

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ecole Normale Supérieure
de Bou-Saada
Dép. Sciences Exactes



المدرسة العليا للأساتذة-بوسعادة
المجاهد الفريق أحمد قايد صالح
قسم: العلوم الدقيقة

أتمت بتاريخ
2021/07/13



مطبوعة بيداغوجية في مقياس:

الفيزياء الحرارية والخواص الفيزيائية للجسم الصلب

موجهة لطلبة السنة الثالثة تكنولوجيا
(أستاذ التعليم المتوسط)

إعداد: صيد مسعود

أستاذ محاضر بالمدرسة العليا للأساتذة-بوسعادة-

السنة الجامعية:

1441-1442(هـ)/2020-2021(م)

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ecole Normale Supérieure
de Bou-Saada
Dép. Sciences Exactes



المدرسة العليا للأساتذة-بوسعادة
المجاهد الفريق أحمد قايد صالح
قسم: العلوم الدقيقة

مطبوعة بيداغوجية في مقياس:

الفيزياء الحرارية والخواص الفيزيائية للجسم الصلب

موجهة لطلبة السنة الثالثة تكنولوجيا
(أستاذ التعليم المتوسط)

إعداد: صيد مسعود
أستاذ محاضر بالمدرسة العليا للأساتذة-بوسعادة-

السنة الجامعية:
1441-1442(هـ)/2020-2021(م)

الفهرس

المقدمة

5 الفصل الأول: الفيزياء الحرارية.....
6 1. مبادئ الفيزياء الحرارية.....
7 1-1 أنواع الأنظمة في الديناميكا الحرارية.....
8 2-1 المسعر الحراري.....
10 3-1 قياس درجة الحرارة.....
12 4-1 معاملات المرونة الحرارية.....
12 5-1 دالة الحالة.....
13 6-1 التحولات في الديناميكا الحرارية.....
15 7-1 مبادئ الفيزياء الحرارية.....
18 8-1 السعة الحرارية.....
19 2. الدوال المميزة والكمون الفيزيائي الحراري.....
19 1-2 الطاقة الداخلية U.....
20 2-2 الأنتروپيا S (التطور الحراري).....
21 3-2 الأنتالپيا H (المحتوى الحراري).....
22 4-2 الطاقة الحرة F (دالة Helmholtz).....
23 5-2 الأنتالپيا الحرة G (دالة Gibbs).....
23 3. معادلات ماكسويل.....
24 4. تغير الحالة الفيزيائية لجسم نقي.....
26 5. التطبيقات: المحركات الحرارية.....
26 1-5 مفهوم الآلات الحرارية.....
27 2-5 المحرك الحراري.....

27 المضخة الحرارية. 3-5
28 أهم الدورات التي تسير وفقها الآلات الحرارية. 6
28 دورة كارنو. 1-6
30 دورة كارنو العكسية. 2-6
32 دورة ديزل. 3-6
34 دورة أوتو (بو دو روشا). 4-6
36 دورة جول (برايتن). 5-6
38 الفصل الثاني: الفيزياء الحرارية الإحصائية.
39 1. الاحتمالات
39 2. الوزن الإحصائي
39 3. الحالة الأكثر احتمالاً
40 4. مفاهيم في الفيزياء الحرارية الإحصائية.
40 1-4. علاقة بولتزمان.
40 2-4. دالة التقسيم Z .
41 3-4. حساب الدوال الفيزيائية الحرارية.
42 5. الإحصاء التقليدي لماكسويل-بولتزمان (Maxwell-Boltzman).
49 6. الإحصاء الكمي لبوز-أينشتاين (Bose-Einstein).
54 7. الإحصاء الكمي لفيرمي-ديراك (Fermi-Dirac).
56 الفصل الثالث: الخواص الفيزيائية للجسم الصلب.
57 1. مفاهيم علم البلورات.
58 2. شبكات برفي.
61 3. الشبكة العكسية.
61 4. التناظر البلوري.
63 5. الخواص المغناطيسية للجسم الصلب.
65 المراجع.

بسم الله الرحمن الرحيم

المقدمة:

الحمد لله رب العالمين، وصلى الله وسلم على نبينا محمد، وعلى آله وأصحابه الطيبين الطاهرين، أما بعد: تعد الديناميكا الحرارية والفيزياء الإحصائية مقياسين أساسيين في أغلب مناهج الفيزياء في الجامعات الكبرى، حيث أن الطالب يدرس أولاً مقياس الديناميكا الحرارية التي تفسر تصرفات وحالة المادة من خلال التجارب العملية والقوانين الاستقرائية، بعد ذلك يلجأ دراسة مقياس الفيزياء الإحصائية والتي بدورها تفسر خصائص المادة من المنظور المجهرى. لكن مؤخراً اتجهت بعض الجامعات لدمج هاذين المقياسين في مقرر واحد يسمى أحياناً بالفيزياء الحرارية. يدرسها الطالب خلال مساره الجامعي؛ ومن ذلك ظهرت في السنوات القليلة الماضية عدة كتب أجنبية تقدم فيها المقياسين جنباً إلى جنب في كتاب واحد يمكن تدريس معظم أبوابه في فصل دراسي واحد أو فصلين. بينما في المدارس العليا للأساتذة نجد في السنة الثالثة تكنولوجيا أن الفيزياء الحرارية والفيزياء الإحصائية تدرس مع الخواص الفيزيائية للجسم الصلب في مقياس واحد تحت اسم الفيزياء الحرارية والخواص الفيزيائية للجسم الصلب.

تعد هذه المطبوعة سندا بيداغوجيا لأبنائنا الطلبة وزملائنا الأساتذة في مقياس الفيزياء الحرارية والخواص الفيزيائية للجسم الصلب، وقد تم إعدادها بناء على ما احتواه الملحق لشهادة أستاذ التعليم المتوسط (السنة الثالثة تكنولوجيا) رمز ف 326، مع الإشارة إلى أنها احتوت على مواضيع فرعية إضافية تخدم الهدف البيداغوجي للتكوين في هذا التخصص وتخصصات أخرى. إن إعداد هذه المطبوعة اعتمدت على الجهود الكبيرة التي بذلها العديد من العلماء والباحثين والمؤلفين والمترجمين، حيث أدرجت أهم المراجع التي اعتمدت عليها في قائمة المراجع. لقد اقتصر عملي على تجميع هذه المادة، وتنسيقها، وإعادة صياغتها وعرضها، مع بعض الإضافات.

تشتمل هذه المطبوعة على ثلاثة فصول، فصلين متسلسلين في الفيزياء الحرارية والاحصائية،

وفصل في الخواص الفيزيائية للجسم الصلب، بطريقة تسهل فهم القارئ للمقياس، حيث:

الفصل الأول: يحتوي على المفاهيم والمبادئ الأساسية في الفيزياء الحرارية وكذلك أهم العلاقات، والفصل الثاني: تناولت فيه مفاهيم في الفيزياء الحرارية الإحصائية وكذا الاحصاء التقليدي لماكسويل-بولتزمان والاحصاء الكمي لكل من بوز-اينشتاين وفيرمي-ديراك، أما الفصل الثالث: تطرقت الى بعض المفاهيم الأساسية لدراسة الجسم الصلب وكذا الخواص المغناطيسية له.

في الأخير، أتمنى أن أكون قد وفقت، بمشيئة الله، في تزويد طلبتنا الأعزاء وأساتذتنا الكرام بمولود بيداغوجي جديد، نحسبه أن يكون سندا لهم في دراسة مقياس الفيزياء الحرارية والخواص الفيزيائية للجسم الصلب، كما أتمنى أن أكون قد ساهمت، ولو بجزء يسير، في إثراء المكتبة الجامعية الجزائرية بهذا العمل الأكاديمي. والله الموفق.

الفصل الأول:

الفيزياء الحرارية

1. مبادئ الفيزياء الحرارية:

في أواخر القرن الثامن عشر ظهر علم الديناميكا الحرارية كعلم يدرس تحول الطاقة الحرارية إلى عمل ميكانيكي، واستنادا إلى ذلك وضعت الأسس النظرية لعمل الآلات الحرارية. غير أن التطور المستمر في المحركات الحرارية أعطى علم الديناميكا الحرارية أهمية كبيرة تخطت حدود الهندسة الحرارية لتلقى استخداما واسعا في فروع مختلفة من العلوم الأساسية كالفيزياء والكيمياء، وتقنية الطاقة وتقنية المحركات على اختلاف أنواعها وتقنية البطاريات. والديناميكا الحرارية الحديثة هو العلم الذي يتطرق إلى دراسة قوانين التحولات المتبادلة لمختلف أشكال الطاقة، كما يعالج العمليات أو الظواهر التي تحدث في الطبيعة من خلال تحول الطاقة من شكل إلى آخر. وتختلف الديناميكا الحرارية عن الفيزياء والكيمياء بأنها لا تستند إلى أي نموذج لبناء المادة، كما لا ترتبط بأي تصور عن البنية الجزيئية لهذه المادة، ولكنه يعتمد على القوانين التي تم التوصل إليها تجريبيا.

وعلم الديناميكا الحرارية يركز على ثلاث قوانين تجريبية ومعادلة الحالة:

القانون الأول للديناميكا الحرارية، أو قانون حفظ الطاقة.

القانون الثاني للديناميكا الحرارية وهو يبين اتجاه سير ظواهر طبيعية تحدث في الطبيعة، مثل انتقال الحرارة من الجسم الساخن إلى البارد.

القانون الثالث للديناميكا الحرارية وهو يؤكد عدم بلوغ الصفر المطلق لدرجة الحرارة.

وتعطي الديناميكا الحرارية وصفا شاملا للعمليات والظواهر التي تحدث في الطبيعة بصفة عامة، وتفسر لنا التفاعلات الكيميائية وهي هامة جدا في مجالات الصناعات الكيماوية وتكرير البترول ومحطات الطاقة وإنتاج البطاريات وكفاءة المحركات وإنتاج البخار وتعيين خواص الغازات.

يهتم علم الديناميكا الحرارية -كما يدل الاسم- بالحرارة أو الطاقة الحرارية بالدرجة الأولى وبكل الظواهر التي تظهر أو تتعلق بهذه الطاقة مثل عمليات انتقال الحرارة من جسم لآخر أو كيفية تخزين هذه

الطاقة أو توليدها. يقوم علم الديناميكا الحرارية على أربعة قوانين كبرى وهي القانون صفر (أو القانون الرابع) والقانون الأول والقانون الثاني والقانون الثالث. إلى جانب ذلك وهو الأهم تدرس الديناميكا الحرارية علاقة الحرارة بالتحريك الميكانيكي، مثلما ساعدنا في ذلك على اختراع الآلة البخارية ومحرك البنزين وطرق رفع كفاءتهم، كما تدرس الديناميكا الحرارية العلاقة بين الحرارة وتفاعل كيميائي وتطبيقاتها تجمع بين اختراع البطاريات والمركبات، وأخيرا علاقة الحرارة بالكهرباء حيث تساعدنا على توليد الطاقة الكهربائية من عدة وسائل مثل محطات تعمل بالفحم أو بالقوى المائية أو بالطاقة النووية. كل تلك التقنيات تعتمد على تطويرها بغرض رفع كفاءتها على علم الديناميكا الحرارية.

1-1. أنواع الأنظمة في الديناميكا الحرارية:

لتعريف النظام ترموديناميكا يجب:

- تعريف النظم من خلال تحديده داخل حيز أو سطح يفصله عن الوسط الخارجي.

- تحديد حالة النظام، وذلك بتعريف متغيراته.

أ- مفهوم النظام (System):

النظام: هو أي جزء من الكون نريد أن نخضعه للدراسة ويمكن معاملته كوحدة لها صفات محددة (مثل أسطوانة غاز، أو كأس يحتوي محلولاً معيناً)، وكل ما هو من غير النظام يسمى بالوسط الخارجي وهو كل ما في المخبر باستثناء الكأس، أما مجموع النظام والوسط الخارجي المحيط به فيشكل الكون (univers) المخبر في مثالنا هذا.

