Письма в ЖЭТФ, том 29, вып.6, стр. 333 – 336 *20 марта 1979 г.*

ОСОБЕННОСТИ РЕКОМБИНАЦИИ В НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЕ

Е.Я.Коган, Е.В.Мартыш

Получена зависимость вероятности перехода между высоковозбужденными уровнями атома от спектральной плотности шумов в неравновесной плазме. Используя эту зависимость, вычисляется коэффициент рекомбинации,в условиях, когда взаимодействие электрон-ионной пары с плазменными шумами является основным.

При оценке скорости электрон-ионной рекомбинации обычно исходят из парного взаимодействия рекомбинирующего электрона с частицами плазмы. Эта предпосылка справедлива в равновесной плазме и при малых отклонениях от равновесия. В условиях сильно неравновесной плазмы становится существенным механизм взаимодействия со всей плазмой в целом, т.е. с частицами, лежащими за пределами области экранирования. В этом случае для описания плазмы можно ввести коллективные переменные, а взаимодействие с ними описывать как взаимодействие с определенным спектром элементарных возбуждений, который определяется характером и уровнем неравновесности плазмы.

Будем исходить из модели рекомбинации как диффузии электрона в ϵ-пространстве энергетических термов атома. Тогда плотность вероятности f-состояния электрона в этом пространстве подчиняется уравнению Фоккера – Планка:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left[B \left(\frac{f}{T_e} + \frac{\partial f}{\partial \epsilon} \right) \right] . \qquad (1)$$

T_e – электронная температура,

$$B = \frac{1}{2}\sum_{n'} W_{nn'} (\epsilon_n - \epsilon_{n'})^2. \tag{2}$$

Вероятность перехода $P_{nn'}$ за время τ-взаимодействия связана с $W_{nn'}$ соотношением $W_{nn'} = P_{nn'}/\tau$ и определяется так

$$P_{nn'} = \frac{e^2}{\hbar^2} \int \ldots \int \psi^*_{n'}(r)\, \psi^*_{n'}(r')\, \phi(r,t)\, \phi(r',t')\, \psi_n(r)\, \psi_n(r') \times$$

$$\times \exp[i\omega_{nn'}(t-t')]\, dr\, dr'\, dt\, dt', \tag{3}$$

где $\phi(r,t)$ – потенциал поля, создаваемого всеми электронами плазмы в точке r нахождения рекомбинирующего электрона в момент времени t. ψ_n — волновая функция атома в состоянии с энергией ϵ_n, $\omega_{nn'}$ – частота перехода, e – заряд электрона, h – постоянная Планка.

Усредняя (3) по флуктуациям электрического поля, приходим к выражению для вероятности $W_{nn'}$ перехода атома между состояниями nn' в единицу времени в борновском приближении:

$$W_{nn'} = \frac{|d_{nn'}|^2}{24\pi^3\hbar^2} \int dk \langle E^2 \rangle_{k,\, \omega_{nn'}}, \tag{4}$$

где $d_{nn'}$ – матричный элемент дипольного момента перехода, $\langle E^2 \rangle_{k,\,\omega}$ – спектральная плотность энергии флюктуаций электрического поля в плазме, k – волновой вектор.

Дальнейшее рассмотрение ограничим плазмой, в которой распространяется электронный пучок с плотностью n'_{eo}, скоростью u и температурой T'_e. В такой системе у границы устойчивости [1]:

$$\langle E^2 \rangle_{k,\,\omega} = \frac{16\sqrt{2\pi}\,\pi^2}{k^2|\epsilon_e|^2} \left\{ \frac{n_{eo}}{kv_e} \exp\left(-\frac{\omega^2}{2k^2v_e^2}\right) + \frac{n'_{eo}}{kv'_e} \exp\left[\frac{(\omega-ku)^2}{2k^2v_e'^2}\right] \right\}, \tag{5}$$

где $v_e = (T_e/m)^{1/2}$ – тепловая скорость электронов плазмы, $v'_e = (T'_e/m)^{1/2}$ – тепловая скорость электронов пучка, n_{eo} – плотность плазмы, m – масса электрона, ϵ_e – продольная диэлектрическая проницаемость системы плазма-пучок.

При вычислении $B(\epsilon)$ учтем, что для высоковозбужденных состояний атома [2]:

$$|d_{nn'}|^2 = \frac{e^2\hbar}{m\omega_{nn'}} \frac{32}{3\pi\sqrt{3}} \frac{1}{n^5} \frac{1}{n'^3} \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2}\right)^{-3},$$

и в области прозрачности плазмы:

$$\frac{1}{|\epsilon_l|^2} = \frac{\pi}{|\epsilon''|}\sum_i \frac{\delta(\omega-\omega_i)}{\left|\frac{\partial\epsilon'}{\partial\omega}\right|_{\omega=\omega_i}}; \qquad \omega_i = \omega_p = \left(\frac{4\pi e^2 n_{eo}}{m}\right)^{1/2} \tag{6}$$

$\delta(x)$ – дельта-функция Дирака, $\epsilon_l = \epsilon' + i\epsilon''$, $\epsilon'(\omega_i) = 0$.

