1　2017 年 (平成 29 年)

第 1 問

[1.1]

エネルギー保存

$$\frac{1}{2}mv^2 + mgR\cos\theta = mgR \tag{1.1}$$

から、

$$v = \sqrt{2gR(1-\cos\theta)} \tag{1.2}$$

[1.2]

動径方向の運動方程式を考えると、重力と遠心力のつりあいから、

$$mg\cos\theta_{c1} = \frac{mv^2}{R} = 2mg(1-\cos\theta_{c1}) \tag{1.3}$$

したがって、

$$\cos\theta_{c1} = \frac{2}{3} \tag{1.4}$$

このとき、

$$v_{c1} = \sqrt{\frac{2}{3}gR} \tag{1.5}$$

[2.1]

$$I = 2\pi\int_{-1}^{1}\mathrm{d}\cos\theta\int_0^r {r'}^2\,\mathrm{d}r'\,\rho(r'\sin\theta)^2 \tag{1.6}$$

$$\rho = \frac{3m}{4\pi r^3} \tag{1.7}$$

$$\begin{aligned} I &= \frac{3mr^2}{2}\int_{-1}^{1}(1-\cos^2\theta)\,\mathrm{d}\cos\theta\int_0^1 x^4\,\mathrm{d}x \\ &= \frac{3mr^2}{2}\cdot\frac{4}{3}\cdot\frac{1}{5} \\ &= \frac{2}{5}mr^2 \end{aligned} \tag{1.8}$$

[2.2]

剛体球の回転角を ϕ とおく。球全体が剛体に沿って θ 回転し、さらに球が滑らないことによる回転を考慮すると、

$$\phi = \theta + \frac{R}{r}\theta \tag{1.9}$$

となる。時間微分を取ると、$v = (R+r)\dot{\theta}$ に注意して、

$$\omega = \left(1 + \frac{R}{r}\right)\dot{\theta} = \frac{v}{r} \tag{1.10}$$

を得る。

[2.3]

エネルギー保存則は、

$$\frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}I\omega^2 + mg(R+r)\cos\theta = mg(R+r). \tag{1.11}$$

これに [2.1],[2.2] の結果を代入すると、

$$\frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{5}mv^2 = \frac{7}{10}mv^2 = mg(R+r)(1-\cos\theta) \tag{1.12}$$

よって、

$$v^2 = \frac{10}{7}g(R+r)(1-\cos\theta) \tag{1.13}$$

である。動径方向の運動方程式を考えると、重力と遠心力のつりあいから、

$$mg\cos\theta_{c2} = \frac{mv^2}{R+r} = \frac{10}{7}mg(1-\cos\theta_{c2}) \tag{1.14}$$

よって、

$$\cos\theta_{c2} = \frac{10}{17} \tag{1.15}$$

となる。

[2.4]

回転運動にエネルギーが移動する分、剛体球の速度が小さくなり、結果として遠心力が小さくなるので、θ_{c2} は θ_{c1} と異なる。

[3.1]

$$v_0 = \frac{P}{m}, \quad \omega_0 = \frac{P(h-r)}{I} = \frac{5}{2}\frac{P(h-r)}{mr^2} \tag{1.16}$$

$$\omega_0 = \frac{v_0}{r} \tag{1.17}$$

$$\frac{5}{2}\frac{P(h-r)}{mr^2} = \frac{P}{mr} \tag{1.18}$$

$$h = \frac{7}{5}r \tag{1.19}$$

[3.2]

エネルギー保存則

$$\frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}I\omega^2 + mg(R+r)\cos\theta = \frac{1}{2}mv_0^2 + \frac{1}{2}I\omega_0^2 + mg(R+r) \tag{1.20}$$

から、

$$v^2 = \frac{10}{7}g(R+r)(1-\cos\theta) + \frac{P^2}{m^2} \tag{1.21}$$

となる。また動径方向の運動方程式から、

$$m\cos\theta_{c3} = \frac{mv_{c3}^2}{R+r} = \frac{10}{7}mg(1-\cos\theta_{c3}) + \frac{P^2}{m(R+r)} \tag{1.22}$$