* نظام في الكون حيث W : العمل Q : كمية الحرارة

* ان العمل الذي يقوم به المحيط علي النظام يكون موجبا وتكون كمية الحرارة سالبة:

$$[0 < W , 0 > Q]$$

* بينما في حالة قيام النظام بعمل المحيط يكون العمل سالبا وكمية الحرارة موجبة:

$$[0 < Q , 0 > W]$$

ب- أنواع الأنظمة:

يمكن للنظام أن يكون مفتوحا، مغلقا، معزولا أو مكظوما.

☞ النظام المفتوح (Système ouvert):

هو النظام الذي يمكنه تبادل المادة والطاقة مع الوسط الخارجي، مثل كأس غير مغطى يحتوي على سائل يغلي، حيث يمتص السائل الطاقة من الوسط الخارجي حتى يغلي، وبالمقابل ينطلق بخار السائل من الكأس إلى الوسط الخارجي.

☞ النظام المغلق (Système fermé):

هو النظام الذي يمكنه تبادل الطاقة دون المادة مع الوسط الخارجي (مثل سائل يغلي في كأس مغطى بإحكام).

☞ النظام المعزول (Système isolé):

هو النظام الذي لا يمكنه تبادل المادة أو الطاقة مع الوسط الخارجي (مثل ترمس مثالي يحتوي على قهوة، حيث تظل القهوة ساخنة بدون فقد في الكمية أو الطاقة).

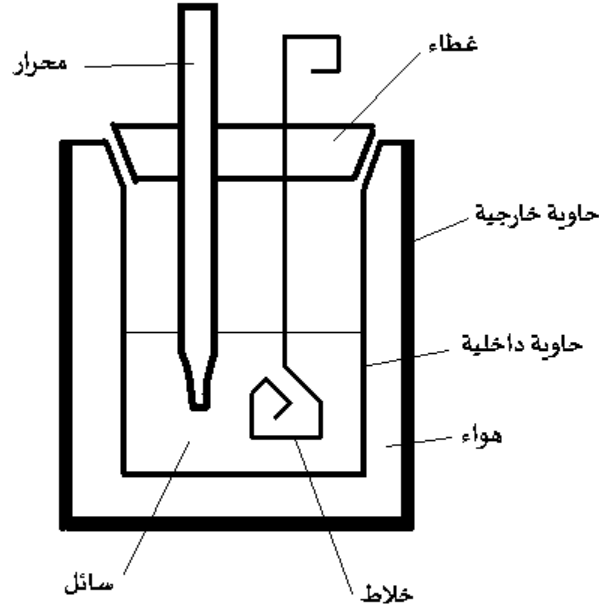
☞ النظام المكظوم (Système adiabatique):

هو النظام الذي لا يمكنه تبادل المادة والحرارة مع الوسط المحيط به بأي شكل من الأشكال، أو بتعبير آخر فإنه يمكنه تبادل أنواع أخرى من الطاقة عدا الحرارة.

2-1. المسعر الحراري:

المسعر هو جهاز يستخدم في المخابر الكيميائية لقياس كمية الحرارة الناتجة عن التفاعلات الكيميائية أو الحرارة الناتجة عن تغيرات فيزيائية مثل تحول طوري، بالإضافة إلى قياس الحرارة النوعية للمواد. يتكون المسعر من إنائين من فلز كالألومنيوم أو النحاس، إحدهما لإدخال ميزان حرارة، والأخرى لإدخال أداة لتحريك الخليط ويتم تبادل الطاقة الحرارية بين المواد المخلوطة داخل المسعر، ويحدث كذلك

تبادل للطاقة مع الجدار الداخلي للمسعر، بينما يقوم العازل والجدار الخارجي للمسعر بمنع انتقال الحرارة من الخليط الحراري إلى الوسط المحيط، أو بالاتجاه المعاكس.



الشكل (01): تركيب المسعر الحراري

يقيس المسعر كمية الحرارة الناتجة من تفاعل كيميائي في نظام معزول به كمية معلومة من الماء مثلا. و بمعرفة كمية الماء والحرارة النوعية (C) للماء وبقياس الارتفاع في درجة الحرارة (T) الحادثة من التفاعل يمكن حساب كمية الحرارة الناشئة (Q) من التفاعل بالمعادلة:

$$Q=M.C.dT$$

Q: جول

M: كيلوغرام

C: جول/كلفن. كيلوغرام

T: كلفن

تعرف الحرارة النوعية C بأنها كمية الحرارة اللازمة لرفع درجة حرارة واحد غرام من المادة درجة واحدة.

1-3. قياس درجة الحرارة:

الحرارة في الفيزياء والكيمياء هي إحدى أشكال الطاقة، يترافق معها حركة الذرات أو الجزيئات أو أي جسيم يدخل في تركيب المادة. ممكن توليد الحرارة عن طريق:

- التفاعلات الكيماوية مثل الاحتراق،
- أو التفاعلات النووية كالاندماج النووي الحادث في الشمس
- أو الإشعاع الكهرومغناطيسي كالحاصل في المواقد الكهرومغناطيسيه
- أو الحركة مثل احتكاك أجزاء الآلات.

تقاس درجة الحرارة في النظام الدولي وفق سلمين: سلم سليزيوس ($^{\circ}\text{C}$) وسلم كالفن (K). يوجد هناك أنواع أخرى لقياس درجة الحرارة مازالت تستخدم في بعض الدول أشهرها سلم فهرنهايت ($^{\circ}\text{F}$) وسلم رانكن (R).
أ- السلم المئوي:

وضع هذا السلم العالم السويدي سليزيوس في عام 1742 حيث اعتمد في إنشائه على حالة التوازن الحراري بين الجليد النقي والماء النقي تحت الضغط الجوي النظامي، وأطلق عليها اسم نقطة الجليد وعندها تمثل الرقم صفر على مقياس درجة الحرارة الزئبقي.

كما اختار أيضاً نقطة أخرى ثابتة تمثل التوازن الحراري بين الماء النقي وبخاره تحت الضغط الجوي النظامي، وأطلق عليها اسم نقطة الغليان وعندها تمثل العدد 100 على مقياس درجة الحرارة الزئبقي. ثم قام بتقسيم المسافة بين هاتين النقطتين إلى مئة قسم متساوي وسمى كل منها درجة مئوية. وهذا هو التقسيم المئوي ويُعبر عن درجة الحرارة وفق السلم بالشكل $t_c=50\text{C}^0$ وتقرأ 50 درجة سليزيوس أو مئوية.

ب- سلم فهرنهايت

وضع هذا السلم العالم الألماني فهرنهايت في عام 1709 حيث اعتبر أن نقطة الجليد توافق 32 وأن نقطة الغليان توافق 212. وقسم المسافة الفاصلة بينهما إلى $212-32=180$ قسماً متساوياً وسمى كل قسماً منها بدرجة فهرنهايت و يرمز لها بالرمز F^0 .

يمكن اعتبار أن كل تقسيمة من سلم فهرنهايت تعادل $9/5$ من تقسيمة المئوي، وبالعكس كل تقسيمة مئوية تعادل $5/9$ تقسيمة من سلم فهرنهايت:

$$\left. \begin{array}{l} 180F^0 \rightarrow 100C^0 \\ 1F^0 \rightarrow xC^0 \end{array} \right\} \Rightarrow xC^0 = \frac{1F^0 \times 100C^0}{180F^0} = \frac{10}{18} = \frac{5}{9}$$

مثال:

$$t_F = \frac{9}{5}(50C^0) + 32 = 41F^0$$

$$t_C = (41 - 32) \frac{5}{9} = (5C^0)$$

أو:

$$t_F = \frac{9}{5}t_C + 32 ; t_C = (t_F - 32) \frac{5}{9}$$

ج- السلم المطلق:

باستخدام مقاييس الحرارة الغازية التي تعتمد على تغير الضغط مع درجة الحرارة بثبات حجم الغاز، و برسم منحنى بياني يمثل تغير ضغط الغاز مع درجة حرارته بالتجربة من أجل غازات مختلفة، فقد وجد أن جميع ممدات هذه الخطوط تلتقي في نقطة واحدة على الطرف السالب لدرجات الحرارة وهي نقطة الصفر المطلق $-273,15C^0$. واستخدمت هذه النتيجة قاعدةً لتدريج سلم درجات الحرارة المطلقة، حيث اعتبرت درجة الحرارة $0K^0 = -273,15C^0$ على أنها درجة الصفر المطلق أو صفر كلفن. وتم اختيار الفرق بين نقطتين على التدريج المئوي لتساوي الفرق بين نقطتين على التدريج المطلق. ولهذا يكون التحويل بين التدريج المئوي والتدريج المطلق وفق المعادلة الآتية:

$$T_K = t_C + 273,15$$

حيث t_c درجة الحرارة بالتدرج المنوي، و T_K درجة الحرارة المطلقة.

ومن أجل درجة الحرارة $t_c = 20C^0$ يكون:

$$T_k = 20 + 273,15 = 293,15K^0$$

4-1. معاملات المرونة الحرارية:

أ-معامل التمدد الحراري:

يمثل التغير الجزئي للحجم المرتبطة بتغير درجة الحرارة عند ثبوت الضغط.

$$\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$$

ب-معامل الانضغاطية الادياباتيكية:

يمثل التغير الجزئي للضغط الناتج عن تغير درجة الحرارة عند ثبوت حجم.

$$\beta = \frac{1}{P} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V$$

ج-معامل الانضغاطية الازوحرارية:

يمثل التغير الجزئي للحجم الناتج من تغير الضغط عند ثبوت درجة الحرارة.

$$\chi = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T$$

5-1. دالة الحالة:

نقول عن دالة أنها "دالة حالة" إذا كان تغيرها مستقل عن المسار المسلوك للانتقال من الحالة (A)

إلى الحالة (B)، فلو افترضنا أن النظام عبارة عن كائن ينتقل على مستوي مائل من النقطة (A) إلى النقطة

(B)، فإن الطاقة الكامنة يمكن اعتبارها دالة حالة، بينما لا يمكن اعتبار المسافة بين النقطتين كدالة

حالة.

إن الضغط ودرجة الحرارة والحجم والكتلة وكمية المادة والشحنة الكهربائية وكمية الحرارة كلها دوال حالة لأن تغييرها خلال تحول ما لا يتعلق بالمسار الذي يسلكه هذا التحول، بينما العمل فليس بدالة حالة لأنه يرتبط بمسافة الانتقال (أي يتعلق بالمسار). الشغل = القوة \times الازاحة

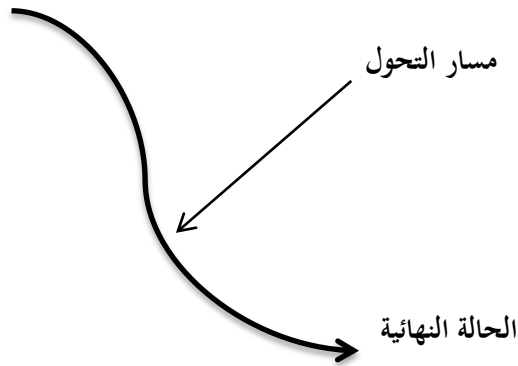
كـه خواص دوال الحالة:

- دالة الحالة هي تلك التي يكون لها قيمة وحيدة، محددة بالنسبة لحالة معينة للنظام.
- لا تعتمد على طرق التغير في تلك الحالة ولكنها تعتمد على الحالة الابتدائية، والحالة النهائية للنظام.
- التغير في متغير حالة أو دالة حالة هو عبارة عن القيمة في الحالة النهائية مطروحا منها القيمة في الحالة الابتدائية، بصرف النظر عن الطريقة، أو تتابع الخطوات التي حدث خلالها ذلك التغير في الحالة.
- دوال الحالة تفاضلات تامة.

