонов соответственно в единице фазового пространства). Ввиду того, что плазменная среда часто может находиться в турбулентном состоянии (с большой плотностью энергии, заключенной в плазменных волнах), то в этих условиях  $N_{kt}^t$  и  $N_{kh}^h$  могут быть много больше единицы. При этом необходим учет индуцированных процессов излучения, что может привести к значительному увеличению вероятностей переходов.

Таким образом, рассмотренные процессы излучения определяются, с одной стороны, отношениями характерных плазменных частот  $\omega_{pe}$  и  $\omega_{He}$ , которые различны в зависимости от параметров плазменной среды (могут быть порядка единицы, а также много больше или много меньше единицы), с другой — множителями  $N_{kt}^t$  и  $N_{kh}^h$ , которые при наличии сильной плазменной турбулентности могут быть очень велики. Поэтому возможны случаи, когда вероятности излучения волн атомом в среде могут быть много больше соответствующих вероятностей излучения в вакууме. Это приведет к изменению населенностей различных зеемановских подуровней атома и, соответственно, повлияет на относительные интенсивности наблюдаемых спектральных линий. Детальное рассмотрение влияния среды на переходы между зеемановскими подуровнями конкретных атомов будет приведено в дальнейшем.

В заключение благодарю С. А. Каплана и Е. Б. Клеймана за обсуждение.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Алексеев, Ю. П. Никитин, ЖЭТФ, 50, 915 (1966).
2. С. А. Каплан, Е. Б. Клейман, И. М. Ойрингель, Исследования по геомагнетизму, аэронауки и физике Солнца, 15, 177 (1970).
3. Е. Б. Клейман, И. М. Ойрингель, Исследования по геомагнетизму, аэронауки и физике Солнца, 19, 175 (1971).
4. С. А. Каплан, Е. Б. Клейман, И. М. Ойрингель, *Астрономический журнал*, 49, 3 (1972).
5. В. А. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, изд. Наука, М., 1967.
6. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, Плазменная астрофизика, изд. Наука, М., 1972.
7. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, Релятивистская квантовая теория, ч. 1, Физматгиз, 1968.

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

Поступила в редакцию  
4 мая 1972 г.

#### TRANSITIONS BETWEEN ZEEMAN'S ATOM SUBLEVELS IN A MEDIUM

*I. M. Oyringel*

The probabilities of transitions between Zeeman sublevels of an atom being in a homogeneous magnetoactive plasma are calculated. Magnetodipole and quadrupole transitions are considered.