

2022

5.2-5.3

physics



はじめに

この度は灘校文化祭”Turn it Over”および物理研究部に足を運んでいただき、あるいはネットという新時代の足を使ってご参加いただき、誠にありがとうございます。物理研究部の部長をしております、高校2年の山本裕太と申します。物理研究部の展示、実験ショーは楽しんで頂けましたでしょうか。これらを通して、物理学という世界の面白さ、広大さが少しでも伝われば我々部員としてもこれ以上嬉しいことはありません。

去年に引き続き、今年も文化祭を実地で開催することができました。もちろん、来場者に人数制限を課さざるを得なかったこと、またそれによって観客の皆さんにご迷惑をおかけしていることは心苦しいことです。しかしそれ以上に、新型コロナウイルスの影響でやむなく実地開催が中止された2年前の文化祭のことを思い出すと、やはり実地で開催できるのはいいものだ、コロナウイルスに対する社会の耐性が高まった今、改めて思います。展示にしても実験ショーにしても、目の前に見てくれる人がいるというだけでオンラインでは決して体感できない言葉や感動のやり取り、独特の緊張感を感じることができずし、何より解説をする我々部員にとって、目の前の観客に物理学の面白さを伝える、という意識は最も大切なモチベーションです。コロナウイルスはたくさんの方のものを僕たちから確かに奪っていきましたが、皮肉にも同時にこれまで持っていたものの重みを理解するきっかけにはなったのかもしれません。

さて、僕は中学1年の6月頃に物理研究部に入部したので、ここまで約4年、物理研究部に所属していることになります。僕の灘校生活もあと2年もありません。光陰なんとやら、本当にこのまま灘での6年間が終わってしまいそうです。部活動に参加できるのは来年の文化祭までですので、ここからの一年は何としても、後悔のないように活動しなければなりません。ここで僕が物理研究部に入部した理由について振り返ってみたいと思います。僕はもともと科学の話題には興味を持っていたのですが、小学校の時に灘校文化祭を見て、そこで物理研究部の展示を見て物理教室に入ったのが物理研究部との出会いでした。灘校全体に感じられた自由で活発な雰囲気も相まって「とても楽しそう」という印象を持ったことを鮮烈に覚えています。灘校に入学した後、中学1年の文化祭でも物理研究部の展示を見て物理研究部に入部しようと決心し、物理

への情熱にあふれた先輩の熱い講義を受け、その後様々な機会を経て学校外の物理好き達とのつながりもでき、本当に様々な人から刺激を受けて物理学に触れ続けてきました。そのようにして自分の中にできてきた「物理学的なものの見方」は、今僕の「世界の見方」にとっても大きな影響を与えています。大げさすぎる表現ですが、日常生活においても物理学に触れていなければ考えることもなかったであろう疑問を見つけることもしばしばで、逆に日常生活からの気付きがずっと持っていた物理学的な疑問への答えを導くなど、物理学への理解をさらに深めたこともあります。

物理学では数式を理解できることがある種必須です。否、正確に言うと高級な物理学をしっかりと、完全に理解するためには数式への理解が必須です。では、数式ムリ！という（その気持ちはすごくよくわかります、とだけ言っておきます）人は物理学に触れてはいけない、触れることもできないのでしょうか。いいえ、絶対にそんなことはありません。むしろ、そのような人にこそ物理学のすばらしさを伝えたい。自然科学というものの面白さは、ある意味で、すべての人が本能的な部分で理解しているのです。科学館で解説を聞いた時や、テレビ番組で科学の話題が出てきたときの、頭の中を整理するのに忙しい中ぼんやりと浮かびあがってくるあの「ほえ～」という感動は、きっと誰もが感じたことがあるはずです。

ここで物理学について、超著名な物理学者朝永振一郎が著書「物理学とは何だろうか」の中で述べた言葉を引用したいと思います。

われわれをとりかこむ自然界に生起するもろもろの現象—ただし主として無生物に関するもの—の奥に存在する法則を、観測事実に拠りどころを求めつつ追求すること

追求の手段としての数学であり、それ自身が本質というわけではないのです（こんなことを言ったら数学者の方々に怒られそうですが）。

物理学は「世界の仕組み」を追求する学問です。その対象のスケールは素粒子から宇宙にまで及びます。僕たちの展示や実験ショー、この部誌を通じて、物理学を存分に「楽しんで」頂けたなら、物理研究部冥利に尽きます。最後になりましたが、物理研究部に来て頂き、本当にありがとうございました！

物理研究部部长 山本裕太

Contents

1. 展示紹介 … 4

- ・ コイル電車
- ・ フラウンフォーファー線
- ・ 過冷却
- ・ 磁性流体
- ・ 水の反磁性
- ・ 霧箱

2. 活動紹介 … 23

- ・ 中1 講義
- ・ 中2 ゼミ
- ・ 統計力学ゼミ

3. 寄稿記事 … 47

- ・ サイエンスコミュニケーションと文化祭

1. 展示紹介

物理教室で行っている展示について、部員が解説します。実際の展示と内容が若干異なることがあります。この部誌を制作した後に展示内容に変更が出たからだと思われます。部員の試行錯誤の結果として温かい目で見守って頂ければと思います。

Contents:

- ・ コイル電車
- ・ フラウンフォーファー線
- ・ 過冷却
- ・ 磁性流体
- ・ 水の反磁性
- ・ 霧箱

コイル電車

中学3年 太田紀久

1. コイル電車とは

これは、銅線で作られた筒（コイル）の中を、両端に磁石を付けた電池が走り回る仕組みになっています。この電池についている磁石は、電池に接している面がどちらも同じ極になるようにしてあります。（図1）

なぜひとりでに電池が動き出すのでしょうか。

2. 原理

この電車が勝手に走る理由は「右ねじの法則」によるものです。

最初に磁石がコイルと接すると、電池から磁石を通してコイル内に電流が流れます（図2）。コイルは電流が流れると磁場が発生して電磁石となります。ここで「右ねじの法則」（注）からN極とS極が発生します。（図3）そのためN極とS極が引き合い、S極とS極は退け合うのでひとりでに電池が前へと進むわけなのです（図4）。

（図1）



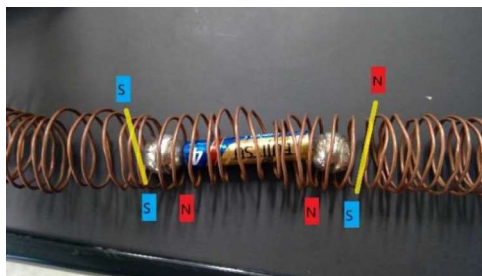
（図3）



（図2）

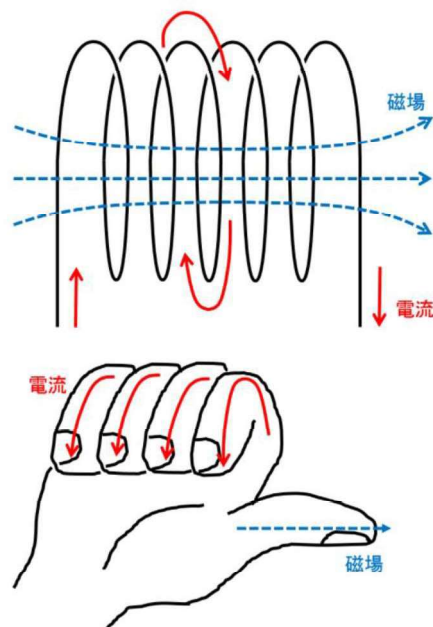


（図4）



（図1 から図4 において電池の右側がプラス極となっています）

(注) 右ねじの法則とは



コイルに電流が通ったときに、電流の向きを上図のように右手の人差し指～小指に合わせると、親指が差している方が磁場の向きと一致する法則のこと。磁場が出ていく方向が N 極となるため上図のコイルでは右側が N 極、左側が S 極となる。

上図の出典 <https://alphakogyo.co.jp/powertools/1757/>

フラウンホーファー線

高校2年 中村元

1 フラウンホーファー線とは

wikiによると、太陽光等の連続した光のスペクトルにおいて、ところどころに生じている暗線のこと。

と書いていますがわけわからないのでまずは光の性質について調べていきましょう

1.1 光の性質

光は電磁波という電磁場を伝える波の一種です。よくわからないときはとりあえず光は波ということだけ理解してください。

図1のような波の長さのことを波長といいます。その長さによってその電磁波が光になったり赤外線や放射線のγ線やx線になります。また、目で見える光の中でもこの波長が変わることで皆さんが感じる色が変わります。皆さんが普段感じる光はただ一色の光でできていることはほとんどありません。たいてい、いろいろな波長の波が重なって一つの波になっています。