1-6. التحولات في الديناميكا الحرارية:

العملية الديناميكية الحرارية (Processus thermodynamique) هي ببساطة مجموعة من الأحداث المتتالية، و يعبر عنها بالتغير في حالة النظام بين حالتين ابتدائية ونهائية بدلالة المسار، كما بالشكل (02) ويعرف المسار بأنه تسلسل في حالات الاتزان التي يمر خلالها النظام.

الحالة الابتدائية



isotherme : $dT=0$

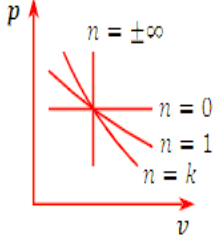
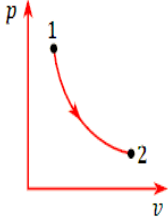
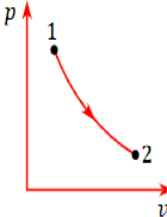
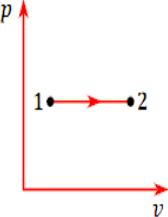

adiabatique : $dQ=0$

isobare : $dP=0$

isochore : $dV=0$

isentropique : $dS=0$

الشكل (02): مختلف التحولات الحرارية

العملية البولتروبية	العملية الأدياباتكية	العملية الإيزوترمية	العملية الإيزوبارية	العملية الإيزوكورية
$p \cdot v^n = cst$	$pv^\gamma = cst$ $s = cst$	$pv = cst$ $T = cst$	$p = cst$	$v = cst$
				
$p_1 \cdot v_1^n = p_2 \cdot v_2^n$ $T_1 \cdot v_1^{n-1} = T_2 \cdot v_2^{n-1}$ $T_1^n \cdot p_1^{n-1} = T_2^n \cdot p_2^{n-1}$	$p_1 \cdot v_1^\gamma = p_2 \cdot v_2^\gamma$ $T_1 \cdot v_1^{\gamma-1} = T_2 \cdot v_2^{\gamma-1}$ $T_1^\gamma \cdot p_1^{1-\gamma} = T_2^\gamma \cdot p_2^{1-\gamma}$	$p_1 \cdot v_1 = p_2 \cdot v_2$	$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}$	$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}$
$W = \frac{p_2 \cdot v_2 - p_1 \cdot v_1}{n - 1}$ $W = \frac{R}{n - 1} (T_2 - T_1)$	$w = -nc_v(T_2 - T_1)$	$W = nRT \ln \frac{v_2}{v_1}$ $W = nRT \ln \frac{p_1}{p_2}$	$W = p(v_2 - v_1)$ $W = nR(T_2 - T_1)$	$W = 0$
$\Delta U = n \cdot C_v \cdot (T_2 - T_1)$	$\Delta U = nc_v(T_2 - T_1)$ $\Delta U = -W$	$\Delta U = 0$	$\Delta U = nc_v(T_2 - T_1)$	$\Delta U = nc_v(T_2 - T_1)$
$\Delta H = nc_p(T_2 - T_1)$	$\Delta H = nc_p(T_2 - T_1)$	$\Delta H = 0$	$\Delta H = nc_p(T_2 - T_1)$	$\Delta H = nc_p(T_2 - T_1)$
$Q = n \cdot C_v \frac{n - \gamma}{n - 1} \cdot (T_2 - T_1)$	$Q = 0$	$Q = W$	$Q = \Delta H$	$Q = \Delta U$
$\Delta S = n \cdot C_v \ln \frac{T_2}{T_1} + n \cdot R \ln \frac{v_2}{v_1}$	$\Delta s = 0$	$\Delta s = nc_v \ln \frac{T_2}{T_1} + nR \ln \frac{v_2}{v_1}$ $\Delta s = nc_p \ln \frac{T_2}{T_1}$ $\Delta s = nc_p \ln \frac{v_2}{v_1}$	$\Delta s = nc_v \ln \frac{T_2}{T_1} + nR \ln \frac{v_2}{v_1}$ $\Delta s = nc_p \ln \frac{T_2}{T_1}$ $\Delta s = nc_p \ln \frac{v_2}{v_1}$	$\Delta s = nc_v \ln \frac{T_2}{T_1}$ $\Delta s = nc_p \ln \frac{T_2}{T_1} - nR \ln \frac{P_2}{P_1}$ $\Delta s = nc_v \ln \frac{P_2}{P_1}$

الجدول (01): ملخص العمليات الترموديناميكية

1-7. مبادئ الفيزياء الحرارية:

قانون الصفري في التيرموديناميك:

وهو قانون التوازن الحراري الذي بموجبه يتم تعريف درجة الحرارة. سمي بالصفري لان صياغته جاءت بعد صياغة القانون الاول.

القانون الأول في التيرموديناميك:

القانون الذي يتعامل مع الطاقة هو نفسه قانون حفظ الطاقة هناك عدد من النصوص المختلفة تعبر جميعها عن نتيجة مهمة جدا وهي حصيلة تجارب لا يمكن حصرها تتعلق بتغيرات الطاقة المرافقة لتغيرات الحالة:

* نص هلمهولتز (Helmholtz)

"عندما تختفي كمية من شكل معين من الطاقة فإنه لابد وأن تنتج كمية مكافئة لها بشكل آخر"

* نص كلاوسيوس (Clausius)

"يبقى المقدار الكلي لطاقة النظام ومحيطه ثابتا على الرغم من أنه يمكن أن يتحول من شكل إلى آخر"

* نص قانون بقاء الطاقة:

"الطاقة لا تبنى ولا تستحدث من العدم ولكنها يمكن أن تتحول من صورة إلى أخرى مكافئة لها"

ويمكن صياغة القانون الأول في الديناميكا الحرارية كما يلي:

"الطاقة الكلية لنظام معزول تظل ثابتة ويمكن تحول الطاقة من صورة إلى أخرى"

*الطاقة الكلية لنظام معزول تبقى دائما ثابتة، أي أن التغير في الطاقة الداخلية للنظام = كمية الحرارة

المتصلة بالنظام مطروحا منها الشغل الذي يبذله النظام.

$$\Delta E = E_2 - E_1 = Q - W$$

وهذا هو التعبير الرياضي للقانون الأول في الديناميكا الحرارية كما أنها صيغة قانون حفظ الطاقة. هذه العلاقة صحيحة بالنسبة لجميع التغيرات في الحالة التي تتضمن حرارة وشغل كما يجب الحرص على الإشارات أثناء التعامل بهذه العلاقة.

إذا حدث تغير متناهي في الصغر للنظام فإن الصيغة التفاضلية للقانون الأول هي:

$$\partial w - \partial q = dE$$

∂w ، ∂q لا يعتبران معاملين تفاضليين لدوال حالة نظام.

-الشغل المبذول عند التمدد والانكماش لغاز:

عندما يكون تمدد الغاز متنا أو انعكاسيا ويتضمن ذلك أن يكون الضغط الخارجي أقل من الضغط

الداخلي، بمقدار متناه في الصغر طوال عملية التمدد وفي هذه الحالة $P = P_{ext}$.

$$W = \int P_{ext} dV$$

بتكامل المعادلة السابقة مع اعتبار الغاز مثاليا ويتكون من عدد من المولات، إذن يمكن استخدام قانون

الغاز المثالي:

$$PV = nRT$$

وإذا كانت العملية أيزوثيرمالية:

$$W = - \int_{V_1}^{V_2} nRT / V dV$$

$$= -nRT \int_{V_1}^{V_2} 1/V dV$$

$$= -nRT \ln V_2 / V_1$$

هـ القانون الثاني في التيرموديناميك:

يمكن لهذا القانون أن يصاغ بصياغات أخرى أو تعبيرات أخرى من أهمها:

صيغة بلانك: " لا يمكن تركيب آلة تعمل على خطوات لتحويل الحرارة إلى شغل بدون أن تفقد جزءا من

هذه الحرارة أو أن تكون هناك تأثيرات جانبية ".

صبيغة كلفن: "من المستحيل استعمال العملية الدائرية لنقل الحرارة من مستودع حراري وتحويل هذه الحرارة الى شغل وبدون نقل كمية معينة من الحرارة من جسم ذي درجة حرارة عالية الى جسم ذي درجة حرارة منخفضة وبنفس الوقت."

صبيغة كلاسيوس: "من المستحيل استعمال العمليات الدائرية لنقل الحرارة من جسم ذي درجة حرارة منخفضة الى جسم آخر درجة حرارته عالية بدون تحويل كمية معينة من الشغل الى حرارة. ومثل هذه الصياغات للقانون الثاني لا يمكن تطبيقها مباشرة في الإجابة على السؤال فيما إذا كان من الممكن حدوث تفاعل كيميائي معين أو عملية فيزيائية معينة تلقائياً أم لا. لذلك يلزم تقديم دالة ثيرموديناميكية جديدة لهذا الغرض وهذه الدالة هي الانتروبي (S).

نص القانون الثاني في الثيرموديناميك وفقاً لدالة الأنتروبي وينص القانون الثاني وفقاً للأنتروبي على "كل تغير تلقائي لا بد وأن ترافقه زيادة في الأنتروبي وتبقى ثابتة في حالة التوازن."

أو بعبارة أخرى: "عندما يتم أي تغير تلقائي في نظام معين تكون هناك زيادة في أنتروبي الكون".

وبمرور السنين اتخذت الصبيغة الرياضية للقانون الثاني للديناميكا الحرارية في حالة نظام معزول تجري فيه تحولات معينة الشكل التالي:

$$\frac{dS}{dt} \geq 0$$

حيث:

S الأنتروبي أو الاعتلاج،

t الزمن.

القانون الثالث في الثيرموديناميك:

"من المستحيل تبريد نظام إلى درجة الصفر المطلق."

هذا القانون يحدد درجة الصفر المطلق كحد طبيعي لا يمكن تعديها إلى أقل منها. حقيقة أنه يمكن بأداء عمل كبير الاقتراب من درجة الصفر المطلقة، مثلما يحدث عند دراسة الميوعة الفائقة للهيليوم-3 حيث تصل درجته الحرجة للميوعة الفائقة عند 0.0026 كلفن، إلا أنه من المستحيل التبريد حتى درجة الصفر.

1-8. السعة الحرارية:

-السعة الحرارية: هي كمية الحرارة اللازمة لرفع درجة حرارة المادة درجة مئوية واحدة وحدتها $(J.K^{-1})$.

-السعة الحرارية الكتلية: هي كمية الحرارة اللازمة لرفع درجة حرارة وحدة الكتلة (1g أو 1kg) من المادة. تقاس بـ $(J.kg^{-1}.K^{-1})$ أو $(J.g^{-1}.K^{-1})$ وتدعى أيضا بالحرارة الكتلية (chaleur massique).

-السعة الحرارية المولية: هي كمية الحرارة اللازمة لرفع درجة حرارة مول من المادة درجة مئوية واحدة و وحدة قياسها $(J.mol^{-1}.K^{-1})$ ، كما تدعى أيضا بالحرارة النوعية (chaleur spécifique).

هناك نوعان من السعة الحرارية المولية للغازات خاصة:

السعة الحرارية عند ثبوت الحجم C_v وعند ثبوت الضغط C_p

هي السعة الحرارية المولية عند ثبوت الحجم C_v :

نعتبر مولا واحدا من غاز، وفقا للقانون الأول للديناميكا الحرارية فإن: $Q_v = \Delta U$

$$Q_v = C_v \cdot \Delta T$$

$$C_v = Q_v / \Delta T = \Delta U / \Delta T \quad \text{ومنهنه:}$$

حيث Q_v كمية الحرارة عند حجم ثابت، ΔU التغير في الطاقة الداخلية للغاز، ΔT الفرق في درجة الحرارة النهائية T_f و الابتدائية T_i .