となる。よって、

$$\frac{17}{7}\cos\theta_{c3} = \frac{10}{7} + \frac{P^2/m^2}{g(R+r)} \tag{1.23}$$

となり、

$$\cos\theta_{c3} = \frac{10}{17} + \frac{7}{17}\frac{P^2/m^2}{g(R+r)} \tag{1.24}$$

$$v_{c3} = \sqrt{g(R+r)\cos\theta_{c3}} = \sqrt{\frac{10}{17}g(R+r) + \frac{7}{17}\frac{P^2}{m^2}} \tag{1.25}$$

が得られる。

第 2 問

[1.1]

$$E(r)=\begin{cases}\frac{Q_0}{4\pi\varepsilon_0 r^2} & a\le r\le b\\ 0 & r\le a \quad \text{or} \quad b\le r\end{cases} \tag{1.26}$$

$$\phi(r)=\begin{cases}\frac{Q_0}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{a}-\frac{1}{b}\right) & r\le a\\ \frac{Q_0}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{b}\right) & a\le r\le b\\ 0 & b\le r\end{cases} \tag{1.27}$$

[1.2]

$$\phi(b)-\phi(a)=\frac{Q_0}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{a}-\frac{1}{b}\right) \tag{1.28}$$

より、

$$C=\frac{4\pi\varepsilon_0 ab}{b-a} \tag{1.29}$$

[1.3]

誘電体を入れた場合、静電容量は

$$C'=\frac{4\pi\varepsilon ab}{b-a} \tag{1.30}$$

となる。エネルギーは、

$$\frac{Q_0^2}{2C'}=\frac{Q_0^2}{8\pi\varepsilon}\left(\frac{1}{a}-\frac{1}{b}\right) \tag{1.31}$$

[1.4]

2 つのキャパシタ

$$C_1=\frac{4\pi\varepsilon_0 a(b-d)}{b-d-a},\quad C_2=\frac{4\pi\varepsilon b(b-d)}{d} \tag{1.32}$$

を直列につなげると考えれば良い。よって、

$$
\begin{aligned}
\frac{1}{C} &= \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \\
&= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b-d}\right) + \frac{1}{4\pi\varepsilon}\left(\frac{1}{b-d} - \frac{1}{b}\right) \\
&= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b} - \frac{d}{b^2} + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}\frac{d}{b^2}\right)
\end{aligned} \tag{1.33}
$$

$$
\begin{aligned}
C &= \frac{4\pi\varepsilon_0 ab}{b-a}\left[1 + \left(1 - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}\right)\frac{ad}{b(b-a)}\right] \\
&= \frac{4\pi\varepsilon_0 ab}{b-a} + \frac{4\pi\varepsilon_0(\varepsilon - \varepsilon_0)}{\varepsilon}\frac{a^2}{(b-a)^2}d
\end{aligned} \tag{1.34}
$$

[2.1]

$$
j(r) = \sigma E(r) = \frac{\sigma Q_0}{4\pi\varepsilon r^2} \tag{1.35}
$$

電流は、

$$
I = 4\pi r^2 j = \frac{\sigma Q_0}{\varepsilon}. \tag{1.36}
$$

Joule 熱は、

$$
VI = \frac{\sigma Q_0^2}{4\pi\varepsilon^2}\left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b}\right). \tag{1.37}
$$

[2.2]

$$
\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} = -I = -\frac{\sigma Q_0}{\varepsilon} \tag{1.38}
$$

を解いて、

$$
Q(t) = Q_0 \mathrm{e}^{-\sigma t/\varepsilon} \tag{1.39}
$$

となる。時刻 0 から t までに発生した Joule 熱は、

$$
\begin{aligned}
W(t) &= \frac{\sigma}{4\pi\varepsilon^2}\left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b}\right)\int_0^t Q(t')^2\,\mathrm{d}t' \\
&= \frac{Q_0^2}{8\pi\varepsilon}\left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b}\right)(1 - \mathrm{e}^{-2\sigma t/\varepsilon})
\end{aligned} \tag{1.40}
$$

[2.3]

$t \to \infty$ とすると $W(t)$ は [1.3] で求めた静電エネルギーに漸近していく。これは静電エネルギーが全て Joule 熱として散逸していくことを意味する。

[3]

