
1 Уравнение Больцмана

1.1 Фазовый объем

Мы не будем учитывать неоднородности сферического тела по угловым координатам, поэтому уравнения движения и фазовая плотность зависит только от трех переменных: скорость v , радиус r и орбитальный момент $L = rv$. Фазовый объем в новых переменных выглядит следующим образом:

$$d\Phi = d^3\vec{x}d^3\vec{v} = 4\pi r^2 dr \cdot \frac{2\pi v dv dL^2}{r\sqrt{r^2 v^2 - L^2}} \quad (1)$$

Можно взять вместо скорости v радиальную скорость v_r и тогда фазовый объем станет следующим:

$$d\Phi = 4\pi r^2 dr \cdot \frac{2\pi dv_r dL^2}{r^2} = 8\pi^2 dr dv_r dL^2 \quad (2)$$

Однородный потенциал $\phi(r)$ возьмем положительным. Тогда уравнение движения и закон сохранения энергии будут следующими:

$$\dot{\vec{r}} = -\nabla\phi(r)E = \frac{v^2}{2} + \phi(r) \quad (3)$$

1.2 Сокращение циклических переменных

Если ТМ взаимодействует с собой слабо, то можно не учитывать ее столкновения, и уравнение Больцмана станет линейным. Поскольку планету мы считаем изотропной, то ни интеграл столкновений, ни левая часть не будут зависеть от направления радиус вектора. Тогда по телесному углу в пространстве можно усреднить. Таким же образом можно усреднить по углу ϕ скорости. Останется только переменные r, v_r, L . Уравнение Больцмана примет вид:

$$\frac{df}{dt} = C(r, v_r, L) + Stf(r, v_r', L')(r, v_r, L) \quad (4)$$

Еще одной циклической переменной, от которой нужно избавиться, является параметр обиты (любая орбита определяется переменными E, L). Это может быть угол в полярных координатах либо время траектории τ . Тогда f выражается следующим образом

$$f(E, L, \tau) = f(r(E, L, \tau), v_r(E, L, \tau), L) \quad (5)$$

Введем также операцию усреднения по периоду T (или большому промежутку времени) и проведем циклическое интегрирование по времени τ (т.е. по траектории)

$$\oint \frac{df}{dt} d\tau = \frac{1}{T} \oint \frac{df}{dt} dt = \frac{f(t+T, r, v_r, L) - f(t, r, v_r, L)}{T} = \left\langle \frac{\partial f}{\partial t} \right\rangle_T \quad (6)$$

Теперь ни правая ни левая части не зависят от τ и уравнение принимает вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} = C(E, L) + St[f](E, L) \quad (7)$$

1.3 Уравнение движения в потенциале

Уравнения движения записываются с помощью эффективного потенциала

$$E = H = \frac{v_r^2}{2} + \left(\phi(r) + \frac{L^2}{2r^2} \right) = \frac{v_r^2}{2} + U_{eff}(L, r) \quad (8)$$

$$\begin{cases} \dot{r} = \frac{\partial H}{\partial v_r} \\ \dot{v}_r = -\frac{\partial H}{\partial r} \end{cases} \quad (9)$$

В гамильтоновой системе фазовый объем равен $dpdq = dtdE$

$$d\Phi = 8\pi^2 dr dv_r dL^2 = 8\pi^2 T dE dL^2 \quad (10)$$

где T — период траектории движения при энергии E и моменте L

Решать уравнения будем в безразмерном виде

$$r = Rx, \quad v = V_{esc}\nu, \quad t = T\tau, \quad \phi = -\varphi \frac{V_{esc}^2}{2}, \quad l = xv_{\perp}, \quad e = \frac{E}{\phi(r=R)} \quad (11)$$

Где R — радиус тела, V_{esc} — скорость захвата в точке $r = R$, $T = \frac{R}{V_{esc}}$ — характерное время, e — безразмерная энергия.

$$\dot{\vec{x}} = \vec{\nu}, \quad \dot{\nu} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \vec{x}} \varphi \quad (12)$$

$$e = \varphi - \nu^2 = \varphi - \nu_{\parallel}^2 - \frac{l^2}{x^2} \quad (13)$$

Период траектории равен

$$\tau(e, l) = \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{\sqrt{\varphi(x) - e - \frac{l^2}{x^2}}} \quad (14)$$

в точках x_1 и x_2 корень обнуляется

1. Случай, когда все за планетой

$$\begin{aligned} \varphi(x) &= -\frac{1}{x} \\ \tau(e, l) &= \frac{\pi}{2(e)^{\frac{3}{2}}} \end{aligned} \quad (15)$$