هي السعة الحرارية المولية عند ثبوت الضغط C_p :

وفقا للقانون الأول للديناميكا الحرارية فإن: $Q_p = \Delta H$

$$Q_p = C_p \cdot \Delta T \quad \text{لدينا:}$$

$$C_p = Q_p / \Delta T = \Delta H / \Delta T \quad \text{و منه:}$$

العلاقة بين C_p و C_v :

نعتبر غاز مثالي يتحول تحت ضغط ثابت من الحالة A إلى الحالة B :

$$dU = Q_p + dW$$

$$Q_p = C_p \cdot \Delta T \quad , \quad dW = P \cdot dV \quad \text{الضغط ثابت ومنه:}$$

$$dU = C_p \cdot \Delta T - P \cdot dV \quad \text{و بالتالي:}$$

نكتب معادلة الغاز المثالي من أجل مول واحد حيث:

$$P \cdot V = R \cdot T$$

$$P \cdot dV + V \cdot dP = R \cdot dT$$

$$P \cdot dV = R \cdot dT \quad \text{إذا: } dP = 0$$

$$dU = C_p \cdot \Delta T - R \cdot dT \quad \text{بالتعويض تصبح } dU:$$

$$dU = C_v \cdot dT \quad \text{من جهة أخرى يمكن كتابة } dU \text{ على الشكل:}$$

$$dU = C_p \cdot \Delta T - R \cdot dT = C_v \cdot dT \quad \text{لدينا:}$$

$$C_p \cdot \Delta T - C_v \cdot dT = R \cdot dT$$

ومنه نستنتج علاقة "Mayer" التي تحدد العلاقة بين C_p و C_v حيث:

$$C_p - C_v = R$$

2. الدوال المميزة والكمون الفيزيائي الحراري:

1-2. الطاقة الداخلية U :

من بين أهم الدوال في الديناميكا الحرارية هي الطاقة الداخلية المعرفة كالآتي:

$$dU = \delta Q + \delta W = TdS - PdV$$

الطاقة الداخلية هي عبارة عن مقدار شامل وبالتالي هي دالة في المقادير التمديدية ونكتب:

$$U=U(S,V,N)$$

لدينا N ثابت وباعتبار S و V كمتغيرات مستقلة و U دالة حالة يكون لدينا:

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_{V,N} dS + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_{S,N} dV$$

بالمطابقة نجد:

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_{V,N} ; -P = \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_{S,N}$$

لما يكون N يتغير نحصل على:

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_{V,N} dS + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_{S,N} dV + \left(\frac{\partial U}{\partial N}\right)_{V,S} dN$$

المتغير المرفق بالتغير في عدد الجسيمات هو الكمون الكيميائي المعروف بـ:

$$\mu = \left(\frac{\partial U}{\partial N}\right)_{V,S} dN$$

ومنه تكون عبارة الطاقة الداخلية كالآتي:

$$dU = TdS - PdV + \mu dN$$

بالاشتقاق نجد صيغة اولر للطاقة الداخلية:

$$U(S, V, N) = TS - PV + \mu N$$

2-2. الأنتروبي S (التطور الحراري):

الأنتروبي S معادلة حالة، نستطيع أن نكتب $S=S(U,V,N)$ ، من عبارة الطاقة الداخلية يمكننا كتابة

عبارة الأنتروبي على النحو الآتي:

$$dS = \frac{1}{T} dU + \frac{P}{T} dV - \frac{\mu}{T} dN$$

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial U}\right)_{V,N} dU + \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_{U,N} dV + \left(\frac{\partial S}{\partial N}\right)_{U,V} dN$$

بالمطابقة نتحصل على:

$$\begin{cases} \frac{1}{T} = \left(\frac{\partial S}{\partial U} \right)_{V,N} \\ \frac{P}{T} = \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_{U,N} \\ -\frac{\mu}{T} = \left(\frac{\partial S}{\partial N} \right)_{U,V} \end{cases}$$

2-3. الأنتالpia H (المحتوى الحراري):

من معادلة الطاقة الداخلية نستخدم P عوضاً عن V نتحصل على دالة حالة اخرى تسمى الانتالبي

أو المحتوى الحراري والتي تعطى بالعلاقة الآتية:

$$H = U + PV$$

وبالتعويض علاقة أولر في علاقة الانتالبي نتحصل على:

$$H = TS + \mu N$$

بالاشتقاق نجد:

$$dH = dU + PdV + VdP$$

لدينا:

$$dH = TdS - PdV + \mu dN$$

بالتعويض في عبارة الاشتقاق نجد:

$$dH = TdS - PdV + \mu dN + PdV + VdP$$

$$dH = TdS + VdP + \mu dN$$

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial S} \right)_{P,N} dS + \left(\frac{\partial H}{\partial P} \right)_{N,S} dP + \left(\frac{\partial H}{\partial N} \right)_{S,P} dN$$

بالمطابقة نجد:

$$\begin{cases} T = \left(\frac{\partial H}{\partial S} \right)_{P,N} \\ V = \left(\frac{\partial H}{\partial P} \right)_{N,S} \\ \mu = \left(\frac{\partial H}{\partial N} \right)_{S,P} \end{cases}$$

4-2. الطاقة الحرة F (دالة Helmholtz):

الطاقة الحرة عبارة عن دالة حالة، يعبر عنها بالعلاقة الآتية:

$$F = U - TS$$

بالاشتقاق نجد:

$$dF = dU - TdS - SdT$$

بالتعويض بعلاقة أولر نجد:

$$dF = TdS - PdV + \mu dN - TdS - SdT$$

$$dF = -PdV - SdT + \mu dN$$

إذا:

$$dF = \left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_{T,N} dV + \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_{N,V} dT + \left(\frac{\partial F}{\partial N} \right)_{T,V} dN$$

بالمطابقة بالمعادلة السابقة نتحصل على:

$$\begin{cases} -P = \left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_{T,N} \\ -S = \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_{N,V} \\ \mu = \left(\frac{\partial F}{\partial N} \right)_{T,V} \end{cases}$$

نستطيع حساب الانتروبي S مباشرة من علاقة F بينما من علاقة U غير ممكن.

2-5. الأنتالبيا الحرة G (دالة Gibbs):

الأنتالبيا الحرة عبارة عن دالة حالة، يعبر عنها كالآتي:

$$G = G(T, P, N) = F(T, V, N) + PV$$

$$G = U - TS + PV$$

باستخدام علاقة أولر:

$$G = TS - PV + \mu N - TS + PV = \mu N$$

بالاشتقاق نتحصل على:

$$dG = -SdT + VdP + \mu dN$$

ومنه نكون تحصلنا على الأنتالبيا الحرة:

$$dG = \left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_{P,N} dT + \left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_{T,N} dP + \left(\frac{\partial G}{\partial N}\right)_{T,P} dN$$

بالمطابقة نجد:

$$\begin{cases} -S = \left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_{P,N} \\ V = \left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_{T,N} \\ \mu = \left(\frac{\partial G}{\partial N}\right)_{T,P} \end{cases}$$

إن أهمية الأنتالبي الحرة تكمن في توازن الاطوار وكذا التفاعلات الكيميائية.

3. معادلات ماكسويل:

دوال الديناميكا الحرارية السابقة هي دوال مستقلة ولا تعتمد على المسار الذي تم بواسطته التغيير.

بالتالي فإننا نستطيع أن نطبق شرط التفاضل التام على المعادلات التالية:

$$dU = -PdV + TdS$$

$$dH = VdP + TdS$$

$$dF = -PdV - SdT$$

$$dG = VdP - SdT$$

ونجد منه العلاقات التالية:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_S = -\left(\frac{\partial P}{\partial S}\right)_V$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial S}\right)_P = \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_S$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_V = -\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P$$

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V = \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T$$

وتسمى هذه العلاقات بعلاقات ماكسويل.

ولنظام متعدد المركبات (العناصر) نجد أن الدوال تأخذ الشكل التالي:

$$dU = -PdV + TdS + \sum \mu_i dn_i$$

$$dH = VdP + TdS + \sum \mu_i dn_i$$

$$dF = -PdV - SdT + \sum \mu_i dn_i$$

$$dG = VdP - SdT + \sum \mu_i dn_i$$

4. تغير الحالة الفيزيائية لجسم نقي:

أ- بيان الاتزان (P, T)

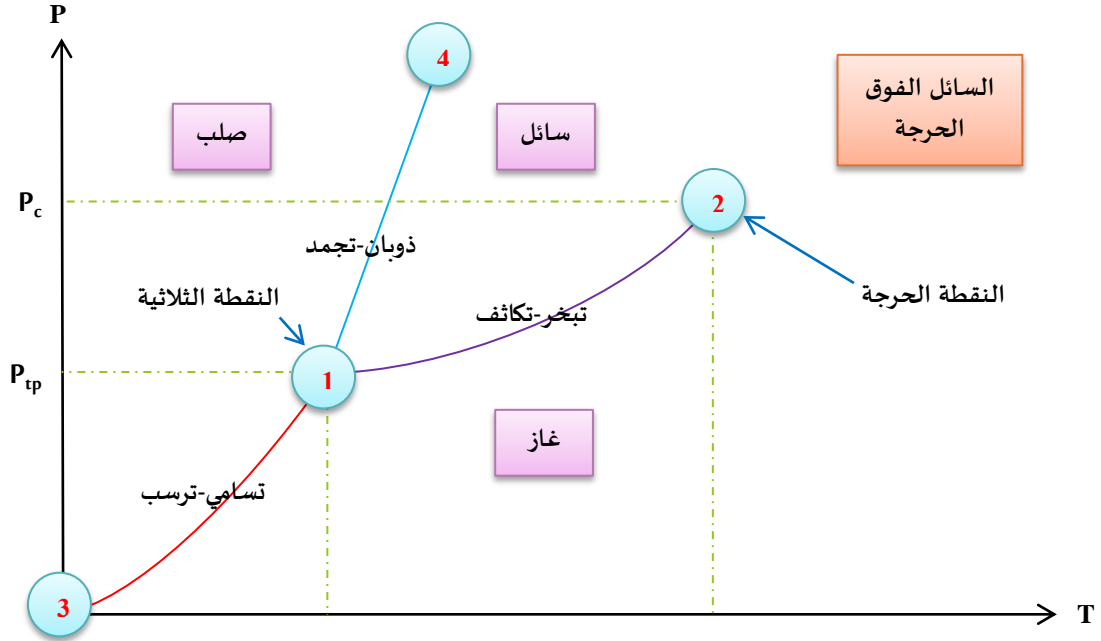
يتكون بيان الاتزان للموائع من ثلاثة فروع وهي كالآتي:

الفرع الأول (4 — 1): منحنى الانصهار.

الفرع الثاني (2 — 1): منحنى التبخر.

الفرع الثالث (3 — 1): منحنى التجمد.

يمكننا ملاحظة نقطتين مميزين في المنحنى هما النقطة الثلاثية 1 حيث يكون عندها المائع متوازنا في أطواره الثلاث، أما الثانية فهي النقطة الحرجة 2 والتي ينتهي عندها خط التبخر.



الشكل (03): بيان الاتزان لمائع موجود داخل اناء مغلق

ب- الحرارة الكامنة:

الحرارة الكامنة أو الطاقة الكامنة هي كمية من الحرارة اللازمة لتحويل المادة من حالة إلى أخرى لكل واحد كيلو جرام من المادة نرسم لها بالرمز L (صلب/سائل: L_F ، سائل/بخار: L_V) وتعتبر من الخصائص المميزة للمادة، (أي من الحالة الصلبة إلى الحالة السائلة أو إلى الحالة الغازية)، وحدة قياسها هي الجول.