それぞれの媒質に流れる電流は、

$$j_1 = \sigma_1 E_1(r_0) = \frac{\sigma_1 Q_1}{4\pi\varepsilon_1 r_0^2}, \quad j_2 = \sigma_2 E_2(r_0) = \frac{\sigma_2 Q_2}{4\pi\varepsilon_2 r_0^2} \tag{1.41}$$

となる。

$$j_1 = j_2 = \frac{I}{4\pi r_0^2} \tag{1.42}$$

から

$$\frac{\sigma_1 Q_1}{\varepsilon_1} = \frac{\sigma_2 Q_2}{\varepsilon_2} = I \tag{1.43}$$

となるので、求める電荷の面密度は

$$\frac{Q_2 - Q_1}{4\pi r_0^2} = \left(\frac{\varepsilon_2}{\sigma_2} - \frac{\varepsilon_1}{\sigma_1}\right)\frac{I}{4\pi r_0^2}. \tag{1.44}$$

物理学 II

第 1 問

[1]

$$-\frac{\hbar^2}{2m}(\phi'(+0)-\phi'(-0))=v\phi(0) \tag{1.45}$$

に $\phi(x)=N\mathrm{e}^{-\xi|x|}$ を代入すると、

$$\frac{\hbar^2}{2m}\cdot 2N\xi=vN \tag{1.46}$$

よって、

$$\xi=\frac{mv}{\hbar^2} \tag{1.47}$$

次に規格化条件から、

$$N^2\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{e}^{-2\xi|x|}\,\mathrm{d}x=2N^2\frac{1}{2\xi}=1. \tag{1.48}$$

よって、

$$N=\sqrt{\xi}=\sqrt{\frac{mv}{\hbar^2}} \tag{1.49}$$

$N=\sqrt{\xi}$。次に $x\neq 0$ での Schrödinger 方程式から、

$$E=-\frac{\hbar^2}{2m}\xi^2=-\frac{mv^2}{2\hbar^2} \tag{1.50}$$

[2.1]

$$E(c_1,c_2)=\frac{\langle\Phi_t|\hat{H}|\Phi_t\rangle}{\langle\Phi_t|\Phi_t\rangle}=\frac{A(c_1^2+c_2^2)+2Bc_1c_2}{c_1^2+c_2^2+2Sc_1c_2} \tag{1.51}$$

[2.2]

拘束条件として、$\langle \Phi_t | \Phi_t \rangle = 1$ を課してもよい。この場合、変分するべきは未定係数 E を含めた

$$
\begin{aligned}
&A(c_1^2 + c_2^2) + 2Bc_1c_2 - E(c_1^2 + c_2^2 + 2Sc_1c_2) \\
&= (c_1 \quad c_2) \begin{pmatrix} A - E & B - 2ES \\ B - 2ES & A - E \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{1.52}
$$

である。これを c_1, c_2 で偏微分すると、

$$
\begin{pmatrix} A & B \\ B & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} 1 & S \\ S & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix} \tag{1.53}
$$

を得る。

[2.3]

条件を以下のように書き換えられる。

$$
\begin{pmatrix} A + B & 0 \\ 0 & A - B \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1 + c_2 \\ c_1 - c_2 \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} 1 + S & 0 \\ 0 & 1 - S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix} \tag{1.54}
$$

ここから

$$
E = \frac{A + B}{1 - S}, \quad \frac{A - B}{1 + S} \tag{1.55}
$$

であり、それぞれのエネルギーに対応して

$$
\begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix} \propto \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \tag{1.56}
$$

となる。よって波動関数は規格化定数を除いて

$$
\phi_s(x_1 + R/2)\phi_s(x_2 - R/2) \pm \phi_s(x_1 - R/2)\phi_s(x_1 - R/2) \tag{1.57}
$$