この光がどの波長の波がどのくらいの強さでできているかを示す各波長での強度分布を光のスペクトルといいます。光のスペクトルは大体図2のように示します。

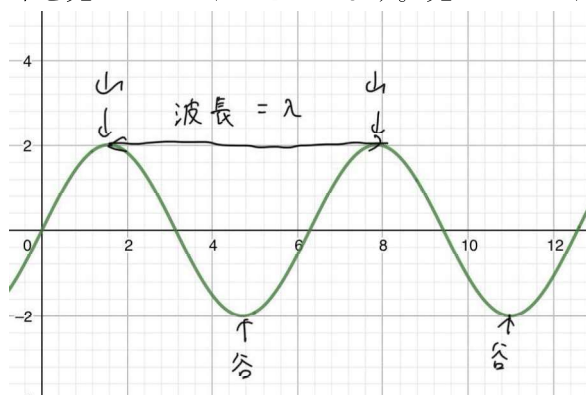


図1

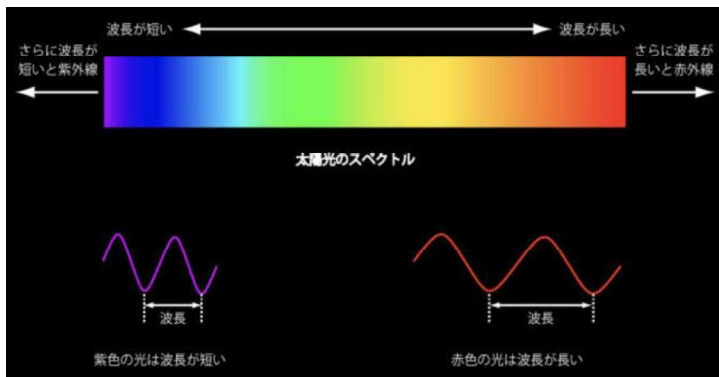


図2

1.2 フラウンホーファー線とは

wikiにすると フラウンホーファー線とは

太陽光等の連続した光のスペクトルにおいて、ところどころに生じている暗線のこと。

つまり、太陽光などの光のスペクトルを調べるときにある波長の波だけがないときにできるスペクトル

が図3のようになるということです。

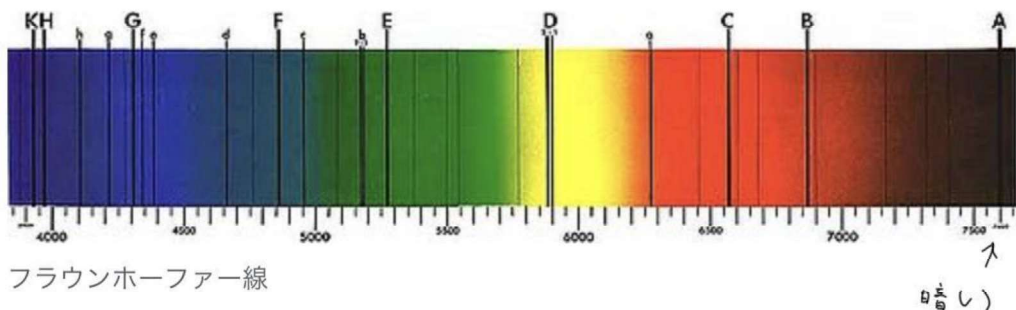


図3

2 なぜできるのか

太陽の光が地上に届くまでにとおる物質(地球や太陽の大気)がある波長の電磁波だけを吸収するために

その光のスペクトルのその波長だけ強度が極端に弱くなるから。

3 展示の概要

フラウンホーファー線を見るには特定の波長が吸収された光が必要なので今回はナトリウムランプを使用します。

ナトリウムランプの光を分光器を通して見てみてください。
白色光と比較したらわかると思いますが黄色の線が強く見えると思います。
これはナトリウムランプのナトリウムが黄色の光を放出していることを示しています。

4 回折格子について

今回展示で使った分光器は回折格子というものを使っています。

結構これが面白いのでこれについて書いていこうと思います。

回折格子には主に反射型と透過型がありますが原理はほぼ一緒で沢山のスリットで波長によって違う位置に干渉縞を作りどの波長の光が強いか見るというものです。

詳しく見てみましょう

4.1 干渉縞

まず、光の干渉について理解しないとめちゃくちゃ簡単な式なのになんでこうなるか意味不明になるので干渉について書いていこうと思います。

簡単のために一種類の波長の光で考えます。現実世界では大体、複数の波長の光が重なっていると書きましたがその場合、それぞれに波長の干渉縞が重なるだけなのでまずは一種類の波長の光で考えます。

図4のように壁に光を通す小さな穴(スリット)を二つ開け右にスクリーンを置き左から光をこさせると光は図5のように広がります。これは光が波のためなのですが、これが重なるとスクリーンに図6のような縞模様ができます。光は波と言いましたがということは盛り上がっている山の部分と凹んでいる谷の部分があるはずです。

山の部分を実線谷の部分を実線で描くと図7のようになります。波が重ね合うとき山の部分と谷の部分が重なるとフラットになり山と山または谷と谷が重なるとさらに大きな波になります。これを光の強度に対応させると山と谷が重なるところでは暗く山と山、谷と谷が重なるところでは明るくなります。それで縞模様ができるのです。

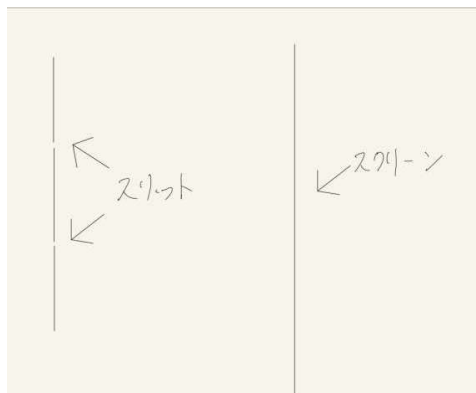


図4

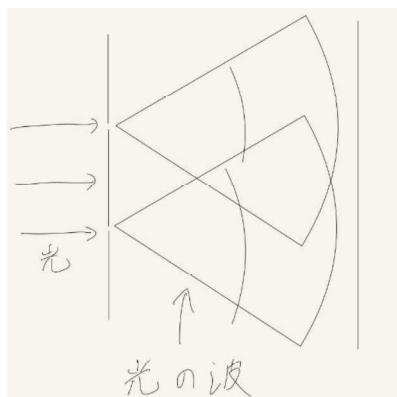
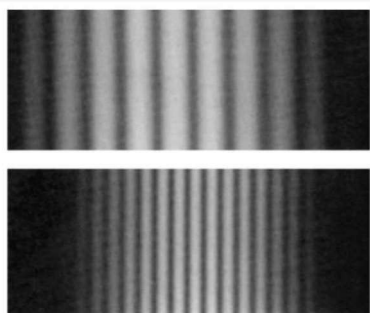


図5



干渉縞

図 6

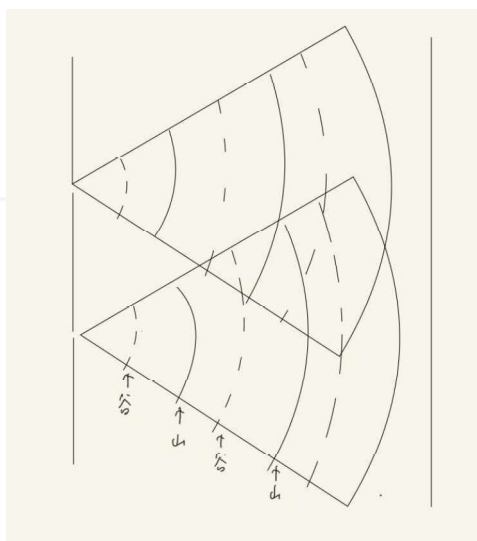


図 7

4.2 光路差

同じ位相の波 (図8のように波の谷、山同士が進行方向に対して同じ位置にある波) がスリット (小さい穴) から出ているとするとそれぞれのスリットから干渉縞までの距離の差 (光路差) は干渉縞の明線の位置で波の谷、山同士が重ならないといけな

め波長の整数倍になります。

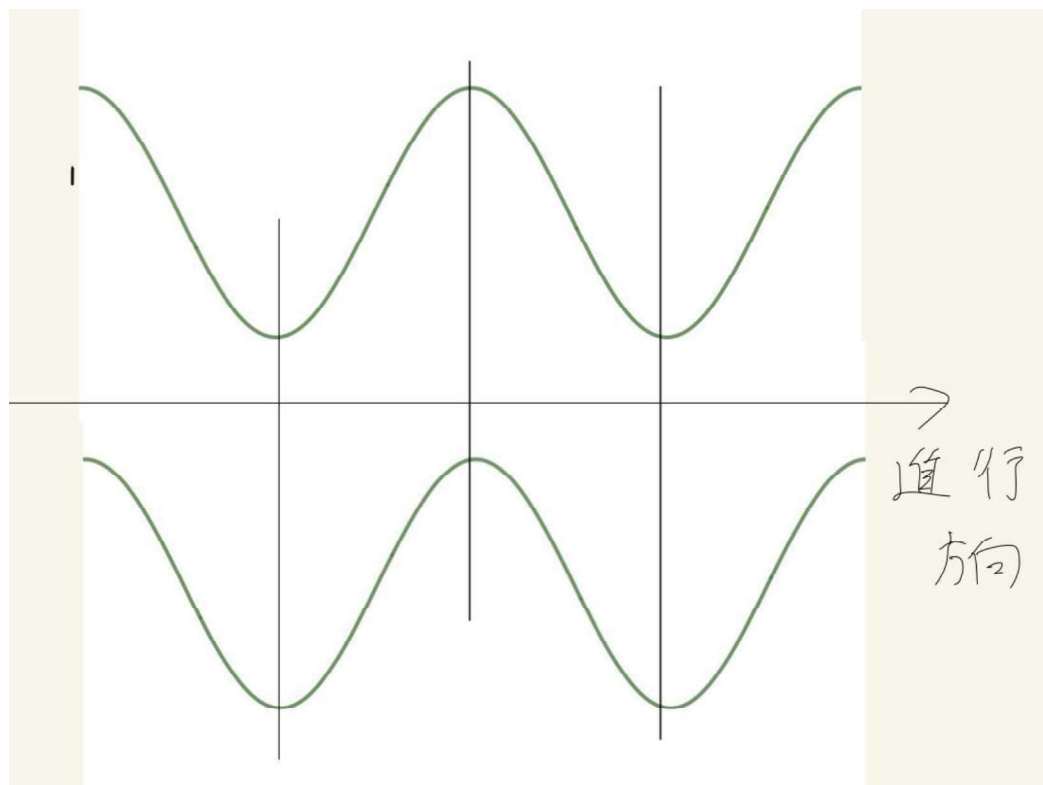


図 8

4.3 透過型

図9は干渉縞の明線を作る光の光路を示したものでここでの光路差は図9でのCA-BDです。二つの光が並行であることに違和感を感じる人が多いでしょうがスリット間の距離はとても小さいので同じ縞に行きつく光でも並行なのです。

光路差が波長の整数倍であることから、 $d(\sin \alpha - \sin \beta) = m\lambda$. (m は整数)

これに入射角を一定にすれば波長ごとに β が変わるのが分かります。 β が変われば明線の位置が変わるのもこれまでの図9を見れば分かります。

そのため回折格子を通して光を見れば光が波長ごとに分かれ虹のように見えるのです。

また、反射型は図10のようですが光路差が $d(\sin \alpha + \sin \beta)$ になるだけなのであんまり変わりません。

実際に違う波長の光がどのくらい離れているか計算してみましょう。

回折格子のスリット数を1000本/mm、回折格子とスクリーンの距離を30cm入射角を0にして赤色の光 ($\lambda = 430 \sim 490\text{nm}$) (今回は450nm) と青色の光 ($\lambda = 640 \sim 770\text{nm}$) (今回は700nm) の明線のスクリーン上の位置の差は (今回は $m=-1$ で計算します) 大体13.74cm