- في حالة نظام يكتسب طاقة:

$$Q_1 = L_F = m \cdot l_F \text{ صلب/سائل}$$

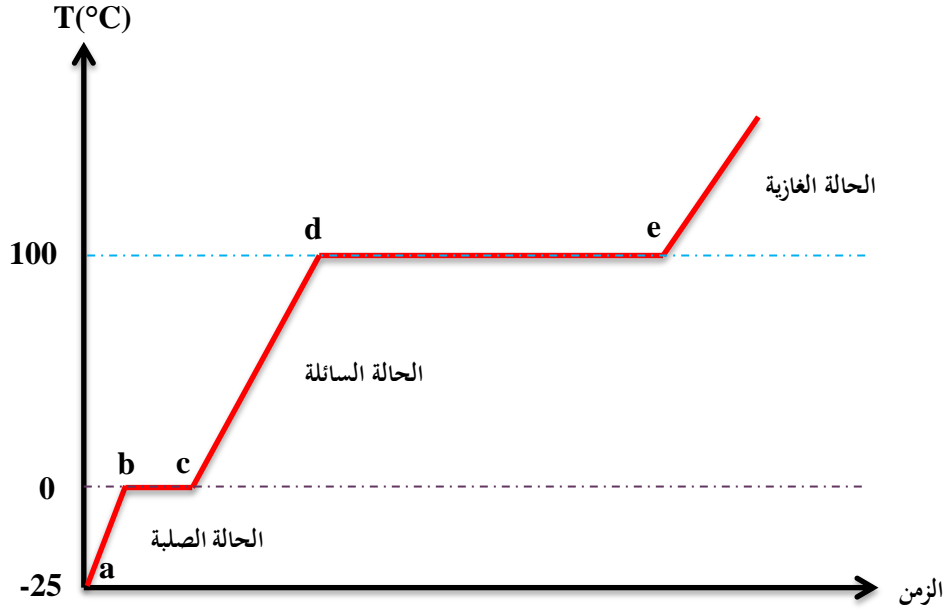
$$Q_2 = L_V = m \cdot l_V \text{ سائل/بخار}$$

- في حالة نظام يفقد طاقة:

$$Q_1 = -L_F = -m \cdot l_F \text{ سائل/صلب}$$

$$Q_2 = -L_V = -m \cdot l_V$$

حيث: l_F الحرارة الكامنة الكتلية للانصهار و l_V الحرارة الكامنة الكتلية للتبخير.



الشكل (04): منحني تحولات الماء

5. التطبيقات:

1.5. مفهوم الآلات الحرارية:

تستعمل الآلات الحرارية (machines thermiques) مائعا (fluide) يخضع لتحولات حلقية يحدث خلالها تبادل للطاقة مع الوسط الخارجي، كما سبق ورأينا (صيغة كلن-القانون الثاني) أن الآلة المتصلة بمنبع حراري واحد ليست ذات قيمة، طالما أنها لا تستطيع بذل أي عمل للوسط الخارجي، لهذا السبب نهتم بالآلات المتصلة بمنبعين حراريين على الأقل، ونقسمها إلى نوعين:

- المحركات الحرارية التي تبذل عملا ($W < 0$)، وتستهلك حرارة ($Q > 0$) خلال دورة اشتغالها.

- المضخات الحرارية التي تستهلك عملا ($W > 0$) وتبذل حرارة ($Q < 0$) خلال دورة اشتغالها.

2.5. المحرك الحراري:

يعرف المحرك الحراري على أنه الآلة العاملة دورياً (بإستمرار) والتي تحول جزءاً من كمية الحرارة Q_H المستمدة من مصدر حراري ذي درجة حرارة مرتفعة إلى عمل W وتتخلص من الجزء المتبقي على شكل كمية حرارة نسميها Q_L إلى خزان حراري (ذي درجة منخفضة) كما هو موضح في الشكل (05).

تكون الحرارة الناتجة عن احتراق الوقود غالباً المصدر الحراري، بينما يكون الوسط المحيط (الجو الأرض... إلخ) الخزان الحراري ذا درجة الحرارة المنخفضة.
وبذلك يكون:

$$W = Q_H - Q_L$$

ونعرف مردود الآلة الحرارية (e) على أنه نسبة العمل الناتج (W) على كمية الحرارة المعطاة (Q_H)

$$e = \frac{|W|}{|Q_H|}$$

$$e = 1 - \frac{|Q_L|}{|Q_H|}$$

3.5. المضخة الحرارية:

تعرف المضخة الحرارية على أنها تنقل الحرارة من المنبع البارد إلى المنبع الساخن وذلك بأخذ عمل ميكانيكي من الوسط الخارجي، كما هو موضح في الشكل (05) مثل: البراد المنزلي (المكيف).

نعرف فعالية مضخات الحرارة بمعامل يدعى معامل الفعالية وينقسم إلى قسمين:

-معامل التبريد ε وهو يساوي نسبة كمية الحرارة الممتصة من المنبع الساخن Q_L إلى كمية العمل.

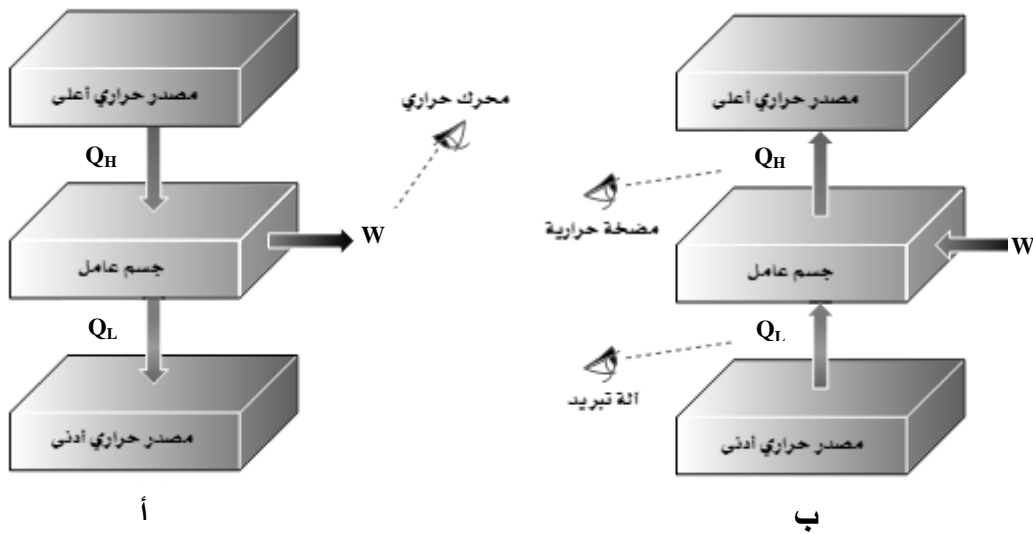
$$\varepsilon = \frac{Q_L}{W}$$

$$\varepsilon = \frac{Q_L}{|Q_H - Q_L|}$$

-معامل التدفئة \emptyset وهو يساوي نسبة كمية الحرارة التي ينتجها المنبع الساخن Q_H إلى كمية

العمل.

$$\emptyset = \frac{Q_H}{|Q_H - Q_L|}$$



الشكل (05): (أ)- المحرك الحراري (ب)- المضخة الحرارية و آلة التبريد

6. أهم الدورات التي تسيّر وفقها الآلات الحرارية:

1.6. دورة كارنو:

هي الدورة المثالية للمحرك الحراري الأول، وتملك هذه الدورة أعلى مردود حراري إذ يعتبر مقياسا عاما

تقارن به كل دورات المحركات الحرارية.

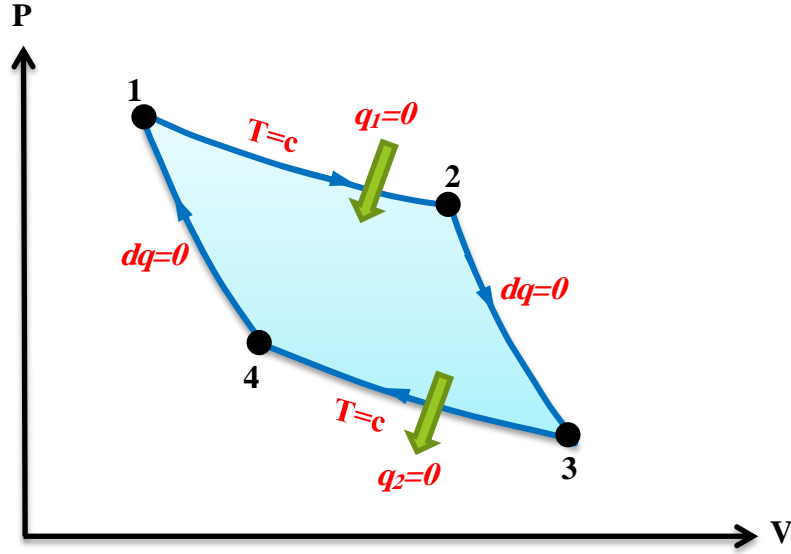
تسيّر دورة كارنو وفق أربع تحولات:

1. التحول 1←2: إعطاء الحرارة تحت درجة حرارة ثابتة.

2. التحول 2←3: تمدد أدياباتيكي.

3. التحول 3←4: طرح الحرارة تحت درجة حرارة ثابتة.

4. التحول 4←1: إنضغاط أدياباتيكي.



الشكل (06): دورة كارنو

الشغل المنجز في الدورة (W):

$$W = W_{1-2} + W_{2-3} + W_{3-4} + W_{4-1}$$

$$W = n \cdot R \cdot T_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - n \cdot C_v \cdot (T_3 - T_2) + n \cdot R \cdot T_2 \ln \frac{V_4}{V_3} - n \cdot C_v \cdot (T_1 - T_4)$$

أما كمية الحرارة المتبادلة (Q):

$$Q = Q_{1-2} + Q_{2-3} + Q_{3-4} + Q_{4-1}$$

$$Q = n \cdot R \cdot T_1 \ln \frac{V_2}{V_1} + n \cdot R \cdot T_2 \ln \frac{V_4}{V_3}$$

فتصبح كفاءة الدورة (e):

$$e = 1 - \frac{|Q_L|}{|Q_H|}$$

$$e = 1 - \frac{Q_{3-4}}{Q_{1-2}}$$

$$e = 1 - \frac{n \cdot R \cdot T_2 \ln \frac{V_4}{V_3}}{n \cdot R \cdot T_1 \ln \frac{V_2}{V_1}}$$

ولدينا من معادلة الحالة للعملية الأديباتكية:

$$T_1 \cdot V_1^{\gamma-1} = T_2 \cdot V_4^{\gamma-1}$$

$$T_1 \cdot V_2^{\gamma-1} = T_2 \cdot V_3^{\gamma-1}$$

بقسمة المعادلتين نجد أن $\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$ وبذلك تصبح علاقة (e) كالتالي:

$$e = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

2.6. دورة كارنو العكسية:

تملك دورة كارنو العكسية الغير مباشرة أعلى معامل تبريد وتدفئة، إذ يعتبر مقياسين عامين تقارن

بهما كل دورات المضخات الحرارية وآلات التبريد.

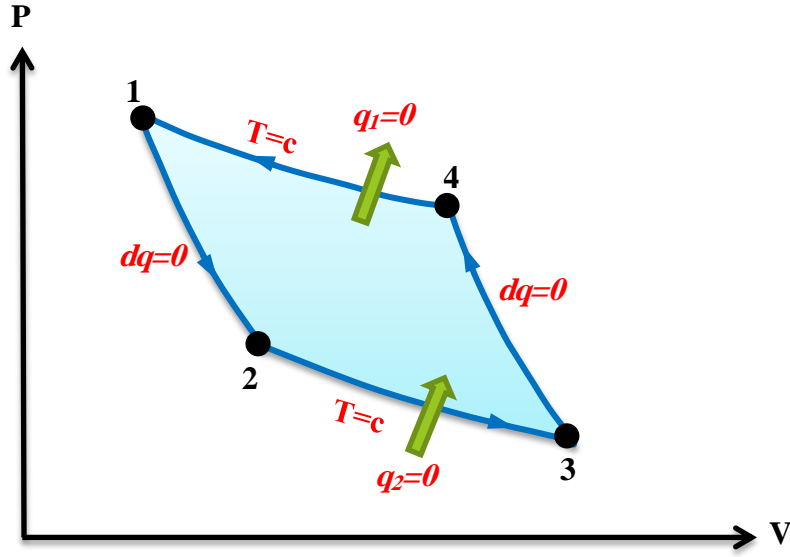
تسير دورة كارنو العكسية وفق أربع تحولات كالتالي:

1. التحول 1←2: تمدد أديباتيكي.

