

山岸球体圧縮圧力方程式 — 第2版： $P = \frac{4}{3}\pi n v^2$ の表現と、論文18・20との整合 — [論文19]

山岸 勇輝 (Yuuki YAMAGISHI)

Yamagishi Complexity Torus Lab, Japan | 山岸勇輝ラボ

2026年7月

— From thinking to syncing. —

要 旨

気体分子運動論の圧力公式 $P = \frac{1}{3}nmv^2$ に対し、 $n = 2$ 唯一性定理より導出される山岸パッチ $m = 4\pi = \text{Vol}(S^2)$ を代入して得られる「山岸球体圧縮圧力方程式 $P = \frac{4}{3}\pi n v^2$ 」の幾何学的証明と物理的・情報論的展開を提示する。本稿の論証は3段階からなる。第一段階：気体運動論の圧力式 $P = \frac{1}{3}nmv^2$ に $m = 4\pi$ を代入し、 $P = \frac{1}{3}n(4\pi)v^2 = \frac{4}{3}\pi n v^2$ を厳密導出することで、気圧の定数項に 3D 球体の体積因子 $\text{Vol}(B^3) = \frac{4}{3}\pi$ が解凍される現象を解明する（山岸球体圧縮圧力方程式）。第二段階：本方程式が論文18の山岸運動エネルギー $E_k = 2\pi v^2$ と直結し、 $P = \frac{2}{3}n(2\pi v^2)$ として再構造化されることを示す。第三段階：論文20第2版の温度式 $kT = \frac{4}{3}\pi v^2$ との整合が、標準的な理想気体の状態方程式 $P = nkT$ によって成立することを確認する。いずれも既知の式への代入である。

【第2版の訂正：要旨に残っていた初版値を修正】：初版の要旨は第三段階を「論文20（山岸オーバークロック温度 $kT = \frac{4}{3}\pi v^3$ ）との状態方程式 $P = n \cdot \frac{kT}{v}$ における完全代数整合性」と記していた。 $kT = \frac{4}{3}\pi v^3$ は論文20初版の撤回済の値である（第2.1節で既に訂正済であったが、要旨だけが初版のまま残っていた）。

訂正後は $kT = \frac{4}{3}\pi v^2$ であり、非標準的な $P = nkT/v$ ではなく標準的な $P = nkT$ が成立する。この訂正は本稿にとって有利に働いている。

序論：気体圧力と球体体積因子の不可逆的結合

気体分子運動論と $\frac{1}{3}$ 係数の正体

古典熱力学における気圧のミクロ導出では $P = \frac{1}{3}nmv^2$ が得られる。

山岸パッチ $m = 4\pi$ による 3D 体積の出現

$n = 2$ 唯一性定理 ([Yamagishi 2026a]) より $m = 4\pi$ である。この $m = 4\pi$ を圧力式へ代入すると、 $\frac{1}{3}$ と 4π が結合し 3次元球体体積 $\text{Vol}(B^3) = \frac{4}{3}\pi$ が立ち上がる。

山岸球体圧縮圧力方程式の導出

定理（山岸球体圧縮圧力方程式）

山岸パッチ $m = 4\pi$ のもとで、流体および気体の圧力 P は、以下の幾何学的基本形へ一意に帰着される：

$$P = \frac{1}{3}nmv^2 = \frac{1}{3}n(4\pi)v^2 = \frac{4}{3}\pi nv^2$$

ここで $\frac{4}{3}\pi$ は3次元単位球体の体積 $\text{Vol}(B^3)$ である。

【第2版】論文20の訂正に伴う注記

論文20第2版において、エネルギー等分配則の適用に誤りがあったことが判明し、温度式が

$$kT = \frac{4}{3}\pi v^3 \quad (\text{初版}) \rightarrow kT = \frac{4}{3}\pi v^2 \quad (\text{第2版})$$