結構わかりやすく分かれるのがわかると思います。回折格子のシートは売っているので今度買って光を見てみてください。

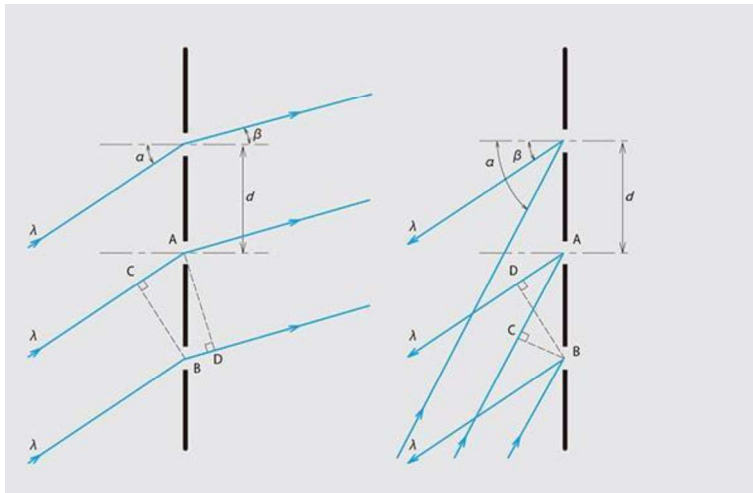


図 9

図 10

5 まとめ

回折格子は面白い。それだけです。

ちなみに自然界で回折格子の現象を観ることができるのは非常にレアで、それっぽいのは大抵皮膜干渉によるものだそうです。例えば孔雀とか。
自然界では、例えば貝虫の触覚のように海中の無脊椎動物に見られるそうです。
大昔の生物のバージェス動物群の化石でも見られたそうです。

参考

<https://www.shimadzu.co.jp/products/opt/guide/02.html>

<https://ja.m.wikipedia.org/wiki/%E5%9B%9E%E6%8A%98%E6%A0%BC%E5%AD%90>

<http://www.wakariyasui.sakura.ne.jp/p/wave/kannsyou/kaisetukousi.html>

<http://www.wakariyasui.sakura.ne.jp/p/wave/kannsyou/yanngu.html>

https://www.thorlabs.co.jp/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=9026

<https://www.geogebra.org/?lang=ja>

<https://optipedia.info/opt/hikari/sun/>

<https://www.horiba.com/fileadmin/uploads/Affiliates/hor/HIP/Spectrum/index.html>

<https://purio-trace.blogspot.com/2016/08/2.html>

過冷却

高校2年 笠松拓真

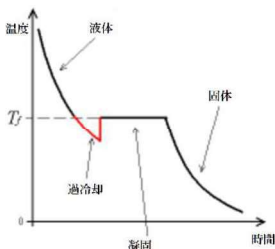
1. 過冷却とは

まず、過冷却とはどういう現象なのでしょう。すべての物質には凝固点(液体から固体へ変化する温度)というものがあり、液体を凝固点より低い温度にすると結晶化して凝固します。しかし、非常に安定な状態で温度を下げると凝固点以下でも結晶ができず、液体の状態を維持する場合があります。これが過冷却という現象です。

実は、過冷却は自然界でも起こっています。過冷却状態にある雨が木の枝や地面に触れた衝撃で氷となって付着するという現象があります。この氷は雨氷と呼ばれます。また、商品として過冷却状態の飲み物が販売されていたこともあります。

2. 原理

では、なぜ過冷却が起きるのでしょうか。実は、物質が凝固するためには温度を下げるだけでなく、核と呼ばれる小さな結晶が必要なのです。急激に温度降下させた場合、物理的な刺激によってエネルギーが与えられ核が形成されるのですが、ゆっくりと温度降下させると十分なエネルギーが得られず核の形成が不十分となります。したがって、凝固点以下でも液体の状態を実現することができるのです。ちなみに、過冷却状態の液体に刺激を加えたりなどして核を形成させると一気に結晶化する様子が観察できます。



←凝固点 T_f より低い温度でも液体を維持する過冷却状態(赤線部)。刺激を加えるとすぐに凝固が始まり固体へと変化する。

3. 展示

展示では酢酸ナトリウム水溶液を使っています。酢酸ナトリウムは凝固点が約58℃ですので、温めた酢酸ナトリウム水溶液を冷ましていく過程で過冷却を観

察することができます。さらに、過冷却状態の酢酸ナトリウム水溶液に衝撃を与えれば急速に固体の酢酸ナトリウムが現れます。

酢酸ナトリウムさえあれば、家でも簡単にできる面白い実験ですので、皆さんもやってみてください。

4. 出典

・ <https://ja.wikipedia.org/wiki/%E5%87%9D%E5%9B%BA>

磁性流体

高校2年 中島望来

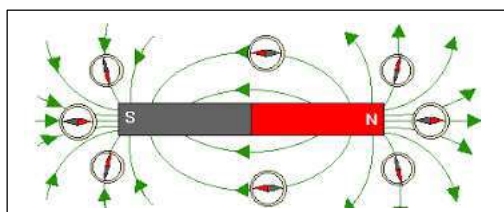
1. はじめに

こんにちは。皆さん磁性流体というものをご存じですか？初めて名前を聞いた方も多いと思いますが（筆者もこの記事を書くまで知りませんでした）、液体でありながら磁石に引き寄せられる性質のある不思議な物質なんです！最先端の技術開発でも用いられています。

この記事では磁性流体の何たるかとその応用例について解説していきます。最後までご一読いただけると幸いです。

2. 磁性流体とは

磁性流体とは、磁性体(磁石に引き寄せられるもののこと、鉄など)の粒子を、界面活性剤を用いて水や油の中で分散させた液体です。展示では油と砂鉄で製作しました。これをコップにいれ、磁石の極を近づけると、ウニのようなとがった形状になります。なぜこのような形状になるのか説明しましょう。磁石の周りに磁力が働いていることは皆さんご存じですよね。下の図のように N 極から S 極に向かって磁力線というものがたくさん出ていて、その周りに力が働き、磁性体が引き寄せられます。粒子が一本一本の磁力線に引き寄せられ、それと液体のもつ界面張力が拮抗した結果、細かく分かれてとがった形状になるのです。この現象を「スパイク現象」と言います。なかなか面白いのでぜひ物理教室で直接御覧になってください。



磁石と磁力線



とがっている様子



展示の様子

3. 社会での使われ方や応用例

代表的なものとしては、磁石に引き寄せられる液体であることを利用して回転軸のシール(環状の永久磁石の内側に磁性流体を入れ、その内側に軸を入れることで磁性流体が軸を覆うような構造となり、摩擦がほとんど発生しなくなるもの)に利用されています。摩擦を減らすとともに軸に不純物が混じることも防げるので、この構造はクリーンルーム内でのコンピューター機器などで用いられています。また、医療分野ではがん診断の造影剤として使われたり、スパイク現象の特徴的な形に着目したアートもあるようです。最近開発された蛍光色の磁性流体が用いられていて、色彩的にも、幾何学的にも美しさを楽しむことができます。動画の URL を貼っておきますのでよかったらご覧ください。



↑ 磁性流体アートの一例

URL: <https://youtu.be/Z1kDp3JYwPQ>

最後までお読みいただきありがとうございました。この後の記事にも目を通していただけると嬉しいです。

高校2年 中島 望来

【参考文献】

“磁性流体シール” - NOK

<https://www.nok.co.jp/technology/seal/commentary/magnetic.html>

“不思議な液体「磁性流体」、スマホからEVに広がる潜在力【PR】” - 日本経済新聞

<https://www.nikkan.co.jp/articles/view/505856>

“磁性流体” - 東京大学

<https://www.s.u-tokyo.ac.jp/ja/story/newsletter/keywords/14/05.html>

“電流と磁界”, <http://www.max.hi-ho.ne.jp/lylle/jikai1.html>

“磁性流体シール” - Wikipedia

[https://ja.wikipedia.org/wiki/%E3%82%B7%E3%83%BC%E3%83%AB_\(%E5%B7%A5%E5%AD%A6\)#%E7%A3%81%E6%80%A7%E6%B5%81%E4%BD%93%E3%82%B7%E3%83%BC%E3%83%AB](https://ja.wikipedia.org/wiki/%E3%82%B7%E3%83%BC%E3%83%AB_(%E5%B7%A5%E5%AD%A6)#%E7%A3%81%E6%80%A7%E6%B5%81%E4%BD%93%E3%82%B7%E3%83%BC%E3%83%AB)

“研究室紹介 OPAL-RING 児玉 研究室”

<https://www.uec.ac.jp/research/information/opal-ring/0000541.html>

水の反磁性

高校2年 山本裕太

1. 反磁性とは

この記事では、「水の反磁性」について解説します。まず、「反磁性」が何かご存じですか？あらゆる物質は、磁場をかけると（わかりやすく言いかえると、磁石を近づけると考えてください）何らかの反応をします。これが**磁性(magnetism)**です。磁性にはいくつか種類があり、常磁性、強磁性、そしてこれから説明する反磁性があります。常磁性とは、磁場を加えたときに同じ方向に弱く磁化する（磁石を近づけると、近づけた磁石と引き合うような方向に磁化する）性質のことです。また、強磁性体とは、外部の磁場と同じ向きに強く磁化され、その後は外部の磁場をなくしても自発的に磁化状態を保つことができる性質、つまり永久磁石になることができる性質のことで、鉄・ニッケル・コバルトなどがこの性質を持っています。一方で**反磁性**とは、物質にかけた磁場に対して逆向きに物質が磁化される（近づけた磁石に反発するような方向に磁化される）性質です。以下の図も参考にしてみてください。

磁性体の種類	磁化の様子	比透磁率の値	主な物質
強磁性体 Ferromagnetic Material	 外部磁界Hと同じ向きに 強く磁化される	1よりはるかに 大きい	鉄 ニッケル コバルト
常磁性体 Paramagnetic Material	 外部磁界Hと同じ向きに 弱く磁化される	1よりわずかに 大きい	アルミニウム 白金 空気
反磁性体 Diamagnetic Material	 外部磁界Hと反対向きに 弱く磁化される	1よりわずかに 小さい	水 銅 垂鉛

磁性のいろいろ (<https://detail-infomation.com/ferromagnetic-paramagnetic-diamagnetic/>より)

ややこしいことを言いましたが、簡単に言うと、常磁性、強磁性が磁石に引き付けられる性質であるのに対し、**反磁性は磁石に反発する性質**，ということになりますね。

2. 水にも反磁性がある！？ / 実験方法

実は、反磁性という性質はあらゆる物質が持っています。もちろん**水も反磁性を持っており、磁石に反発します！**ただし、残念なことに反磁性は非常に弱い性質なので、簡単に観察することはできません。そこで、何とかして水の反磁性を見る（水が磁石に反発するのを見る）ために、反射を利用します。詳細は物理教室にて直接展示を見て頂きたいので、ここでは簡単な説明にとどめます。