2. التحول 2←3: إعطاء الحرارة تحت درجة حرارة ثابتة.

3. التحول 3←4: إنضغاط أديباتيكي.

4. التحول 4←1: طرح الحرارة تحت درجة حرارة ثابتة.



الشكل (07): دورة كارنو العكسية

الشغل المنجز في الدورة (W):

$$W = W_{1-2} + W_{2-3} + W_{3-4} + W_{4-1}$$

$$W = -n \cdot C_v \cdot (T_2 - T_1) + n \cdot R \cdot T_1 \ln \frac{V_3}{V_2} - n \cdot C_v \cdot (T_4 - T_3) \\ + n \cdot R \cdot T_2 \ln \frac{V_1}{V_4}$$

أما كمية الحرارة المتبادلة (Q):

$$Q = Q_{1-2} + Q_{2-3} + Q_{3-4} + Q_{4-1}$$

$$Q = n \cdot R \cdot T_1 \ln \frac{V_3}{V_2} + n \cdot R \cdot T_2 \ln \frac{V_1}{V_4}$$

معامل التبريد:

$$\varepsilon = \frac{Q_L}{|Q_H - Q_L|}$$

$$\varepsilon = \frac{Q_{2-3}}{Q_{4-1} - Q_{2-3}}$$

ولدينا من معادلة الحالة للعملية الأديباتكية: $T_1 \cdot V_3^{\gamma-1} = T_2 \cdot V_4^{\gamma-1}$

$$T_2 \cdot V_1^{\gamma-1} = T_1 \cdot V_2^{\gamma-1}$$

بقسمة المعادلتين نجد أن $\frac{V_1}{V_4} = \frac{V_2}{V_3}$ وبذلك تصبح علاقة (ε) كالتالي:

$$\varepsilon = \frac{T_1}{T_2 - T_1}$$

معامل التدفئة:

$$\phi = \frac{Q_H}{|Q_H - Q_L|}$$

$$\phi = \frac{Q_{4-1}}{Q_{4-1} - Q_{2-3}}$$

وبالتعويض تصبح علاقة (ϕ) كالتالي:

$$\varepsilon = \frac{T_2}{T_2 - T_1}$$

3.6. دورة ديزل:

هي الدورة المثالية لمحرك الإحتراق الداخلي ذي الإشتغال بالإنضغاط، وتدعى أيضا "بدورة محرك

الإحتراق الداخلي ذي إعطاء حرارة تحت ضغط ثابت"

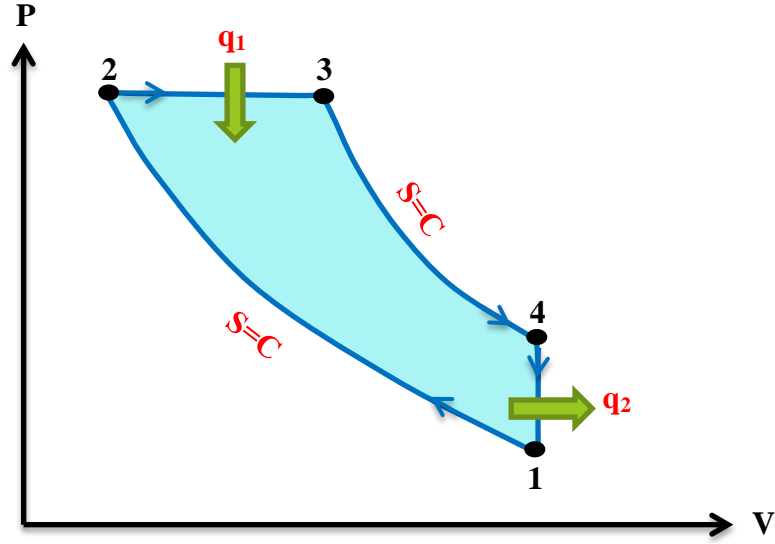
تسير هذه الدورة وفق أربع تحولات كالتالي:

1. التحول 1←2: إنضغاط أديباتيكي.

2. التحول 2←3: إعطاء حرارة تحت ضغط ثابت.

3. التحول 3←4: تمدد أدياباتيكي.

4. التحول 4←1: طرح الحرارة تحت حجم ثابت.



الشكل (08): دورة ديزل

الشغل الكلي للدورة (W) يساوي:

$$W = W_{1-2} + W_{2-3} + W_{3-4} + W_{4-1}$$

$$W = -n \cdot C_v \cdot (T_2 - T_1) + n \cdot R(T_3 - T_2) - n \cdot C_v \cdot (T_4 - T_3)$$

أما كمية الحرارة المتبادلة (Q):

$$Q = Q_{1-2} + Q_{2-3} + Q_{3-4} + Q_{4-1}$$

$$Q = n \cdot C_p(T_3 - T_2) + n \cdot C_v(T_1 - T_4)$$

وبذلك تكون كفاءة الدورة (e):

$$e = 1 - \frac{|Q_L|}{|Q_H|}$$

$$e = 1 - \frac{Q_{4-1}}{Q_{2-3}}$$

$$e = 1 - \frac{n \cdot C_v (T_4 - T_1)}{n \cdot C_p (T_3 - T_2)}$$

$$e = 1 - \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}$$

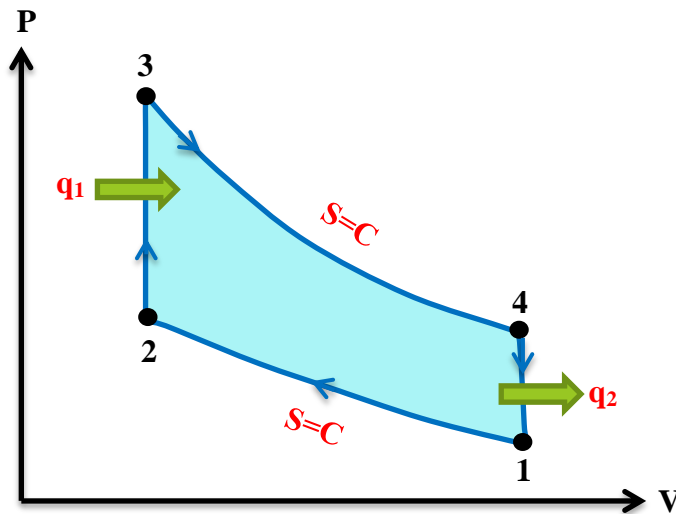
4.6 دورة أوتو (بو دو روشا):

يمثل دورة محرك الإحتراق الداخلي ذي الإشتعال بالشرارة، إقتراح هذه الدورة "بو دو روشا" سنة

1862 وحققها عمليا "أوتو" سنة 1872.

تسير هذه الدورة وفق أربع تحولات:

1. التحول 1←2: إنضغاط أدياباتيكي.
2. التحول 2←3: إعطاء الحرارة تحت حجم ثابت.
3. التحول 3←4: تمدد أدياباتيكي.
4. التحول 4←1: طرح الحرارة تحت حجم ثابت.



الشكل (09): دورة أوتو (بودروشا)

يكون الشغل الكلي للدورة (W) يساوي:

$$W = W_{1-2} + W_{2-3} + W_{3-4} + W_{4-1}$$

$$W = -n \cdot C_v \cdot (T_2 - T_1) - n \cdot C_v \cdot (T_4 - T_3)$$

أما كمية الحرارة المتبادلة (Q):

$$Q = Q_{1-2} + Q_{2-3} + Q_{3-4} + Q_{4-1}$$

$$Q = n \cdot C_v (T_3 - T_2) + n \cdot C_v (T_1 - T_4)$$

وبذلك تكون كفاءة الدورة (e):

$$e = 1 - \frac{|Q_L|}{|Q_H|} = 1 - \frac{Q_{4-1}}{Q_{2-3}}$$

$$e = 1 - \frac{n \cdot C_v (T_4 - T_1)}{n \cdot C_v (T_3 - T_2)}$$

$$e = 1 - \frac{(T_4 - T_1)}{(T_3 - T_2)}$$

ولدينا من التحويلين الأديباتكيين $1 \leftarrow 2$ و $3 \leftarrow 4$ العلاقة التالية:

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{V_3}{V_4}\right)^{\gamma-1} \quad \text{و} \quad \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1}$$

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{T_4}{T_3}$$

$$T_4 = \frac{T_1 \cdot T_3}{T_2} \quad \text{إذن:}$$

وبذلك تصبح الكفاءة (e):

$$e = 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

5.6 دورة جول (برايتن):

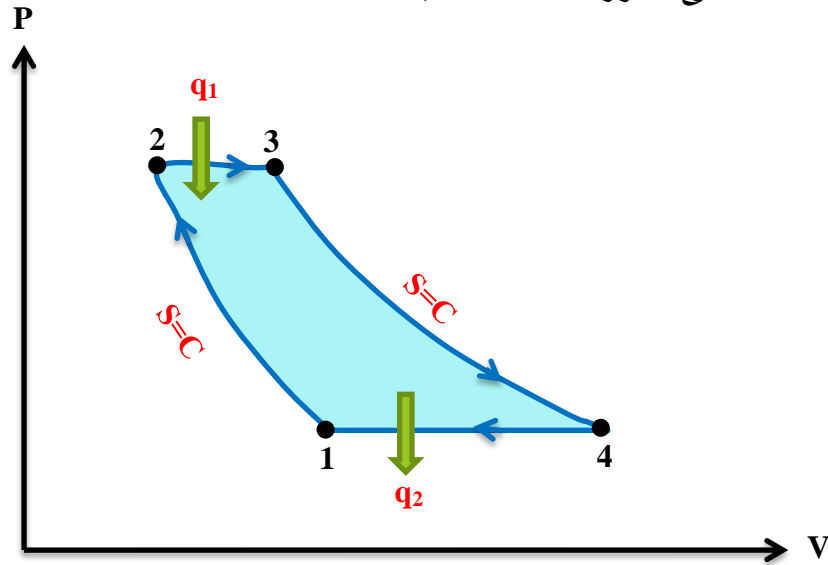
هذه الدورة خاصة بالمحركات (الآلات) التي تعمل في أجواء ذات ضغط منخفض جدا للدفع بسرعات كبيرة (محركات الطائرة، الصواريخ، وتوربينات الغاز لتوليد الكهرباء).
تسير هذه الدورة وفق 4 أربع تحولات :

1. التحول 1←2: إنضغاط أدياباتيكي.

2. التحول 2←3: إعطاء الحرارة تحت ضغط ثابت.

3. التحول 3←4: تمدد أدياباتيكي.

4. التحول 4←1: طرح الحرارة تحت ضغط ثابت.