となる。

[2.4]

$$
\begin{aligned}
&(\phi_s(x_1 + R/2)\phi_s(x_2 - R/2) + \phi_s(x_1 - R/2)\phi_s(x_1 - R/2))\,(\alpha(\omega_1)\beta(\omega_2) - \beta(\omega_1)\alpha(\omega_2)) \\
&(\phi_s(x_1 + R/2)\phi_s(x_2 - R/2) - \phi_s(x_1 - R/2)\phi_s(x_1 - R/2))\,(\alpha(\omega_1)\beta(\omega_2) - \beta(\omega_1)\alpha(\omega_2)) \\
&(\phi_s(x_1 + R/2)\phi_s(x_2 - R/2) - \phi_s(x_1 - R/2)\phi_s(x_1 - R/2))\,\alpha(\omega_1)\alpha(\omega_2) \\
&(\phi_s(x_1 + R/2)\phi_s(x_2 - R/2) - \phi_s(x_1 - R/2)\phi_s(x_1 - R/2))\,\beta(\omega_1)\beta(\omega_2)
\end{aligned}
$$

第 2 問

[1.1]

$$W = \frac{M!}{N!(M-N)!} \tag{1.58}$$

となるので、

$$\begin{aligned} S = k_{\mathrm{B}} \ln W &= k_{\mathrm{B}}(M \ln M - N \ln N - (M-N)\ln(M-N)) \\ &= k_{\mathrm{B}} N \ln \frac{M}{N} + k_{\mathrm{B}}(M-N) \ln \frac{M}{M-N} \end{aligned} \tag{1.59}$$

[1.2]

$$\begin{aligned} p_0 &= -\frac{\partial F_0}{\partial V} = T\frac{\partial S}{\partial V} = \frac{T}{v}\frac{\partial S}{\partial M} \\ &= \frac{k_{\mathrm{B}}T}{v}\left(\frac{N}{M} + \ln \frac{M}{M-N} + \frac{M-N}{M} - 1\right) \\ &= \frac{k_{\mathrm{B}}T}{v} \ln \frac{M}{M-N} \\ &= -\frac{k_{\mathrm{B}}T}{v} \ln \left(1 - \frac{vN}{V}\right) \end{aligned} \tag{1.60}$$

これは $\phi = vN/V \ll 1$ のときに

$$p_0 = \frac{k_{\mathrm{B}}NT}{V} + \frac{k_{\mathrm{B}}vN^2T}{2V^2} + \cdots \tag{1.61}$$

と展開でき、1 次では p_{id} と一致する。

[2.1]

$$F = U - TS = -\frac{1}{2}Mz\alpha\phi^2 - k_{\mathrm{B}}T\left(M\phi \ln \frac{1}{\phi} + M(1-\phi)\ln \frac{1}{1-\phi}\right) \tag{1.62}$$

$$\begin{aligned} \mu = \frac{1}{M}\frac{\partial F}{\partial \phi} &= -\alpha z\phi - k_{\mathrm{B}}T(-\ln\phi - 1 + \ln(1-\phi) + 1) \\ &= -\alpha z\phi + k_{\mathrm{B}}T[\ln\phi - \ln(1-\phi)] \end{aligned} \tag{1.63}$$

[2.2]

$$\mu'(\phi) = -\alpha z + k_{\mathrm{B}}T\left[\frac{1}{\phi} + \frac{1}{1-\phi}\right] = -\alpha z + \frac{k_{\mathrm{B}}T}{\phi(1-\phi)} \tag{1.64}$$

$\mu'(\phi) > 0$ となる温度の条件は、

$$\phi(1-\phi) < \frac{k_{\mathrm{B}}T}{\alpha z} \tag{1.65}$$

が任意の ϕ について成り立つこと。よって、

$$\frac{k_{\mathrm{B}}T}{\alpha z} > \frac{1}{4}, \quad T > \frac{\alpha z}{4k_{\mathrm{B}}} \tag{1.66}$$

[2.3]

等しい μ を与える ϕ が 3 つ存在するとき、相共存が起こりうる。すなわち $\mu(\phi_1) = \mu(\phi_2)$ となる ϕ_1, ϕ_2 が存在し、$\phi_1 < \phi < \phi_1$ となる ϕ に対しては系が密度 ϕ_1, ϕ_2 の 2 つの領域に分かれる。この ϕ_1, ϕ_2 は Maxwell の等面積則によって決まる。

第 3 問

[1.1]

$$\frac{\mathrm{d}N_1}{\mathrm{d}t} = (A + BW(\omega_0))N_2 - BW(\omega_0)N_1 \tag{1.67}$$

$$\frac{\mathrm{d}N_2}{\mathrm{d}t} = BW(\omega_0)N_1 - (A + BW(\omega_0))N_2 \tag{1.68}$$