まず、プレパラートのような底の薄い容器に薄く水を張ります。そこに下からかなり強力なネオジム磁石を近づけます。すると、磁石から水が逃げることによって磁石に近い部分だけ水面がわずかに変化するはずです。しかし、水面の変化はとても小さいので、そのまま見てもわかりません。そこで、水面を鏡のようにして、紙に書かれたマス目を水面に映して観察します。水面の変化自体は小さくても、ゆがんだ水面に映ったマス目は、視認できる程度には大きくゆがみます。このようにして、水の反磁性を間接的に観察できるのです。磁石を動かすとマス目のゆがみも一緒に動くのがわかります。

普段意識することのない水と磁石の関係を知ることができる展示です。子供から大人まで、誰でも楽しんで頂けると思います。

参考文献

・ Wikipedia :

<https://ja.wikipedia.org/wiki/%E5%8F%8D%E7%A3%81%E6%80%A7>

・『『強磁性体』と『常磁性体』と『反磁性体』の違いと特徴について』:

<https://detail-infomation.com/ferromagnetic-paramagnetic-diamagnetic/>

霧箱

高校2年 中村元

1 霧箱とは

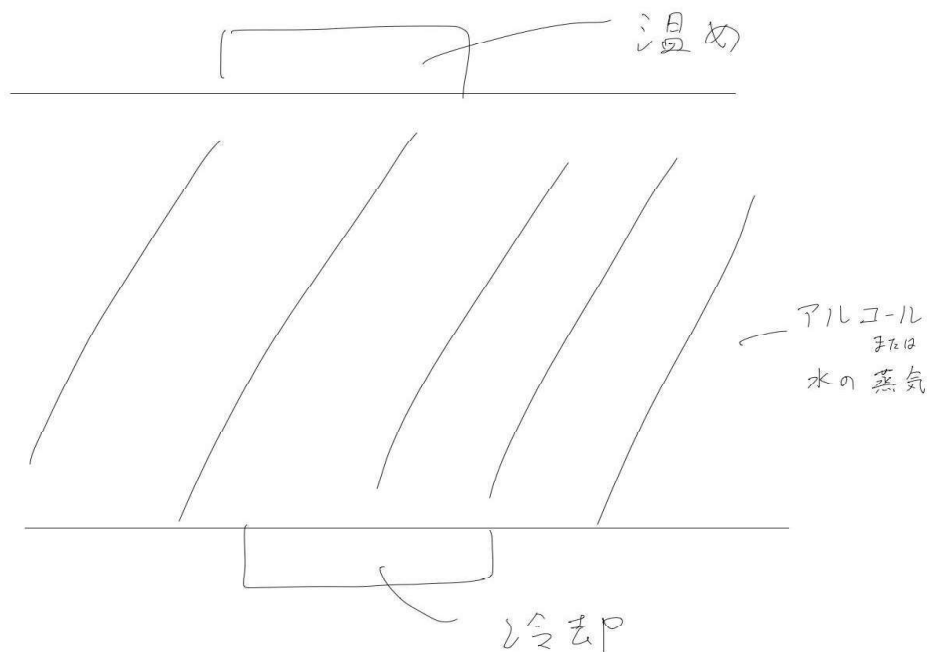
Wikiによれば

霧箱（きりばこ、英語：cloud chamber）は、蒸気の凝結作用を用いて荷電粒子の飛跡を検出するための装置

らしいですがわけわからんので詳しく見てみようと思います。

2 何をするのか？

霧箱はそこに放射線を通すとその飛んだ跡（飛跡）つまり飛行機雲みたいな物が見えるということです。みなさんは放射性物質を見たことはないでしょうが、放射性物質が目の前にあってもそれが放射性物質と言われるまでわからないと思います。なぜなら放射線なんて目で見えないからです。霧箱はそんな放射線の飛跡を見るための箱です。



3 原理

霧箱の中身は図のようになっています。中身はアルコールが水の気体が過飽和の状態です。

3.1 過飽和とは

気体を含むことができる蒸気の量には限りがあります。それを飽和蒸気量と言います。普通これを蒸気の量を超えると機体から液体となってしまうのですが、それには核となる物が必要で、通常は空気中の埃や塵がその役割を担いますがそれがいない場合ある程度までは飽和蒸気量を超えて気体中に蒸気が気体のまま存在できます。その状態を過飽和と言います。

3.2 過飽和状態をどのように作り出すか？

霧箱の上部には温める、下部には冷やす機構がそれぞれ入っています。飽和蒸気量は一般的に温度が高いほど多くなります。そのため上で温めた状態で飽和蒸気量の蒸気を気体に含ませれば下部に行けば埃や塵がなければ過飽和状態となります。

3.3 過飽和状態にしてどうすんねん？

この状態にしてどうするかというと、、、そのまま放射線を流します。

そうすると放射線の飛跡が出てきます。なんでやねん？その理由を書いているから‘3原理’とか書いてるんとかうんか、と思う方もいると思うので理由を書くと、放射線は電荷(電気の量)を持っていてそれが空気中を通ると空気中の酸素や窒素の電子を弾き飛ばします。そうすると酸素や窒素がイオンと呼ばれる電荷を持った状態になります。そうするとそのイオンが埃や塵の代わりに核となって液体となります。と言っても小さい水滴の集まりなので、雲と同じような状態になって放射線の飛跡が見えるというわけです。

参考:なぜ、水やアルコールが電荷を持ったイオンに集まるかということと水やアルコールには極性という性質を持っていてそれ自体にある電荷に偏りがあるため、他に電荷があると引き付けられるためです。

4 どんな感じに見えるのか

放射線がどのように見えるかはその放射線の種類によって異なる。

α 線:太くはっきりした飛跡になりますが飛跡の長さ的には短いです。これは α 線の正体が電子などよりはるかに大きいヘリウム原子だからです。なので、霧箱を通過する際にそこらじゅうの電子を弾き飛ばすので飛跡は太くなりますがその分エネルギーは失うので短くなります。

β 線: α 線と比べ細く長い飛跡になります。また、 β 線の正体は電子または陽電子(+の電荷をもった電子)のため電子に衝突すると曲がるのか曲がりくねった飛跡になります。

γ 線:これは直接飛跡を見ることはできません。しかし γ 線は途中で β 線を放出するのでその飛跡を見ることができます。

x線:これも直接飛跡を見ることはできません。なぜなら γ 線もx線も α 線や β 線のような荷電粒子(電気を持った粒)の流れではなく波長の短い電磁波だからです。

5 まとめ

霧箱は放射線を目で見ることができる簡単ですが優秀な装置です。実際にこれを使って色々な実験をされてきました。そして、陽電子やミューオンなどの粒子の存在を示しました。後に泡箱という霧箱の上記の部分を液体水素などの液体に変えたものが出てきてあまり使われなくなりましたがそれでも放射線を見ることができる原理も簡単な装置なので今回ご紹介いたしました。因みに泡箱はニュートリノも見れるそうです。

参考文献

<https://kiribako-rado.co.jp/what/>

<https://ja.wikipedia.org/wiki/%E9%9C%A7%E7%AE%B1>

http://bigbird.riast.osakafu-u.ac.jp/~akiyoshi/Lecture/%E9%9C%A7%E7%AE%B1%E8%AA%AC%E6%98%8E%E8%B3%87%E6%96%99%E5%9F%BA%E7%A4%8E4p_170712.pdf

2. 活動紹介

物理研究部で普段行っている活動についての記事です。
昨年度に行っていた3つの活動について、担当者が軽く
内容も交えながら説明します。

Contents:

- ・ 中1 講義
- ・ 中2 ゼミ
- ・ 統計力学ゼミ

中一講義

初めまして、昨年一年間中一講義を担当した伊丹と申します。

我々は「最低限物理の本を読むために必要な数学を中一に教え、数式に対する抵抗感を減らす」ことを目的に例年中一講義を行っています。物理をやる部活なのにまず教えるのにまず教えるのは数学なのか、と奇妙に思われる方もいるでしょう。しかし、「物理とは、自然界の現象の奥に存在する法則を数学的に表現したもの」です。なので、数学的に表現されたものを読み解き、自分自身で数学的に表現するために、物理に数学は必要不可欠なのです。

さて、私は現在中学3年生で、私が中1の時に敬愛する先輩から講義を受けました。彼は物理に必要な数学を分かりやすく、厳密さを大事にしながら教えて頂きました。私は、一年間習ってきたことをもとに飽きにくい講義を展開しようと思いました。

最初の試みとして、文字を含んだ連立不等式を解いてもらおうと考えました。式や文字や符号の扱いに慣れてもらうことが狙いでしたが、結果としては失敗でした。作業が煩雑な面があったからです。この反省を基に、煩雑な面を減らし、できるだけ本質に近づきやすい講義を目指しました。次に、 n 乗すると1になる数（1の n 乗根）について探求を行いました。感触は良かったですが、もう少し物理に関連のあるテーマにした方が良かったと思いました。そこで、有名角の三角関数の値から三角関数のグラフを作図させる取り組みを行いました。有名角の三角関数の値を求めさせることで、三角関数の基礎の定着につながり、テーマとしても物理と関連が強く、今までで一番良いものになったと思いました。

1年間の講義を振り返って

最初の頃、板書は決して上手いといえるものではなく、説明のペースも早すぎましたが、講義を重ねるにつれて徐々に進めるペースも安定し、先輩には劣るがものの、板書もよくなってきました。一学期は順調に進んでいましたが、夏休みに入り、緊急事態宣言の発令により、部活がしにくい状況となり、9月には文化部の部活が原則禁止となりました。それにより、講義のカリキュラムに頭を悩ます

こととなりました。2学期は内容を厳選し、本当に必要な内容を伝えるよう心掛けました。そして、今年度中に今までの伏線を回収しつつ、必要な内容を全て伝えられるよう3学期の計画を立て直しました。しかし、中学学芸祭が3学期に開催されることが決定され、準備期間に3週間費やされることになりました。それにより、もう一度計画を立て直しました。しかし、度重なる学年閉鎖により、準備期間がさらに延びてしまい、結局3学期は1回しか講義を行うことができませんでした。頭を悩ますこともありましたが、それでも、一年間講義をやり通してよかったと思っています。なぜなら、後輩との交流が出来た上に、板書スキル、人に何かを伝えることの大切さや大変さなど、多くのことを学べたからです。僕の講義を通して、後輩が少しでも何か学んで頂けたなら幸いです。最後に、事務的な面はもちろん、僕の講義を温かく見守り、しばしば有用なアドバイスをくださった顧問の先生には大変お世話になりました。あらためて感謝申し上げます。