الشكل (10): دورة جول أو برايتون

الشغل الكلي للدورة (W) يساوي:

$$W = W_{1-2} + W_{2-3} + W_{3-4} + W_{4-1}$$

$$W = -n \cdot C_v(T_1 - T_2) + n \cdot R(T_3 - T_2) - n \cdot C_v(T_4 - T_3) + n \cdot R(T_1 - T_4)$$

أما كمية الحرارة المتبادلة (Q):

$$Q = Q_{1-2} + Q_{2-3} + Q_{3-4} + Q_{4-1}$$

$$Q = n \cdot C_p(T_3 - T_2) + n \cdot C_p(T_1 - T_4)$$

وبذلك تكون كفاءة الدورة (e):

$$e = 1 - \frac{|Q_L|}{|Q_H|} = 1 - \frac{Q_{4-1}}{Q_{2-3}}$$

$$e = 1 - \frac{n \cdot C_v(T_4 - T_1)}{n \cdot C_v(T_3 - T_2)}$$

$$e = 1 - \frac{(T_4 - T_1)}{(T_3 - T_2)}$$

ولدينا من التحولين الأدياباتكيين $2 \leftarrow 1$ و $4 \leftarrow 3$ العلاقة التالية:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1}$$

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{V_3}{V_4}\right)^{\gamma-1}$$

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{T_4}{T_3}$$

$$T_4 = \frac{T_1 \cdot T_3}{T_2} \quad \text{إذن}$$

وبذلك تصبح الكفاءة (e):

$$e = 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

الفصل الثاني:

الفيزياء الحرارية الإحصائية

1. الاحتمالات:

احتمال وقوع الحدث x يساوي نسبة عدد المرات n التي يظهر بها هذا الحدث (وتسمى عدد الحالات المرغوب فيها) الى العدد الكلي N للحالات الممكنة الحدوث الحدث x باعتبارها متساوية الاحتمال. ويعرف رياضيا بالعلاقة الآتية:

$$P = \frac{n}{N}$$

حيث:

P : يكون محصور بين 0 و 1.

n : هو عدد التكرار.

N : هو العدد الكلي للمحاولة.

2. الوزن الإحصائي:

هو عدد الطرق التي تتوزع بها الجسيمات في المستويات الطاقوية المسموحة أو الحالات الإحصائية الممكنة. يرمز له بالرمز W .

$$W_i = \frac{N!}{n_i! (N - n_i)!}$$

في حالة الجزيئات المتشابهة.

3. الحالة الأكثر احتمالا:

الحالة الأكثر احتمالا هي الحالة الماكروسكوبية التي بها أكثر عدد من الحالات الميكروسكوبية وهي تمثل حالة اتزان النظام، مع تحقق العلاقتين الآتيتين:

$$N = \sum_i^j n_i$$

$$U = \sum_i^j n_i \varepsilon_n$$

4. مفاهيم في الفيزياء الحرارية الإحصائية:

4-1. علاقة بولتزمان:

لقد أعطى بولتزمان انطلاقاً من مفهوم الانتروبي وقوانين الاحتمالات أنه يمكن إيجاد علاقة ما بين الانتروبي والوزن الإحصائي حيث تعتبر هذه العلاقة من أهم العلاقات في الفيزياء الإحصائية وتعتبر الجسر الواصل بين الترموديناميكا والإحصاء.

$$S = K_B \ln w$$

S: الانتروبي

K_B : ثابت بولتزمان

w: الوزن الإحصائي

4-2. دالة التقسيم Z:

سوف نستعرض هنا أهم دالة بالفيزياء الإحصائية، ألا وهي دالة تجميع المستويات "Zsp" حيث تعتبر حجر الأساس في حسابات خواص ودوال الديناميكا الحرارية. الدالة Zsp لجسيم أحادي تسمى بالإنجليزية "Fonction de partition" بمعنى "دالة تجزئ". والدالة مشتقة أصلاً من الكلمة الألمانية "Zustandsumme" وتعني تجميع الحالات (المستويات). لذلك فسوف نستخدم الترجمة الألمانية ونسميها "دالة تجميع المستويات"، أو باختصار "دالة التجميع".

أ- دالة التجزئة للمستويات المنفردة:

الدالة Zsp هي تجميع لمعامل بولتزمان $e^{-\beta \epsilon_i}$ حيث $\beta = \frac{1}{K_B T}$ ولها الخواص التالية:

-التجميع لجميع المستويات المجهرية المميزة للنظام ككل:

$$Z_{sp} = \sum_i e^{-\beta \epsilon_i}$$

-التجميع لجميع مستويات الطاقة المميزة للنظام ككل:

$$Z_{sp} = \sum_i g_i e^{-\beta \varepsilon_i}$$

-تعتمد على خواص النظام وتركيبته المجهرية الاحصائية.

-تعتمد على درجة حرارة النظام المطلقة من خلال المعامل β .

-تناسب مع حجم الغاز وذلك من خلال كثافة المستويات $g(\varepsilon)$ أو g_i .

-قيمتها العددية تتغير من القيمة 1 الى قيم فلكية.

-دالة التجزئة الكلية في حالة:

الجسيمات المميزة والمتطابقة هي مجموع حالات التجزئة للجسم المنفرد

$$Z_N = (Z_{sp})^N$$

الجسيمات الغير مميزة:

$$Z_N = \frac{Z_N^{sp}}{N!}$$

ب- دالة التجزئة للمستويات المتصلة:

عندما تصبح المستويات متقاربة من بعضها البعض (متصلة)، نستطيع أن نستغني عن دالة التجزئة

$$Z_{sp} = \sum_i g_i e^{-\beta \varepsilon_i}$$

$$Z_{sp} = \int g(\varepsilon) e^{-\beta \varepsilon} d\varepsilon$$

$g(\varepsilon)$: كافة المستويات

4-4. حساب الدوال الفيزيائية الحرارية:

باستخدام العلاقة الاتية $Z_{sp} = \sum_i g_i e^{-\beta \varepsilon_i}$ يمكن استنتاج العلاقات المبينة في الجدول 2.

الصيغة	الرمز	التعريف
$Nk_B T^2 \left(\frac{\partial \ln Z_{sp}}{\partial T} \right)_{V,N}$	$U = N \bar{E} = N \left(\frac{\partial \ln Z_{sp}}{\partial \beta} \right)_{V,N}$	الطاقة الداخلية
$Nk_B \ln Z_{sp} + Nk_B U$	$S = k_B \ln(\tilde{\omega})$	الإنتروبي
$-Nk_B T \ln Z_{sp}$	$F = U - TS$	طاقة هلمهولتز
$Nk_B T \left(\frac{\partial \ln Z_{sp}}{\partial V} \right)_{T,N}$	$P = - \left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_{T,N}$	معادلة الحالة
$-Nk_B T \left(\frac{\partial \ln Z_{sp}}{\partial N} \right)_{V,T}$	$\mu = - \left(\frac{\partial F}{\partial N} \right)_{T,V}$	الجهد الكيميائي
$Nk_B T \left[\left(\frac{\partial \ln Z_{sp}}{\partial \ln U} \right)_{T,N} - \ln Z_{sp} \right]$	$G = F + PV$ $= F - V \left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_{T,N}$	دالة جيبس
$Nk_B T \left[\left(\frac{\partial \ln Z_{sp}}{\partial \ln T} \right)_{V,N} + \left(\frac{\partial \ln Z_{sp}}{\partial \ln V} \right)_{T,N} \right]$	$H = U + PV$	المحتوى الحراري
$Nk_B T \left[2 \left(\frac{\partial \ln Z_{sp}}{\partial T} \right)_V + T \left(\frac{\partial^2 \ln Z_{sp}}{\partial T^2} \right)_V \right]$	$C_V = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{V,N}$ $= -T \left(\frac{\partial^2 F}{\partial T^2} \right)_{V,N}$	الحرارة النوعية

الجدول (02): صيغ مختلف الدوال الفيزيائية الحرارية

5- إحصاء التقليدي لماكسويل-بولتزمان (Statistique classique de Maxwell-Boltzman):

إن أهمية الإحصاء التقليدي لماكسويل-بولتزمان تظهر في العديد من التطبيقات النظرية المهمة مثل حساب الخواص الفيزيائية للغاز المثالي. والإحصاء التقليدي ماهو إلا تقريب لإحصاءات متطورة مثل إحصاء بوز-أينشتاين أو إحصاء فيرمي-ديراك وذلك عند درجات الحرارة المرتفعة. سوف نفترض نظاماً يحتوي على عدد كبير من الجسيمات: المتطابقة (كتلة، شحنة...)، المميزة، والتي لا ينطبق عليها مبدأ باولي للاستبعاد. كل هاته الفرضيات تدعى بفرضيات الإحصاء التقليدي لماكسويل-بولتزمان.

سنذكر هنا باختصار ببعض النتائج الأساسية للفيزياء الاحصائية التي تستند اليها الدراسة الاجسام الصلبة، ذلك ان كل جسم صلب هو مجموعة او جملة مؤلفة من عدد كبير جدا من الجسيمات المجهرية (الذرات، النوى، الالكترونات). مثل هذه الجمل تخضع لقوانين احصائية معينة بشكل عام يمكن ان نميز بين ثلاثة انواع من جمل الجسيمات:

1/- جمل جسيماتها متماثلة ويمكن ان تكون لسببها أية قيمة. لكنها متباعدة بشكل كاف يسمح بالتمييز بينها (كجزيئات الغاز).

2/- جمل جسيماتها متماثلة وسبب كل منها يساوي الصفر أو عددا صحيحا من \hbar وهي غير قابلة للتمييز بينها. وهذه هي البوزونات (bosons) وهي لا تخضع لمبدأ باولي (مبدأ الاستبعاد) كالفوتونات (كمات الحقل الكهرطيسي) والفوتونات (كمات الأمواج المرنة في الاجسام الصلبة) وذرات الهليوم ${}^4_2\text{He}$.

3/- جمل جسيماتها متماثلة وسبب كل منها عدد فردي من أنصاف \hbar وهي غير قابلة للتمييز بينها. وهذه هي الفيرميونات (fermions) وهي تخضع لمبدأ الاستبعاد كإللكترونات والبروتونات والنترونات وذرات الهليوم ${}^4_2\text{He}$.

تتصف الفيرميونات في الجملة بسلوك "فردى" متميز، فإذا شغل فيرميون حالة كوانتية ما فلا يمكن لأي فيرميون آخر-من نفس النوع- أن يشغل الحالة الكوانتية نفسها. وتنشأ عن هذا الفرق الأساسي بين نوعي الجسيمات خواص مختلفة تماما للجمل المؤلفة من الفيرميونات أو من البوزونات. إن وصف حالة جملة ما من الجسيمات يستوجب تعيين تابع التوزع $f(\epsilon)$ لهذه الجملة المؤلفة من الفيرميونات أن التوزع لها هو تابع توزع فيرمي-ديراك (Fonction de distribution de Fermi-Dirac).

$$f(\epsilon) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\epsilon - \mu}{KT}\right) + 1} \quad (2.1)$$

حيث K ثابتة بولتزمان (Boltzmann) و T درجة الحرارة المطلقة للجسم أما μ فهو كمون الكيمائي. وهو مقدار تابع لكثافة الجسيمات (عددتها في وحدة الحجم) ولدرجة الحرارة، وهو يعبر عن تغير طاقة جملة

$$\text{معزولة ذات حجم ثابت بسبب تغير عدد جسيمات التي تحويها} \left(\mu = \frac{d\epsilon}{dN} \right).$$

أما جمل البوزونات فتخضع لإحصاء مختلف، وتابع التوزيع من أجلها هو تابع توزيع بوز-أينشتاين

(Fonction de distribution de Bose-Einstien).

$$f(\epsilon) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\epsilon - \mu}{KT}\right) - 1} \quad (2.2)$$

حيث ترمز μ, T, K لنفس المقادير كما في (2.1).