2. Если есть пересечение Внешняя часть интеграла равна

$$\tau_{out}(e, l) = \int_1^{x_2} \frac{dx}{\sqrt{\frac{1}{x} - e - \frac{l^2}{x^2}}} = \frac{\pi}{2(e)^{\frac{3}{2}}} + \frac{\sqrt{1-e-l^2}}{(e)^{\frac{1}{2}}} - \frac{\arctg\left(\frac{-1+2e}{2\sqrt{e}\sqrt{1-e-l^2}}\right)}{2(e)^{\frac{1}{2}}} \quad (16)$$

Внутренняя часть интеграла вычисляется численно (одновременно находится и траектория частиц). Потенциал на маленьком отрезке приближенно равен $\varphi = a - bx^2$

$$d\tau \approx \int_x^{x+dx} \frac{dx}{\sqrt{a - bx^2 - e - \frac{l^2}{x^2}}} = \frac{\arcsin\left(\frac{a - e - 2bx^2}{\sqrt{(a - e)^2 - 4bl^2}}\right)}{2\sqrt{b}} \Bigg|_x^{x+dx}$$

1.4 Полная Скорость захвата

Полная скорость захвата это интеграл

$$C_+ = \int d^3\vec{r} \cdot d^3\vec{v} f_k(r, v) \cdot n_p f_B(\vec{v}_1) d^3\vec{v}_1 \cdot \Gamma(\vec{v}, \vec{v}_1, r)$$

где

$$\Gamma(\vec{v}, \vec{v}_1, r) = \int_{v' < v_{esc}} d^3\vec{v}' \delta(E_f - E_{in}) \cdot \frac{m_k^3 |\mathcal{M}|^2}{64\pi^2 m_p^2 m_k^2}$$

а матричный элемент равен

$$|\mathcal{M}|^2 = 16G_F^2 m_p^2 m_k^2 \cdot \Phi(q^2) dF = 16g_F^2 \frac{m_k^2}{m_p^2} \Phi dF$$

$$dF = \begin{cases} 1 & \text{elastic} \\ \frac{s^2}{3} I^2(n) dn & \text{migdal} \\ \frac{s^2}{3} I^2(\phi) \frac{d\phi}{2\pi} & \text{ionization} \end{cases}$$

$$\Phi = \begin{cases} 1 & \text{scalar-scalar} \\ \frac{-q^2/2}{m_p^2 \text{ or } m_k^2} & \text{scalar-pseudoscalar} \\ \frac{q^4/4}{m_p^2 m_k^2} & \text{pseudoscalar-pseudoscalar} \end{cases}$$

Сечение ищется в системе ц.м.

$$\vec{V} = \frac{m_p \vec{v}_1 + m_k \vec{v}}{m_p + m_k}$$

$$\vec{v} = \frac{m_p}{m_p + m_k} (\vec{v} - \vec{v}_1)$$

$$\vec{v} - \vec{v}' = \frac{m_p}{m_p + m_k} (\vec{v} - \vec{v}' + \vec{v}_1' - \vec{v}_1) = \frac{m_p}{m_p + m_k} (\vec{v} - \vec{v}') \left(1 + \frac{m_k}{m_p}\right) = (\vec{v} - \vec{v}')$$

В такой замене переданный импульс равен

$$\vec{q} = m_k (\vec{v} - \vec{v}')$$

Сечение соударений тогда равно

$$\Gamma(\vec{v}, \vec{v}_1, r) = \frac{m_p}{m_k (m_p + m_k)} 4\pi \nu' d\vec{n}' \cdot \frac{m_k^3 |\mathcal{M}|^2}{64\pi^2 m_p^2 m_k^2} = \nu' d\vec{n}' \frac{g_F^2}{\pi} \frac{m_k^2}{m_p^3 (m_p + m_k)} \Phi dF$$

А общая скорость захвата имеет вид

$$C_+ = V n_\chi \bar{n}_p \frac{g_F^2}{\pi} \frac{m_k^2}{m_p^3 (m_p + m_k)} d\xi \cdot f_{rm}(\alpha_v) d\alpha_v \cdot \tilde{n}_p f_B^{rm} d\omega dc_1 \cdot \nu' d\vec{n}' \Phi(q^2) dF \quad (17)$$

Первая часть — размерные множители, вторая — безразмерные части интегрирования методом монте-карло. $d\xi$ — выбор координаты r , $f_{rm}(\alpha_v) d\alpha_v$ — выбор скорости частицы т.м., \tilde{n}_p — относительная концентрация мишеней в точке, $f_B^{rm} d\omega dc_1$ — выбор скорости мишени, $\nu' d\vec{n}' \Phi(q^2) dF$ — выбор выходной скорости.