中 2 ゼミ

中学 3 年 安達 諒太郎

物理研究部では中 1 講義で”物理を最低限理解するための数学”を一通り終えた後、輪読形式の「ゼミ」で物理を学んでいます。2021 年度の中 2 ゼミでは、兵頭俊夫著「考える力学」で、物理学の基本となる力学を進めていました。ここでは運動の法則についてまとめます。これをきっかけに力学、ひいては物理学に興味を持っていただけたら幸いです。

1. ニュートンの 3 法則

ニュートンは観察や実験結果から、身のまわりの物体や天体の運動が 3 つの基本法則と万有引力の法則から説明できることを見出しました。3 つの基本法則とは、以下のようなものです。

第 1 法則：静止している質点は、力を加えられない限り静止を続け、動いている質点は、力を加えられない限り、同じ速さで直線運動を続ける（慣性の法則）。

第 2 法則：力 F を受けている質点の位置座標 $r(t)$ は、ニュートンの運動方程式

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \vec{F} \quad (\text{基本法則}) \cdots (1)$$

に従って変化する（運動法則）。 m は質点の慣性質量である。

第 3 法則：2 個の質点 1, 2 があり、互いに力を及ぼし合っているとき、質点 1 が質点 2 から受ける力 F_{12} は、質点 2 が質点 1 から受ける力 F_{21} と、大きさが同じで向きが反対である。つまり、

$$\vec{F}_{21} = -\vec{F}_{12} \quad (\text{基本法則}) \cdots (2)$$

である（作用・反作用の法則）。

ただし、質点とは、質量はあるが、大きさのない点状の物体をいい、形のある物体は質点の集合体として解析することができます。

ここで、ひとつの疑問が生じます。第 2 法則の(1)で $\vec{F} = 0$ とおくと、

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \frac{d\vec{v}}{dt} = 0 \cdots (3)$$

となり v は一定となるから、第 1 法則は不要であるように思われます。しかし、力を受けていない質点が等速直線運動をするのが正しいとしても、力を加えた時の運動が第 2 法則に従うとは限らないので、第 1 法則は第 2 法則より確固たる証拠であるという点において第 1 法則は必要なのです。物理の基本法則とは

他の法則から導くことのできない法則のことです。第 1 法則は実験や観測から検証でのみ正しさを検証できるので、基本法則と言えます。実際、速さが光速に近づいたり、質量が原子の質量に近づいたりすると、物体はニュートンの運動方程式から外れた振る舞いをするのが知られており、(1)は正確には成り立たなくなるのです。

2. 慣性質量

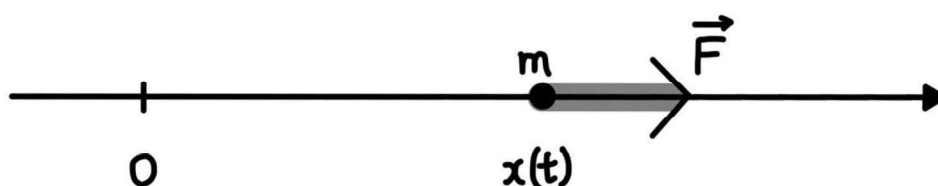
ニュートンの運動方程式(1)を

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = \frac{\vec{F}}{m} \cdots(4)$$

と書くとわかるように、 m が大きいほど、同じ合力を受けたときの加速度、すなわち速度の変化率は小さくなるので、運動の様子が変化しにくいと言えます。状態の変化に逆らう性質を慣性と呼ぶことから、 m に「慣性質量」という名がつけられています。これが第 2 法則の内容です。先ほども述べた通り、第 1 法則は空間あるいは座標系の性質を表しており、慣性の法則と呼ぶのは適切ではありません。

3. 等加速度運動

「考える力学」では(1)に基づいて様々な運動を解析していくのですが、最も簡単な例として、質点の運動が直線上に限られており、その直線に沿って常に一定の力 $\vec{F}$ がかかっている場合を考えます。



その直線を x 軸に選び、 $\vec{F} = F\vec{e}_x$ とすると、(1)は、

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = F \cdots(5)$$

(4)は

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{F}{m} \cdots(6)$$

となります。ここで F は大きさではなく F の x 成分（ていねいに書けば F_x で、向きがある）なので、正・負の値をとります。図は $F > 0$ の場合を描いています。このように一定の力を受けている質点の運動は、加速度が一定なので、等

加速度運動といいます。もし、(5)を満たす $x(t)$ が時間 t の関数としてわかれば、その質点がどう運動するかはすべてわかったといえます。ここで、 $x(t)$ を求めることを、「微分方程式(5)を解く」あるいは「(5)を積分する」といいます。 F は一定なので、導関数を求める公式 $\frac{d}{dx}x^n = nx^{n-1}\dots(7)$ を参照すると、

$$v(t) = \frac{dx}{dt} = \frac{F}{m}t + A \dots(8)$$

であることがわかります。 A は任意の定数で、 A の値が何であれ(8)は(5)を満たします。また、 dx/dt は長さ/時間となり、すなわち速さのことなので、これを $v(t)$ と書きました。再び(7)を参照すると、

$$x(t) = \frac{1}{2}\frac{F}{m}t^2 + At + B \dots(9)$$

となります。 B も任意の定数です。(9)を(5)の**一般解**といいます。 A, B は $t = 0$ における質点の位置と速度 (**初期条件**といいます)を与えると決まります。

仮に $x(0) = x_0$, $v(0) = v_0$ だったとすると、

$$x(0) = B = x_0, v(0) = A = v_0 \dots(10)$$

より、解は

$$x(t) = \frac{1}{2}\frac{F}{m}t^2 + v_0t + x_0 \dots(11)$$

となります。これで、等加速度運動という運動がわかったのではないのでしょうか。

最後まで読んでいただきありがとうございます。この記事を通して、物理を学ぶ人が何をやっているのか、少しでも伝われば幸いです。

熱力学・統計力学ゼミ

高校2年 山本裕太

物理研究部では、週に一回ほどのペースで発展的な教材を用いて輪読をする「ゼミ」という活動をしています。テーマや用いる教材は毎年異なりますが、前年度は「熱力学・統計力学」(W. グライナー, L. ナイゼ, H. シュテッカー著) (以下, 本書) を扱いました。ここでは、前年度に扱った内容を簡単にまとめたと思います。いろいろとややこしい数式が出てくるので、全てを理解するのは大変かもしれませんが、物理学では数式自体よりもその数式の表している現象を理解することが大切です(たぶん)。数式ムリ! という方でも、地の文だけでも眺めてみて熱力学・統計力学についてのおおまかなイメージをつかんでいただければ幸いです。なお、熱力学の基本的な概念についてはある程度説明を省略し、紙面の都合上式変形については一部詳細を省略しています。また、筆者の熱・統計力学に対する理解度もまだまだなので、教科書を参考にしていただいてもいい誤りがあるかもしれません。ご了承ください。

1 平衡状態と状態量

本書では主にたくさんの粒子からなる系を記述する理論が扱われている。このような系を多粒子系といい、特に本書では熱平衡状態における系の性質について議論が行われ、その際多粒子系の性質に対して、1つ1つの粒子から見る微視的な視点、すなわち統計力学的な視点に本書全体を通して重きが置かれている。このような微視的な視点に対し、系全体の示す状態を巨視的な状態と呼び、系の状態を微視的な視点から記述する統計力学に対して巨視的な状態を

巨視的な状態量およびそれらの関係を示す普遍的な方程式で記述するのが熱力学の立場である。今回ゼミで扱った範囲ではこの熱力学的な視点を主として、統計力学的な視点も併せて紹介されている。

1.1 状態量

系を記述する巨視的な状態量としては、エネルギー E 、体積 V 、粒子数 N 、エントロピー S 、温度 T 、圧力 p 、化学ポテンシャル μ などがある。これらの状態量のうち、ある限られた数の状態量が決まれば、それに依存して残りの状態量が決まる。この状態量同士の関係を表す方程式が状態方程式である。ここで、状態量は以下の二種類に分類できる。

1. 示量状態量 (extensive (additive) state quantity)

系内の物質の量（例えば粒子数や質量）に比例する状態量。体積、エネルギー、エントロピーなど。

2. 示強状態量 (intensive state quantity)

物質の量に依存しない状態量。密度、圧力、温度、化学ポテンシャルなど。

1.2 平衡状態

（熱）平衡状態について理解するためには、例えば高温物体と低温物体を接触させることを考えるとよい。この場合、十分な時間がたてば二物体の温度は等しくなる、すなわち平衡状態になるだろう。一般に平衡状態とは、閉じた系（物質の外部とのやり取りはないがエネルギーのやり取りは許される）の巨視的な状態が変化しなくなるほど十分に長い時間がたった時に行き着く状態のことである。熱力学における状態量は、このような平衡状態においてのみ定義される。しかし実際には、状態量が時間的に変化していたとしても、その変化がゆっくりであれば、熱力学的状態量を考えることができる。熱平衡状態にある

系は互いに共通な示強変数を持ち、これが温度 T である。

1.3 理想気体の分子運動論

理想気体は状態方程式

$$pV = NkT \quad (1)$$

を満たす。ただし、 N は粒子数、 k はボルツマン定数である。

ある速度範囲 $d^3\mathbf{v}$ に粒子が存在する確率を気体の速度分布という。すなわち、速度 $\mathbf{v}$ の周りの微小範囲 $d^3\mathbf{v}$ に入る速度を持つ粒子数 $dN(\mathbf{v})$ を

$$dN = Nf(\mathbf{v})d^3\mathbf{v}, \quad f(\mathbf{v}) = \frac{1}{N} \frac{dN}{d^3\mathbf{v}}$$

と書いたとき、 $f(\mathbf{v})$ が速度分布である。ここで

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{v})d^3\mathbf{v} = 1 \quad (2)$$