[1.2]

定常状態では $\mathrm{d}N_1/\mathrm{d}t = \mathrm{d}N_2/\mathrm{d}t = 0$ から、

$$-(N_1 - N_2)BW(\omega_0) + AN_2 = 0 \tag{1.69}$$

よって、

$$W(\omega_0) = \frac{AN_2}{B(N_1 - N_2)} \tag{1.70}$$

となる。また、

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{BW(\omega_0)}{A + BW(\omega_0)} < 1 \tag{1.71}$$

[2.1]

一つのモードは波数 $\boldsymbol{k}$ で特徴づけられ、$\boldsymbol{k}$ は

$$\boldsymbol{k} = \frac{2\pi}{d}\boldsymbol{n}, \quad \boldsymbol{n} \in \mathbb{Z}^3 \tag{1.72}$$

と書ける。$\omega = c|\boldsymbol{k}|$ から、角周波数が 0 から ω までのモードの数 N は、偏向を考慮すると、

$$N = 2\left(\frac{d}{2\pi}\right)^3 \frac{4\pi(\omega/c)^3}{3} = \frac{d^3\omega^3}{3\pi^2 c^3} \tag{1.73}$$

[2.2]

単位角周波数あたり、単位体積あたりの電磁波のモード数は、

$$D(\omega) = \frac{1}{d^3}\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\omega} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \tag{1.74}$$

よって、

$$W_{\mathrm{eq}}(\omega) = \frac{\hbar\omega}{\mathrm{e}^{\hbar\omega/k_{\mathrm{B}}T} - 1} D(\omega) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{\mathrm{e}^{\hbar\omega/k_{\mathrm{B}}T} - 1} \tag{1.75}$$

[2.3]

$$\frac{A}{B} = \frac{N_1 - N_2}{N_2} W(\omega_0) = (\mathrm{e}^{\hbar\omega_0/k_{\mathrm{B}}T} - 1) W(\omega_0) \tag{1.76}$$

[3.1]

$$\frac{\mathrm{d}N_1}{\mathrm{d}t} = -(P + L)N_1 + (A + L)N_2 + (A' + P)N_3 \tag{1.77}$$

$$\frac{\mathrm{d}N_2}{\mathrm{d}t} = LN_1 - (A + L)N_2 + CN_3 \tag{1.78}$$

$$\frac{\mathrm{d}N_3}{\mathrm{d}t} = PN_1 - (A' + P + C)N_3 \tag{1.79}$$

[3.2]

$$\begin{pmatrix} -P - L & A + L & A' + P \\ L & -A - L & C \\ P & 0 & -A' - P - C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \end{pmatrix} = 0 \tag{1.80}$$

から、

$$(-C(P + L) - (A' + P)L)N_1 + (A' + P + C)(A + L)N_2 \tag{1.81}$$

よって、

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{(A' + P + C)L + CP}{(A' + P + C)(A + L)} \tag{1.82}$$

となる。$N_2/N_1 > 1$ となるとき、

$$(A' + P + C)L + CP > (A' + P + C)(A + L) \tag{1.83}$$

これを整理すると、

$$P(C - A) > A(A' + C) \tag{1.84}$$

となる。よって $C > A$ のとき、P の臨界値 P_c が存在し、

$$P_c = \frac{A(C + A')}{C - A} \tag{1.85}$$

となる。

[3.3]

反転分布の条件は、

$$W_p(\omega_p) > \frac{A(C + A')}{B_{13}(C - A)} \tag{1.86}$$

である。短波長では

$$W_p(\omega_p) \approx \frac{\hbar\omega^3}{\pi c^3} \mathrm{e}^{-\hbar\omega/k_{\mathrm{B}}T} \tag{1.87}$$

であり、これは ω が大きくなると指数関数的に減衰するため、条件を満たすのが難しくなる。

第 4 問

[1.1]

$v = v_x + \mathrm{i}v_y$, $E = E_x + \mathrm{i}E_y$ とおくと、

$$m\left(\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} + \frac{1}{\tau}\right)v = -eE + \mathrm{i}eBv. \tag{1.88}$$