Итоговым результатом будет безразмерная скорость захвата c_+ , тогда

$$C_+ = c_+ \left[V n_\chi \bar{n}_p \frac{g_F^2}{\pi} \frac{m_k^2}{m_p^3 (m_p + m_k)} \right]$$

Для поиска распределения по энергии и импульсу нужно при интегрировании найти выходную скорость и добавить соответствующий вес в гистограмму.

1.4.1 Интеграл столкновений

Интеграл столкновений превратится в матрицу столкновений, элементами которой будут вероятности за единицу времени перейти из одного бина в другой. Помимо матрицы столкновений есть еще вектор испарения (туда попадает то, что не попало в матрицу столкновения).

Эта величина считается точно так же как и скорость захвата (17), но та часть интеграла, которая выбирает скорость и положение частицы $V n_\chi d\xi f_{rm}(\alpha_v) d\alpha_v$, изменяется на выражение, определяющее положение и направление движения частицы при известном e и l

$$\frac{T_{in}}{T_{in} + T_{out}} \cdot d\tau d\vec{n} \quad (18)$$

где T_{in} — часть периода внутри тела, T_{out} — снаружи, $d\tau$ — выбор времени

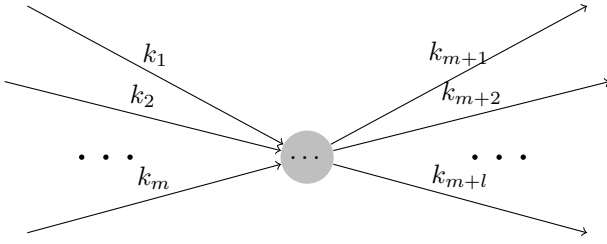
В итоге получается

$$ST = \frac{T_{in}}{T_{in} + T_{out}} \cdot d\tau d\vec{n} \cdot \bar{n}_p \frac{g_F^2}{\pi} \frac{m_k^2}{m_p^3 (m_p + m_k)} \cdot \tilde{n}_p f_B^{rm} d\omega dc_1 \cdot \nu' d\vec{n}' \Phi(q^2) dF \quad (19)$$

Интеграл столкновений тоже обезразмерим, выкинув массы и константы

$$ST = st \cdot \bar{n}_p \frac{g_F^2}{\pi} \frac{m_k^2}{m_p^3 (m_p + m_k)}$$

1.4.2 Неупругости и трехчастичный удар



В классической нормировке вероятность соударения $k_1 \dots k_m \leftarrow k_{m+1} \dots k_{m+l}$ равна квадрату S-матрицы.

$$P = |\langle k_1 \dots k_m | S | k_{m+1} \dots k_{m+l} \rangle|^2$$

Состояния в классическом и релятивистком случае нормируются так:

$$\langle k | p \rangle = \delta_{kp}$$

$$\langle k | p \rangle = 2E_k (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\vec{k} - \vec{p})$$

Тогда классический вектор выражается через релятивистский, (полагая, что $(2\pi)^3 \delta^{(3)}(0) = V$ — объем пространства).

$$|p\rangle_K = \frac{|p\rangle_R}{\sqrt{2EV}}$$

а вероятность столкновения

$$P = VT \prod_i \frac{1}{2E_i V} \cdot |\mathcal{M}|^2 (2\pi)^4 \delta^{(4)}(k_{out} - k_{in})$$

В этом выражении T — это интервал времени, т.е. dt , а V — объем, т.е. $d^3\vec{x}$.

Суммирование по импульсам в классическом случае — это интеграл с дифференциалом

$$\frac{V d^3\vec{k}}{(2\pi)^3}$$

При этом у входных импульсов есть еще функция распределения

В итоге, интеграл столкновений выглядит следующим образом

$$\frac{dN}{dt} = \frac{P}{T} = \int d^3\vec{r} \prod_i \frac{d^3\vec{k}_i}{2E_i (2\pi)^3} |\mathcal{M}|^2 (2\pi)^4 \delta^{(4)}(k_{out} - k_{in}) \prod_{in} f_B(\vec{r}, \vec{k}_i)$$

Все входные интегралы умножаются на функцию распределения, которая в Больцмановском случае равна

$$f_B(\vec{r}, \vec{k}) = \frac{n}{(2\pi m T)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\vec{k}^2}{2mT}\right)$$

какой-то текст (1.4)