が成り立たなければならない。ここからは、熱平衡状態において時間的に変化しない気体の速度分布について考える。

気体の圧力は、粒子が壁（表面 A とする）に当たって跳ね返った際の運動量の変化に起因している。 z 軸を面 A に垂直にとると、速度 $\mathbf{v}$ をもつ粒子が壁に衝突したときに壁に与える運動量変化は $2mv_z$ である。時間 dt の間に壁に当たる速度 $\mathbf{v}$ の粒子の数 dN は、系の全体積を V 、全粒子数を N とおくと、

$$dN = N \frac{Av_z dt}{V} f(\mathbf{v})d^3\mathbf{v}$$

であるから、面 A の受ける力積は、

$$dF_A dt = 2mv_z dN.$$

よって全圧力は

$$p = \frac{1}{A} \int dF_A = \frac{N}{V} \int_{-\infty}^{\infty} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} dv_y \int_0^{\infty} dv_z f(\mathbf{v}) 2mv_z^2$$

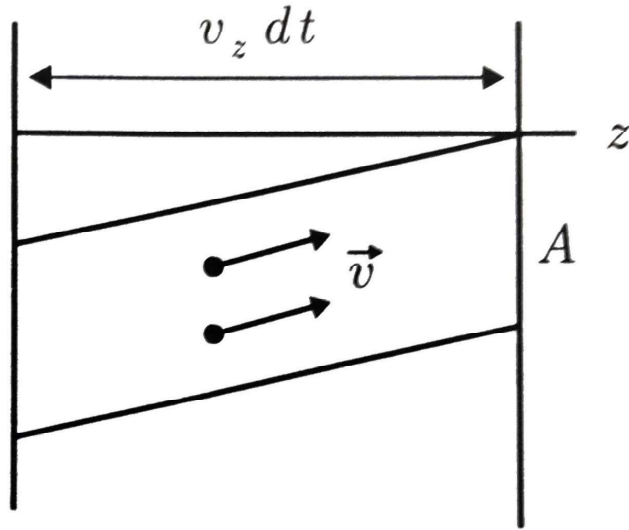


図1 圧力を計算するための考え方

気体は全体として静止しているので、 $f(\mathbf{v})$ は $\mathbf{v}$ の方向には依存せず、 $\int_0^\infty dv_z$ は $\frac{1}{2} \int_{-\infty}^\infty dv_z$ と書くことができ、

$$pV = mN \int_{-\infty}^\infty d^3\mathbf{v} f(\mathbf{v}) v_z^2$$

ここで、積分は速度の2乗の平均値に相当し、

$$\int_{-\infty}^\infty d^3\mathbf{v} f(\mathbf{v}) v_z^2 \equiv \langle v_z^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_x^2 \rangle = \frac{1}{3} \langle \mathbf{v}^2 \rangle.$$

位置粒子当たりの運動エネルギーの平均値を $\langle \epsilon_{\text{kin}} \rangle$ とすると、 $\langle \epsilon_{\text{kin}} \rangle = \frac{1}{2} m \langle \mathbf{v}^2 \rangle$ であるから、式 (1) と比べると

$$\langle \epsilon_{\text{kin}} \rangle = \frac{2}{3} kT$$

が成り立っていることがわかる。

1.4 例：マクスウェル分布

ここでは $f(\mathbf{v})$ の具体的な形を求める． $f(\mathbf{v})$ の形について v_x, v_y, v_z の各成分の分布は互いに独立で、

$$f(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) = f(v_x^2)f(v_y^2)f(v_z^2)$$

が成り立つはずである．これらを満たす関数は $f(\mathbf{v}^2) = C \exp(-a\mathbf{v}^2)$ (ただし $a > 0$) と書くことができる．式 (2) を用いて規格化すると、

$$1 = \int_{-\infty}^{\infty} dv_i f(v_i) = C \int_{-\infty}^{\infty} dv_i \exp(-av_i^2) = C \sqrt{\frac{\pi}{a}},$$

よって、 $C = \sqrt{a/\pi}$ が得られる．前節 1.3 でも見たように、理想気体に対して、粒子の質量を m とおくと成り立つ関係 $\langle \epsilon_{\text{kin}} \rangle = \frac{2}{3}kT$ (ただし $\langle \epsilon_{\text{kin}} \rangle$ は1粒子の平均運動エネルギー) を用いると、

$$kT = m\langle v_z^2 \rangle = m \int d^3\mathbf{v} f(\mathbf{v}) v_z^2$$

が得られ、これに $f(\mathbf{v})$ の具体的な形を代入すると、

$$\begin{aligned} kT &= m \int_{-\infty}^{\infty} dv_x f(v_x^2) \int_{-\infty}^{\infty} dv_y f(v_y^2) \int_{-\infty}^{\infty} dv_z v_z^2 f(v_z^2) \\ &= m \sqrt{\frac{a}{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dv_z \exp(-av_z^2) v_z^2 \\ &= 2m \sqrt{\frac{a}{\pi}} \int_0^{\infty} dv_z \exp(-av_z^2) v_z^2 \\ &= 2m \sqrt{\frac{a}{\pi}} \frac{1}{2a\sqrt{a}} \int_0^{\infty} dx e^{-x} \sqrt{x} \\ &= 2m \sqrt{\frac{a}{\pi}} \frac{\Gamma(3/2)}{2a\sqrt{a}} \\ &= \frac{1}{2} \frac{m}{a}. \end{aligned}$$

よって,

$$a = \frac{m}{2kT}.$$

ただし, ここで変数変換 $x = av_z^2$ (このとき $dv_z = \frac{1}{2\sqrt{a}} \frac{dx}{\sqrt{x}}$) および Γ 関数

$$\Gamma(z) = \int_0^\infty dx e^{-x} x^{z-1}$$

を用いた. 以上の議論から, 理想気体の速度成分 v_i の分布は

$$f(v_i) = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \exp\left(-\frac{mv_i^2}{2kT}\right),$$

速度 $\mathbf{v}$ の分布は

$$f(\mathbf{v}) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m\mathbf{v}^2}{2kT}\right)$$

と求められる. ここで求めた式はマクスウェルによって導かれ, マクスウェルの速度分布 (Maxwell's velocity distribution) と呼ばれる.

1.5 可逆と不可逆

平衡状態が実現するまで, 系の状態は自発的に変化する. これは我々の日常の経験からも明らかである. こうした過程は自発的に逆に起こることはないので, 不可逆過程と呼ばれる. 例えば, 揺れている振り子を考えると, 振り子の力学的エネルギーは次第に摩擦によって熱へと変化し, 振り子自身のエネルギーが減少することでしばらくすると停止してしまう. このような過程の特徴は, 非平衡状態で起こることである.

一方, 平衡状態でのみ起こる過程を可逆過程と呼ばれる. 可逆過程という概念は理想的なものであり, 実際には存在しない. 平衡状態における系は時間に依存せず何の変化も起こさないからである. しかし, 平衡状態を「ほんのわずかに」しか乱さないような状態変数の微小変化が, 十分「ゆっくり」起こるとき, これが状態の可逆的な変化とみることができる. このような過程を準可逆と称する. 系の可逆的な状態においては系の状態量が定義できるが, 不可逆な過程においては一般に状態量を定義することはできない.

2 熱力学法則

本章では、熱力学的な立場に立って巨視的な状態量で巨視的な状態を記述する一般的な方法を述べる。

2.1 熱力学第1法則

物理学では、エネルギーの保存の法則は当然成り立つべき基本的な法則である。いま、熱とはエネルギーの特別な形態であることを考えると、エネルギー保存則について考える際に、系のなす仕事以外に外部との熱のやり取りも考えなければならない。巨視的な系に対し内部エネルギー U を定義することができる。系の状態が変化した際、内部エネルギーの変化は仕事 δW と周囲と交換された熱 δQ の和に等しい。これを熱力学第1法則という。すなわち

熱力学第1法則

$$dU = \delta W + \delta Q \quad (3)$$

ここで、可逆過程においては $\delta W = -p dV$ であるが、不可逆過程においてはこの限りでない。同様に、 $\delta Q = C dT$ は可逆過程においてのみ成り立つ。ここで C は熱容量である。一方で、式 (3) は過程の可逆不可逆によらず常に成り立つ。

以下の表現は全て式 (3) と等価である。これらは全て系のエネルギー収支について述べており、実質的にはエネルギー保存則の言いかえに過ぎない。

1. 系の内部エネルギー U は状態関数である。すなわち、系の内部エネルギーは巨視的な状態に対して一意に定まる。
2. 第1種の永久機関は存在しない。第1種永久機関とは、周囲に何の変化も与えずエネルギーを生成し続ける機関のことである。
3. 任意の無限小の変化に対する内部エネルギーの変化は全微分で表さ

れる。

2.2 例：理想気体の比熱

1.3 節において確認したように，理想気体の粒子に対して

$$\langle \epsilon_{\text{kin}} \rangle = \frac{2}{3} kT$$

が成り立つ．理想気体の粒子は運動エネルギーのみをもち，分子間力を無視しているのでポテンシャルエネルギーをもたない．従って，内部エネルギー U は

$$U = N \langle \epsilon_{\text{kin}} \rangle = \frac{2}{3} NkT \quad (4)$$

で与えられる．温度 T の熱浴内の，理想気体を含む体積一定の容器を考えると，体積が一定であるから $\delta W = -p dV = 0$ ．また， $\delta Q = C_V(T) dT$ であるから，式 (3) より

$$dU = C_V(T) dT \quad (5)$$

希薄な気体では比熱を一定とすることができる．従って $U(T) - U_0(T_0) = C_V(T - T_0)$ ，これと式 (4) を比較して，

$$C_V = \frac{3}{2} Nk \quad (6)$$

を得る．一般に，体積一定の下での熱容量は

$$C_V = \left. \frac{\partial U}{\partial T} \right|_V$$

で求められる．これは式 (6) の結果と一致する．

2.3 例：理想気体の断熱方程式

本節では，周囲と熱の交換を行わない過程（断熱過程）における理想気体の温度と体積の関係を考える．このとき $\delta Q = 0$ ， $\delta W = -p dV$ で，また式 (5)

は等積変化以外でも成り立つから、

$$C_V dT = -p dV$$

ここに理想気体の状態方程式を代入して、初期状態 (T_0, V_0) から終状態 (T, V) まで積分すると、

$$\frac{C_V}{Nk} \ln \frac{T}{T_0} = -\ln \frac{V}{V_0},$$

ここに式 (6) を代入すると、

$$\left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2} = \frac{V_0}{V}$$

$$\left(\frac{T}{T_0}\right)^{5/2} = \frac{p}{p_0}$$

$$\left(\frac{V_0}{V}\right)^{5/3} = \frac{p}{p_0}$$

が得られる。これらは断熱過程における理想気体の温度、体積、圧力の関係を表しており、理想気体の断熱方程式と呼ばれる。

2.4 カルノー・サイクルとエントロピー

ここでは、カルノー (Carnot) によって考案されたカルノー・サイクルについて述べる。カルノー・サイクルとは以下の4つの可逆な過程から成る循環過程である。 pV 図に示すと、図 2 のようになる。