定常状態では

$$v = -\frac{eE\tau}{m} + \mathrm{i}\omega_c \tau v \tag{1.89}$$

となる。ただし $\omega_c = eB/m$ である。よって、

$$J = -nev = \frac{ne^2\tau/m}{1+(\omega_c\tau)^2}(1+\mathrm{i}\omega_c\tau)E \tag{1.90}$$

これを行列で表すと、

$$\boldsymbol{J} = \tilde{\sigma}\boldsymbol{E}, \quad \tilde{\sigma} = \frac{ne^2\tau/m}{1+(\omega_c\tau)^2}\begin{pmatrix} 1 & -\omega_c\tau \\ \omega_c\tau & 1 \end{pmatrix}. \tag{1.91}$$

よって

$$\sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m} \tag{1.92}$$

[1.2]

$j_y = 0$ のとき、

$$E = \frac{1-\mathrm{i}\omega_c\tau}{\sigma_0}j_x. \tag{1.93}$$

よって、

$$R_{\mathrm{H}} = \frac{E_y}{j_x B} = -\frac{\omega_c\tau}{\sigma_0 B}, \quad \sigma = \sigma_0 \tag{1.94}$$

[2.1]

正孔に対する運動方程式は定常状態の場合、

$$v = \frac{eE\tau}{m} - \mathrm{i}\omega_c\tau v \tag{1.95}$$

と書ける。よって伝導率は

$$\frac{ne^2\tau/m}{1-\mathrm{i}\omega_c\tau}+\frac{pe^2\tau/m}{1+\mathrm{i}\omega_c\tau} \tag{1.96}$$

となる。行列で書くと、

$$\tilde{\sigma}=\frac{e^2\tau/m}{1+(\omega_c\tau)^2}\begin{pmatrix} n+p & -(n-p)\omega_c\tau \\ (n-p)\omega_c\tau & n+p \end{pmatrix}. \tag{1.97}$$

[2.2]

$$\begin{aligned} E &= \frac{m(1+(\omega_c\tau)^2)}{e^2\tau}\cdot\frac{1}{(n+p)+\mathrm{i}(n-p)\omega_c\tau}j_x \\ &= \frac{m(1+(\omega_c\tau)^2)}{e^2\tau}\cdot\frac{(n+p)-\mathrm{i}(n-p)\omega_c\tau}{(n+p)^2+(n-p)^2(\omega_c\tau)^2}j_x \end{aligned} \tag{1.98}$$

$$\begin{aligned} R_{\mathrm{H}} = \frac{E_y}{j_xB} &= -\frac{e}{m\omega_c}\cdot\frac{m(1+(\omega_c\tau)^2)}{e^2\tau}\cdot\frac{(n-p)\omega_c\tau}{(n+p)^2+(n-p)^2(\omega_c\tau)^2} \\ &= \frac{1}{(n-p)e}\cdot\frac{1+(\omega_c\tau)^2}{(\frac{n+p}{n-p})^2+(\omega_c\tau)^2} \end{aligned} \tag{1.99}$$

$$\sigma=\frac{j_x}{E_x}=\frac{(n+p)e^2\tau}{m}\cdot\frac{1+(\frac{n-p}{n+p})^2(\omega_c\tau)^2}{1+(\omega_c\tau)^2} \tag{1.100}$$

[2.3]

問 [2.2] の結果から、

$$R_H^{(0)}=-\frac{n-p}{e(n+p)^2},\quad R_H^{(\infty)}=-\frac{1}{e(n-p)}. \tag{1.101}$$

よって、

$$n-p=-\frac{1}{eR_H^{(\infty)}},\quad (n+p)^2=\frac{1}{e^2R_H^{(0)}R_H^{(\infty)}} \tag{1.102}$$

となるから、

$$n=\frac{1}{2e}\left(\frac{1}{\sqrt{R_H^{(0)}R_H^{(\infty)}}}-\frac{1}{R_H^{(\infty)}}\right),\quad p=\frac{1}{2e}\left(\frac{1}{\sqrt{R_H^{(0)}R_H^{(\infty)}}}+\frac{1}{R_H^{(\infty)}}\right) \tag{1.103}$$