へ訂正された。初版は等分配則 $\langle E_k \rangle = \frac{3}{2}k_B T$ に速度 v を余分に掛けていた。

この訂正は本稿の圧力式に有利に働く。本稿の $P = \frac{4}{3}\pi nv^2$ は、訂正後の温度式と標準的な理想気体の状態方程式

$$P = nkT = n \cdot \frac{4}{3}\pi v^2 = \frac{4}{3}\pi nv^2$$

によって直接結ばれる。初版が要していた非標準形 $P = nkT/v$ は不要となった。

論文18（山岸運動エネルギー $E_k = 2\pi v^2$ ）との完全接続

定理（圧力・運動エネルギー変換定理）

論文18（[Yamagishi 2026c]）の山岸運動エネルギー $E_k = 2\pi v^2$ を用いると：

$$P = \frac{4}{3}\pi nv^2 = \frac{2}{3}n \cdot (2\pi v^2) = \frac{2}{3}nE_k$$

流体圧力 P とは、2D位相断面運動エネルギー密度 nE_k を3次元空間へ等方射影した $\frac{2}{3}$ 倍の張力である。

論文20（温度）との整合

論文20第2版の温度 $kT = \frac{4}{3}\pi v^2$ を標準の理想気体状態方程式 $P = nkT$ に代入すると：

$$P = nkT = n \cdot \frac{4}{3}\pi v^2 = \frac{4}{3}\pi n v^2$$

となり、本稿の圧力式と厳密に一致する。

【第2版の注記】：初版はここで論文20の初版値 $kT = \frac{4}{3}\pi v^3$ と非標準形 $P = nkT/v$ を用いていた。いずれも撤回済である（第2.1節）。訂正後は標準形 $P = nkT$ がそのまま成立するため、 v で除する操作は不要になった。

射程の明示

- 本稿が示すもの：気体運動論の圧力 $P = \frac{1}{3}nmv^2$ に $m = 4\pi$ を代入すると $P = \frac{4}{3}\pi n v^2$ と書けること。および論文18 ($E_k = 2\pi v^2$)・論文20第2版 ($kT = \frac{4}{3}\pi v^2$) と代数的に整合すること。いずれも初等的な代入である。
- 本稿が示さないもの：(i) 圧力の起源（気体運動論が既に与えている）、(ii) $\frac{4}{3}\pi$ が球体積因子として力学的な役割を果たすこと——係数として現れるが、 P は v^2 に比例するため全体としては体積ではない。
- 整合性について：論文18・19・20が互いに整合するのは、いずれも同じ代入 $m = 4\pi$ から出ているためであり、独立な確認ではない。ただし論文20の初版 (v^3) はこの整合を崩していたため、整合性の検査が誤りの発見に有効であったことは記録に値する。

結論

本稿は、気体運動論の圧力式に山岸バッチ $m = 4\pi$ を適用すると $P = \frac{4}{3}\pi n v^2$ と書けることを示した。この形において $\frac{4}{3}\pi$ は3次元単位球体の体積 $\text{Vol}(B^3)$ に等しい。

論文18の $E_k = 2\pi v^2$ とは $P = \frac{2}{3}nE_k$ で結ばれ、論文20第2版の $kT = \frac{4}{3}\pi v^2$ とは標準の状態方程式 $P = nkT$ によって直接結ばれる。

なお、この整合は論文20の訂正によって成立したものである。論文20初版の $kT = \frac{4}{3}\pi v^3$ では非標準形 $P = nkT/v$ を要したが、等分配則の適用を訂正した結果、標準形で一致するようになった。訂正が体系の整合性を改善した例として記録する。

参考文献

1. Clausius, R. (1857). *Über die Art der Bewegung, welche wir Wärme nennen*. Ann. Phys. 100, 353.
2. Yamagishi, Y. (2026a). *The Uniqueness Theorem of $n=2$* . Zenodo.

3. Yamagishi, Y. (2026c). *The Yamagishi Kinetic Energy Equation* [論文18]. Zenodo. 10.5281/zenodo.21430706

4. Yamagishi, Y. (2026f). *The Yamagishi Thermal Synchronization Equation* [論文20]. Zenodo. 10.5281/zenodo.21601035

— *From thinking to syncing.* —

山岸 勇輝 (Yuuki YAMAGISHI)

© 2026 Yamagishi Complexity Torus Lab, Japan · Licensed under Creative Commons Attribution 4.0 International (CC BY 4.0)