過程 I

温度 T_h の下で理想気体を体積 V_1 から V_2 まで等温膨張させる。この時、理想気体の内部エネルギーは温度のみに依存するから変化せず $\Delta U_1 = 0$ 、従ってこの過程で熱浴と交換された熱量 ΔQ_1 は、この過程

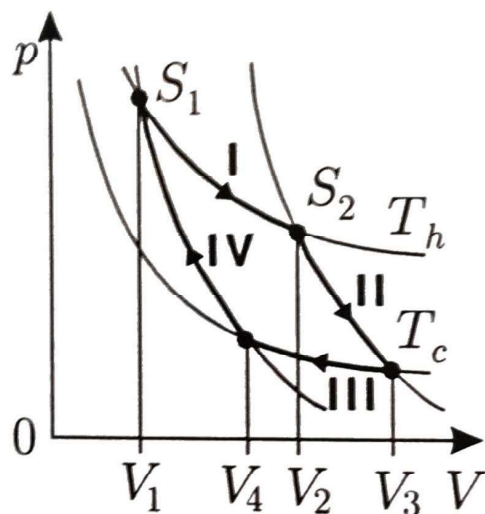


図2 カルノー・サイクル

で行われた仕事 ΔW_1 を用いて,

$$\Delta Q_1 = -\Delta W_1 = \int_{V_1}^{V_2} p dV = NkT_h \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (7)$$

$V_1 < V_2$ より $\Delta Q_1 > 0$, 従ってこの過程の間熱浴から気体に熱が与えられ, 気体は外部に対して仕事をしたことになる.

過程II

理想気体を体積 V_2 から V_3 まで断熱膨張させる. この際温度は T_h から $T_c (< T_h)$ に下がるとする. 断熱過程において外部との熱交換はなく $\Delta Q_2 = 0$, よって

$$\Delta W_2 = \Delta U_2 = C_V(T_c - T_h)$$

である. また, 断熱方程式より

$$\frac{V_3}{V_2} = \left(\frac{T_h}{T_c} \right)^{3/2} \quad (8)$$

過程III

温度 T_c の下で理想気体を体積 V_3 から V_4 まで等温圧縮する. この時,

理想気体の内部エネルギーは過程 I と同様変化せず $\Delta U_3 = 0$ ，従ってこの過程で熱浴と交換された熱量 ΔQ_3 は，この過程で行われた仕事 ΔW_3 を用いて，

$$\Delta Q_3 = -\Delta W_3 = \int_{V_3}^{V_4} p dV = NkT_c \ln \frac{V_4}{V_3} \quad (9)$$

$V_4 < V_3$ より $\Delta Q_3 < 0$ ，従ってこの過程の間，気体は熱を失うこととなる．

過程IV

理想気体を体積 V_4 から V_1 まで断熱圧縮して，系の初めの状態に戻す．この際温度は T_c から T_h に上がり，気体と外部との熱交換はなく $\Delta Q_4 = 0$ ，よって

$$\Delta W_4 = \Delta U_4 = C_V(T_h - T_c)$$

である．また，断熱方程式から

$$\frac{V_1}{V_4} = \left(\frac{T_c}{T_h} \right)^{3/2} \quad (10)$$

このサイクル全体のエネルギー収支を考えると， $\Delta U_{\text{total}} = \sum_{i=1}^4 \Delta U_i$ であるから， $\Delta U_{\text{total}} = 0$ ，よって確かに系は最初の状態に戻っている．また，式 (8)，式 (10) より，

$$\frac{V_3}{V_2} = \frac{V_4}{V_1},$$

これと式 (7)，式 (9) から，

$$\frac{\Delta Q_1}{T_h} + \frac{\Delta Q_3}{T_c} = 0$$

が成り立つ．実はこのことを連続的に熱源と熱をやり取りする状況に一般化すると，可逆過程において（カルノー・サイクルだけでなく任意の閉じた経路に対して） $\delta Q/T$ という量は完全微分であり，積分経路によらず $\oint \delta Q/T = 0$ が成り立つ．このことは以下のようにして理解できる．図 3 において， $\oint \delta Q/T = 0$

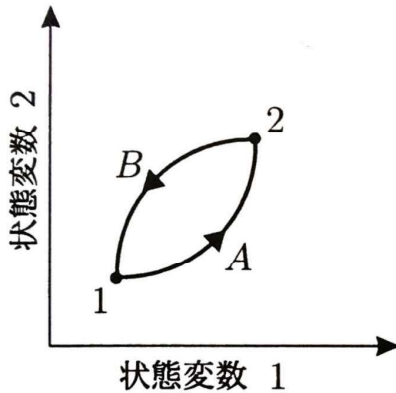


図3 断熱過程の模式図

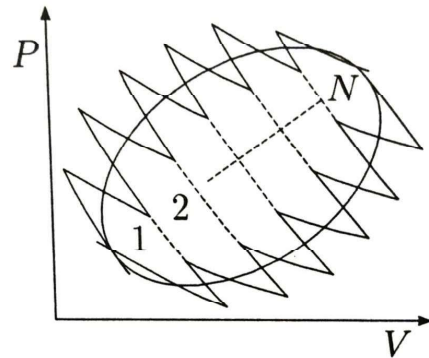


図4 任意の循環過程をカルノー・サイクルに分割する

を考える．

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \int_{C_A} \frac{\delta Q}{T} + \int_{C_B} \frac{\delta Q}{T} = 0$$

ここで、 C_B の経路を逆向きにして状態 1 から 2 への積分にすると、熱量 Q の流入・流出の向きが逆になるから積分の値は符号を変え、結局

$$\int_{1 C_A}^2 \frac{\delta Q}{T} = \int_{1 C_{B逆}}^2 \frac{\delta Q}{T}$$

となるから、 $\delta Q/T$ に経路依存性がないことと $\oint \delta Q/T = 0$ は等価である．また、図 12 のようにカルノー・サイクルを無限小のカルノー・サイクルに分割すると、重なった点線部分は打ち消しあって全体に寄与しないから任意の循環過程でこの議論が成り立つこともわかる．

ここで、完全微分が $\delta Q/T$ であるような状態量を考えることができる．これがエントロピー S である．すなわち、

$$dS = \frac{\delta Q_{\text{rev}}}{T}, \quad S_1 - S_0 = \int_0^1 \frac{\delta Q_{\text{rev}}}{T}$$

である．第 2 式からわかるように、エントロピーを計算する際、状態間のエントロピーの差は得られるが、絶対値は得られない．過程 I, III では $T = \text{Const.}$,

過程 II, IV は断熱過程であるから $S = \text{Const.}$, よってカルノーサイクルは TS 図に示すと長方形となる.

ここで $\Delta W = \sum_{i=1}^4 W_i$ であるから,

$$\Delta W = -Nk(T_h - T_c) \ln \frac{V_2}{V_1} = -(\Delta Q_1 + \Delta Q_3)$$

この値は負であるから, 気体によって仕事が行われる. よって, カルノー・サイクルは熱を仕事に変える機関である.

ここで, 熱機関の効率 $\eta = \frac{|\Delta W|}{\Delta Q_1}$ を定義すると,

$$\eta = 1 + \frac{\Delta Q_3}{\Delta Q_1} = 1 - \frac{T_c}{T_h} = \frac{T_h - T_c}{T_h}.$$

$\Delta Q_3 < 0$ であるから, $\eta < 1$ が必ず成り立つ. すなわち, 熱機関は $T_c = 0$ または $T_h \rightarrow \infty$ でない限り熱を完全に仕事に変換することはできない. これは日常生活の中での経験からも明らかだろう.

2.5 熱力学第 2 法則

可逆過程で交換される熱量 δQ_{irr} は常に不可逆過程の熱 δQ_{rev} よりも少ないので,

$$\delta Q_{\text{irr}} < \delta Q_{\text{rev}} = T dS,$$

特に孤立系では, $\delta Q_{\text{rev}} = 0$ であるから熱平衡状態においてエントロピーは一定であり, さらに $dS = 0$ であるから極値をもつ. この極値が最大値である. 孤立系においては平衡状態に向かうすべての不可逆過程はエントロピーの増加を伴い, 平衡状態に達するとエントロピーは最大となる. これが熱力学第 2 法則であり,

熱力学第2法則

孤立系の不可逆過程では

$$dS > 0$$

であり，平衡状態に向かう．平衡状態では

$$dS = 0, \quad S = S_{\max}$$

であり，ここでエントロピーは最大値をもつ．

2.6 例：理想気体のエントロピー

ここでは理想気体のエントロピーを具体的に求める．可逆変化に対する熱力学第1法則を，系が周囲と交換しうる全ての形のエネルギー（粒子数の変化に伴うエネルギー変化や電磁気学的なエネルギーなど）を考慮して書くと

$$dU = T dS - p dV + \mu dN + \phi dq + \dots$$

となる．ここでは粒子数が一定，すなわち $dN = 0$ のもとで考えることとする．これから求めるエントロピーの形は N を含むが， N が変化する場合には成立せず，エントロピーの具体的な形を知るには化学ポテンシャル μ の形を知る必要があることに注意する必要がある．

$dN = 0$ の下での熱力学第一法則

$$dU = T dS - p dV$$

に理想気体の状態方程式式 (1)，式 (4) を代入して，基準状態 $S_0(T_0, V_0)$ から積分すると，

$$S(T, V) - S_0(T_0, V_0) = \frac{3}{2} Nk \ln \frac{T}{T_0} + Nk \ln \frac{V}{V_0} = Nk \ln \left\{ \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \left(\frac{V}{V_0} \right) \right\}.$$

$V \propto T/p$ を代入すると

$$S(T, V) - S_0(T_0, V_0) = Nk \ln \left\{ \left(\frac{T}{T_0} \right)^{5/2} \left(\frac{p_0}{p} \right) \right\}$$

とも書ける．これらから，理想気体のエントロピーは温度または体積とともに増加することがわかる．また，エントロピーは示量変数で，粒子数 N に比例している．

2.7 エントロピーと熱力学第2法則の統計的な解釈

ここで容器に入れられた気体を考えよう．この気体が最初容器の一部分に集まっていたとする．常識的に考えればこの気体は時間が経てば容器全体に広がるだろう．一方で，逆の現象（勝手に容器の隅に気体が集まってくるというようなこと）は起こらないと考えられる．しかしながら，この現象自体はエネルギー保存の法則には反しない．では，どのようにしてこの事実は説明されるのだろうか．