В области частот $\dfrac{\omega}{kv_e} << 1$:

$$\epsilon_l = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} + i\sqrt{\frac{\pi}{2}}\left[\frac{1}{k^2a^2}\frac{\omega}{kv_e}\exp\left(-\frac{\omega^2}{2k^2v_e^2}\right) + \frac{1}{k^2a'^2}\frac{\omega-ku}{kv_e'}\right],$$

a, a' – дебаевский радиус плазмы и пучка.

Это выражение справедливо при условии $\dfrac{|\omega-ku|}{kv_e'} < 1$ и в пренебрежении тепловым движением ионов [1]. Перейдем в (2) к интегрированию по n'. Последующее интегрирование по k разбивается на два: первое $\int_0^{1/a} dk$, где существенно взаимодействие с коллективными возбуждениями, энергетический спектр которых определяется электронным пучком, второе – $\int_{1/a}^{k_m} dk$ внутри дебаевской сферы, где $\epsilon_l \approx 1$; k_m определяется минимальным прицельным параметром. Последнее интегрирование выполняется точно и приводит к значению $B_2 = \dfrac{8\sqrt{2\pi}}{3}\dfrac{n_{oe}e^4\lambda}{m v_e}\epsilon$ (λ – кулоновский логарифм), полученному в [3]. Интеграл в первой области можно взять приближенно, с учетом того, что основной вклад в подынтегральное выражение дает интервал

$\Delta k \sim \dfrac{1}{a}\dfrac{v_e}{u}\left(\dfrac{T_e'}{T_e}\right)^{3/2}\dfrac{n_{oe}}{n_{oe}'}\exp\left(-\dfrac{1}{2k^2a^2}\right)$ вблизи $k \sim \omega_p/u$, причем угол между k и u мал.

В результате получаем

$$B_1 = \frac{32\sqrt{2}}{9\sqrt{3}\pi}\frac{T_e'}{T_e}\left(\frac{v_e}{u}\right)^3\frac{|\epsilon|^{5/2}}{a\sqrt{m}}. \tag{7}$$

Из (7) следует: $B_1 > B_2$ при $\epsilon/T_e > \left(\dfrac{u}{v_e}\right)^2\left(\dfrac{T_e}{T_e'}\right)^{2/3}\left(\dfrac{3\sqrt{3}\lambda}{8\sqrt{\pi}}\right)^{2/3}\dfrac{e^2 n_{oe}^{1/3}}{T_e}$

что соответствует определяющему вкладу коллективных процессов.

Коэффициент рекомбинации a в этих условиях можно вычислить, пользуясь соотношением [4]:

$$a = \left[\left(2\pi m T_e \right)^{3/2} \int\limits_{-\infty}^{0} e^{\epsilon / T_e} \frac{\partial \epsilon}{B(\epsilon)\, \rho(\epsilon)} \right]^{-1},$$

$$\rho(\epsilon) = \frac{2\pi^3 e^6 m^{3/2}}{\sqrt{3}\, |\epsilon|^{5/2}},$$

которое получено в условиях, когда граничная энергия ϵ_0 возбужденного атома, начиная с которой с подавляющей вероятностью реализуется излучательный переход, удовлетворяет условию: $\epsilon_0 > T_e$. Вычисления приводят к выражению

$$a = \frac{16\sqrt{2\pi}}{9\sqrt{3}} \frac{e^6 T_e^{-5/2}}{a\sqrt{m}} \left(\frac{v_e}{u} \right)^3 \frac{T_e'}{T_e}. \qquad (8)$$

Отсутствие вклада пучка в дисперсию означает, что $\frac{a'}{a} >> 1$, а интегрирование в (4) проведено при условии $\frac{n_{oe}'}{n_{oe}} >> \left(\frac{T_e'}{T_e} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{1}{2k^2 a^2} \right)$.

Проведенное рассмотрение показывает, что в сильно неравновесной плазме трехчастичная рекомбинация должна описываться с учетом взаимодействия не только с электронами в области экранирования, но и за ней, т.е. со всей плазмой в целом. Это становится существенным при рассмотрении "движения" электрона по высоким состояниям атома, где спектр его можно считать практически непрерывным.

Киевский
государственный университет
им. Т.Г.Шевченко

Поступила в редакцию
11 января 1979 г.

Литература

[1] А.И.Ахиезер и др. Электродинамика плазмы. М., изд. Наука, 1974.

[2] Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., изд. Наука, 1966.

[3] В.А.Абрамов, Б.М.Смирнов. Оптика и спектроскопия, 21, 19, 1966.

[4] Л.П.Питаевский. ЖЭТФ, 42, 1326, 1962.