実は，この問題にはエントロピー S が深く関わっている．というのも，ここまでで見たように，自発的に生じ，平衡状態に向かう過程はエントロピーの増加に深く関係しているからである．

統計力学的な視点を用いると，ある時刻における N 個の粒子の運動の状態は， $3N$ 個の空間座標と $3N$ 個の運動量の合わせて $6N$ 個の数の組で表せる．この数の組を (q_ν, p_ν) と書いて系の微視的状态 (**microstate**) と呼ぶ (q は座標， p は運動量を表す)．ある (q_ν, p_ν) は $6N$ 次元の位相空間 (**phase space**) の中の1点に相当する，という言い方もできる．

系について，ある圧力，温度，体積を持つ巨視的状态を考えよう．この巨視的状态に対応する微視的状态はたくさんあるはずである．この数を Ω と書くことにする．この Ω は系の体積 V に比例している．例えば1つの粒子を考えて，この粒子の p_ν はあらゆる実数値をとり， q_ν は V に比例して取りうる値の数を増やす． N 個の粒子であれば Ω は V^N に比例することとなり，例えば系の体積の半分に気体が集まる状態に対応する微視的状态の数は，一様に気体が広がる場合に比べて $1/2^N$ 倍となる． $N \rightarrow \infty$ の極限を考えるとこの値はゼロとなる． Ω が大きいほどその状態は起こりやすいと考えられるので，系の一部分に広がっていた気体が集まってくるような状態は，気体が一様に広がる場合

に比べて「不可能ではないが、信じられないくらい起こりにくい」ことになるのだ。このような解釈はボルツマンによって与えられた。

Ω が大きいほど、対応する巨視的状态は起こりやすいと述べた。すると、熱平衡状態は Ω が取りうる最大値を持つような巨視的状态であることがわかる。そして、十分長い時間を経た後には平衡状態がほぼ 100 パーセントの確立で実現する。「ほぼ」と述べたのは平衡状態以外の状態が不可能というわけではないためである。実際に平衡状態からのずれは揺らぎと呼ばれ、とても小さい系、あるいは臨界点など極端な状況で観測されることがある。

こうして見ると、エントロピー S と Ω は似ていることがわかる。実際にこれらは対応していて $S \propto \ln \Omega$ の関係があり、熱力学でいうエントロピー最大の平衡状態では微視的状态の数が最大となっている。

2.8 オイラー方程式 / ギブズ-デュエムの関係

K 種類の粒子からなる系について、熱力学第一法則は

$$dU = T dS - p dV + \sum_{i=1}^K \mu_i dN_i, \quad (11)$$

よって

$$\frac{\partial U}{\partial S} = T, \quad \frac{\partial U}{\partial V} = -p, \quad \frac{\partial U}{\partial N_i} = \mu_i. \quad (12)$$

また、 U は同じ示量状態量である $S, V, N_1, \dots, N_K$ の関数として表され、もし $S, V, N_1, \dots, N_K$ がすべて同時に α 倍されれば U の値も α 倍される：

$$U(\alpha S, \alpha V, \alpha N_1, \dots, \alpha N_K) = \alpha U(S, V, N_1, \dots, N_K).$$

このような関数を 1 次の同次関数という。一方で T のような示強状態量はこの性質を持たず、

$$T(\alpha S, \alpha V, \alpha N_1, \dots, \alpha N_K) = T(S, V, N_1, \dots, N_K),$$

すなわち系を分けたりしても変わらない。これは経験的にも当たり前に思えるだろう。

ここで系の微小な変化を考える．具体的には $\epsilon \ll 1$ として先の式の α に $1 + \epsilon$ を代入すると，テーラー展開を用いて

$$U((1 + \epsilon)S, \dots) = U + \frac{\partial U}{\partial S} \epsilon S + \frac{\partial U}{\partial V} \epsilon V + \frac{\partial U}{\partial N_1} \epsilon N_1 + \dots + \frac{\partial U}{\partial N_K} \epsilon N_K$$

となるから，式 (12) より

$$U + \epsilon U = U + \epsilon \left(TS - pV + \sum_{i=1}^K \mu_i N_i \right)$$

従って

$$U = TS - pV + \sum_{i=1}^K \mu_i N_i$$

これはオイラー方程式と呼ばれる．この式の積分を考えると

$$dS = T dS - p dV + \sum_{i=1}^K \mu_i dN_i + S dT - V dp + \sum_{i=1}^K N_i d\mu_i,$$

これと式 (11) から

$$S dT - V dp + \sum_{i=1}^K N_i d\mu_i = 0$$

で，これはギブズ-デュエムの関係と呼ばれる．

示量変数と共役な示強変数の関係

$$U = TS - pV + \sum_{i=1}^K \mu_i N_i \quad : \text{オイラー方程式}$$

$$S dT - V dp + \sum_{i=1}^K N_i d\mu_i = 0 \quad : \text{ギブズ-デュエムの関係}$$

これらの式から，示量状態量と示強状態量は独立に定まるわけではないことがわかる．

終わりに

いろいろとややこしいことを偉そうに書きましたが，言っていることは意外と日常スケールだということがわかっていただけたでしょうか．本記事を呼んで，熱・統計力学に興味を持って頂ければ幸いです．

参考文献

- [1] W. グライナー，L. ナイゼ，H. シュテッカー『熱力学・統計力学』丸善出版 (2012)

3. 寄稿記事

当部副部長による寄稿記事です．めちゃくちゃいい内容で，かつそんなに長くないので，ぜひ読んでください．

Contents:

- ・サイエンスコミュニケーションと文化祭

サイエンスコミュニケーションと文化祭

76 回生 清水敬太

副部長をやっております、清水と申します。ここでは、私たち物理研究部が文化祭で行っていることが、こういった形で現実世界と結びつきうるか？ について、「サイエンスコミュニケーション」の視点から少しお話ししたいと思います。そもそも皆さんは「サイエンスコミュニケーション」という言葉を耳にしたことはありますか。榊太一アナウンサーが日本テレビを退社して大学での研究活動を行うという報道が流れて一時期話題になったことを覚えていらっしゃる方もいるかもしれません。この榊アナが大学で研究しようとしている内容が「サイエンスコミュニケーション」です。ざっくり言うと、「科学の専門的な内容を、どうやって一般の皆さんに伝えるか」と言い換えられる内容です。

私個人としては、物理研究部の部員たちが、一見よくわからなさそうな文化祭展示を、来てくださる皆さんにどうやって（雰囲気だけでも）伝えたら届くか、必死で考え抜くことが、サイエンスコミュニケーションの第一歩と近いものがあるのではないかと思います。

たとえば、「複雑で高度な現象」をどうやって目に見える実験にするか。自分が面白いと思っている内容をどうやってきちんと言葉にするか。皆さんから質問をいただいたとき、どうやったらできるだけ誠実に対応できるか……などなど、準備の段階で考えることは尽きません。

サイエンスコミュニケーション、つまり、難しいことをきちんと非専門家に伝えるということは、どんどん重要度を増してきています。一例を挙げるなら、2011年に発生した福島第一原発事故以来、放射能に関する様々なデマや誤解が流布し、未だに福島の方々が風評被害に苦しんでいる状況があります。（「東北企画」というブースでも扱っていますので、ぜひお越しください。）どうやったら、専門的な知見を皆さんに知ってもらえるか考えながら伝えていくこと、それこそがサイエンスコミュニケーションなのです。

部員たちは文化祭で皆さんにどうやったら正しく、うまく伝えられるかに心を砕いています。皆さんが不思議に思ったことは、遠慮せずどんどん質問してくだされば、部員たちは必死でお答えしますので、それも踏まえつつ、ぜひぜひ物理の世界の面白さの一端に触れていただければ幸いです。

あとがき

本日は第76回灘校文化祭「Turn it Over」及び物理研究部にお越しいただきありがとうございます。新型コロナウイルスの影響がまだある中、去年に比べ例年通りの開催に近づけることができうれしく思います。物理研究部の実験ショーや展示、部誌の記事は楽しんでいただけましたでしょうか。これらを通して物理の面白さを少しでも見つけていただければ物理研究部員としてとてもうれしく思います。今回も前回に比べ入場者制限数が2倍になっているとはいえ残念ながら文化祭に来ることができなかった方もいらっしゃると思います。

僕たち部員も実際に僕たちが作った展示や実験ショーを見ていただけないのは残念でありませんが、来られなかった方も動画やこの部誌を通じて我々の物理への"オタク度"を感じていただけたらと思います。

さて、私が灘校に入りこの物理研究部に入部してから今年で5年目になります。私の灘校生活も残りわずかとなり歳を取れば時間が速く感じるとはこのことかと悲しくなります。思えば私がこの部活に入ったのは物理を極めたいと思ったからでした。それから、校内では中一講義に始まりゼミでの勉強や校外でもいろいろな講習を通してそこでの先生や先輩、同級生から刺激を受けてきました。その中でも同級生からの刺激はかなり強いものがありました。

物理研究部は部活としてはあまり濃いものではありません。しかし、ともに物理を学ぶという同じ目的を持った人の集まりなのでたくさんの刺激を受けることができる灘校で物理を深く学ぶ者のコミュニティの場だと感じます。そのような部活で4年間過ごせ、これから2年いれることをとてもうれしく思います。

量子論の先駆者であるニールス・ボーア(Niels Henrik David Bohr)の名言にこんなものがあります。「もし初めて量子力学を学んだ時に何の疑問も抱かないのなら、それは量子力学について何も理解していないという事だ」

これは量子力学だけでなく何を学ぶにおいても忘れてはならない言葉だと思います。本を読むだけでなく自分で計算して確かめたりその論理は正しいか常に疑問を持つことが大切なのです。物理研究部の文化祭での展示での説明はなぜその現象が起きるかについて重点的に説明を行っています。皆さんにもこの展示を通して、何気ない日常の現象がなぜ起きているのかを考えていただけたら文化祭の準備を割とやった物研としてこれほどうれしいことはありません。そ

れは物理という名のワンダーランドへの入り口です。

最後になりましたが物理研究部の部誌を見ていただき本当にありがとうございました。

灘校物理研究部 会計担当 76 回生 中村元

灘校物理研究部
Twitter:@NadaPhysicsClub