أما حين يكون احتمال انشغال أية حالة طاقتها ϵ صغيرا جدا. لكون كثافة الجسيمات قليلة جدا مثلا، فيكون:

$$f(\epsilon) \ll 1 \quad \rightarrow \quad \exp\left(\frac{\epsilon - \mu}{KT}\right) \gg 1 \quad (2.3)$$

وذلك من أجل تابعي التوزيع (2.1) و (2.2). ومن أجل جميع قيم ϵ حين يتحقق هذا الامر نكون في حالة الكلاسيكية، ويكون التمييز ممكنا بين الجسيمات المتماثلة. ونستطيع إهمال الواحد في مخرج كل من العلاقتين (2.1) و (2.2) بسبب (2.3) ونحصل بالتالي على النتيجة ذاتها من أجل الفيرميونات أو البوزونات:

$$f(\epsilon) = \exp\left(\frac{\mu - \epsilon}{KT}\right) \quad (2.4)$$

وهذه النتيجة هي عبارة عن تابع التوزيع الكلاسيكي ماكسويل-بولتزمان (Maxwell-Boltzmann) الذي ما هو إلا نهاية تابع التوزيع (2.1) و (2.2) حين يكون احتمال الانشغال $f(\epsilon)$ أصغر بكثير من الواحد أي

حين يكون عدد الجسيمات N المؤلفة للجلمة أصغر بكثير من عدد الحالات G التي يمكن أن يشغلها أي من الجسيمات. في مثل هذه الحالة يكون عدد الحالات الفارغة أكبر بكثير من عدد الجسيمات، ويكون احتمال "التقاء" الجسيمات لتشغل حالة واحدة صغيرا مما يؤدي الى عدم ظهور صفاتها الجماعية، أي كونها بوزونات (لا تخضع لمبدأ باولي) أو فيرميونات (تخضع له)، وصفات الجلمة ككل لا تعتمد في هذه الحالة على طبيعة الجسيمات المؤلفة لها. مثل هذه الجلمة تدعى غير منحطة (non dégénérer).

أما في الحالة المعاكسة التي يكون فيها عدد الحالات المتوافرة G من نفس رتبة عدد الجسيمات الجلمة N فتكون لمسألة كيف ستشغل هذه الحالات، فرديا أم جماعيا، أهمية كبيرة، وتنعكس في هذه الحالة طبيعة الجسيمات المكونة للجلمة على خواص الجلمة ككل، مثل هذه الجلمة تدعى منحطة (dégénérer). إن جلم الجسيمات الكوانتية (بوزونات كانت أم فيرميونات) هي جلم منحطة. إلا حين تكون كثافتها قليلة جدا ودرجة حرارتها مرتفعة فتصبح غير منحطة. ويمكن تطبيق توزيع ماكسويل بولتزمان عليها.

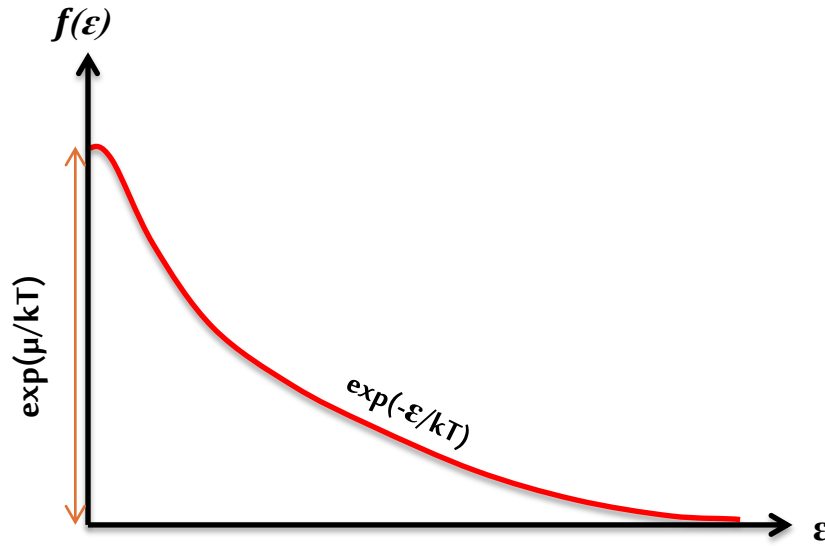
تبين الحسابات أن للكمون الكيميائي μ من أجل غاز غير منحط، القيمة التالية:

$$\mu = KT \ln \left[\frac{N}{V} \left(\frac{h^2}{2\pi mKT} \right)^{3/2} \right] \quad (2.5)$$

حيث N عدد جزيئات الغاز التي كتلة كل منها m و V حجمه. ويصبح تابع التوزيع (2.4) باستعمال قيمة μ هذه كما يلي:

$$f(\epsilon) = \frac{N}{V} \left(\frac{h^2}{2\pi mKT} \right)^{3/2} \exp(-KT) \quad (2.6)$$

وهو ما يعرف عادة باسم تابع توزيع ماكسويل-بولتزمان، وهو يغطي احتمال انشغال الحالة ذات الطاقة ϵ وهو ممثل على الشكل (11).



الشكل (11): تابع توزيع ماكسويل-بولتزمان

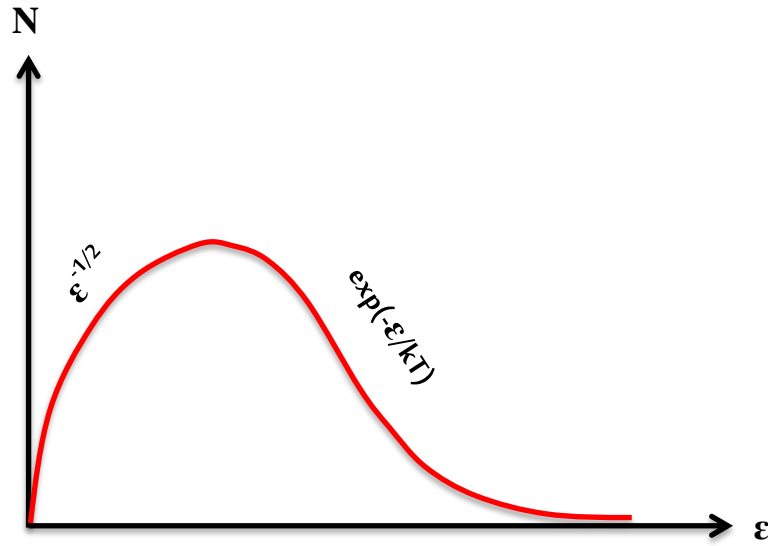
وللحصول على عدد الجسيمات التي طاقتها محصورة في المجال بين ϵ و $\epsilon + d\epsilon$ ينبغي ان نضرب $f(\epsilon)$ بكثافة الحالات $g(\epsilon)$:

$$g(\epsilon) = \frac{2\pi V}{h^2} (2m)^{3/2} \epsilon^{1/2} \quad (2.7)$$

فنجد :

$$N(\epsilon)d\epsilon = \frac{2\pi N}{(\pi KT)^{3/2}} \epsilon^{1/2} \exp\left(-\frac{\epsilon}{KT}\right) d\epsilon \quad (2.8)$$

تعطينا هذه المعادلة عدد جزيئات الغاز التي طاقتها محصورة بين ϵ و $\epsilon + d\epsilon$ في عينة من غاز كامل تحوي N جزيئة درجة حرارتها المطلقة T إن بالإمكان الحصول على هذه النتيجة من النظرية الحركية للغازات دون أية اعتبارات كوانتية. ويمثل الشكل (12) هذا التابع.



الشكل (12): تغيرات عدد جزيئات غاز كامل

نلاحظ أن المنحني الممثل لهذا التابع غير متناظر لأنه من جهة يندمج من أجل $\epsilon = 0$ لكنه من جهة أخرى يتناهي إلى الصفر عندما $\epsilon \rightarrow \infty$.

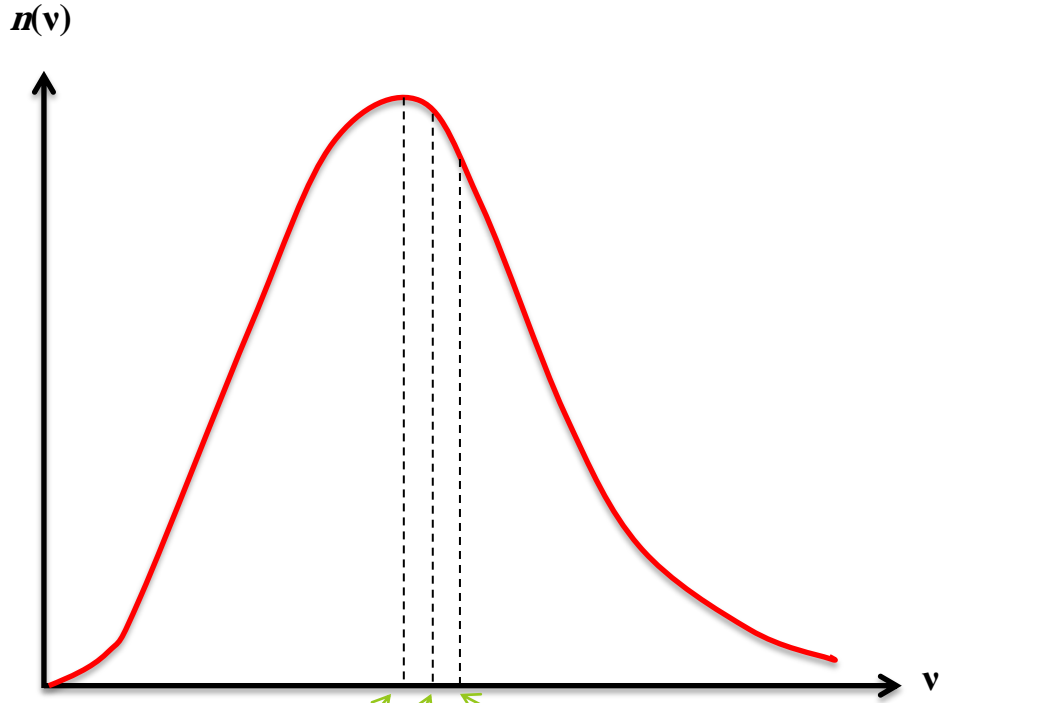
يمكن بسهولة من العلاقة السابقة (8 - 2) استنتاج تابع التوزيع بالنسبة للاندفاع p أي إيجاد عدد الجسيمات التي لاندفاعها القيمة المحصورة بين p و $p + dp$.

$$N(p)dp = \frac{4\pi N}{(2\pi mKT)^{3/2}} p^2 \exp\left(-\frac{p^2}{2mKT}\right) dp \quad (2.9)$$

أو بالنسبة للسرعة:

$$N(V)dV = 4\pi N \left(\frac{m}{2\pi KT}\right)^{3/2} V^2 \exp\left(-\frac{mV^2}{2KT}\right) dV \quad (2.10)$$

وهذه هي العلاقة التي كان أول من حصل عليها هو ماكسويل عام 1859. وهي ممثلة على الشكل (13).



$$V_p^2 = \sqrt{3KT/m}$$

السرعة التربيعية الوسطية (Vitesse quadratique moyenne)

$$V = \sqrt{SKT/\pi m}$$

السرعة الوسطية (vitesse moyenne)

$$V_p = \sqrt{2KT/m}$$

السرعة الأكثر احتمالا (vitesse la plus probable)

الشكل (13): السرعة التربيعية الوسطية، السرعة الوسطية والسرعة الأكثر احتمالا

حيث تظهر كذلك قيم السرعة الأكثر احتمالا:

$$V_p = \left(\frac{2KT}{m} \right)^{3/2} \quad (2.11)$$

والسرعة الوسطية:

$$\bar{V} = \left(\frac{8KT}{\pi m} \right)^{1/2} \quad (2.12)$$

والسرعة التربيعية الوسطية:

$$V_{rms} = \sqrt{\bar{V}^2} = \left(\frac{3KT}{M} \right)^{3/2} \quad (2.13)$$

والتي هي عبارة عن جذر نسبة مجموع مربعات جميع الجزيئات في وحدة الحجم إلى عدد هذه الجزيئات في الحجم نفسه، ويرمز لها V_{rms} .

ويكون وسطي الطاقة الحركية لكل جزيئة في هذا التوزع هو:

$$\bar{\epsilon} = \frac{m}{2} V_{rms}^2 = \frac{3}{2} KT \quad (2.14)$$

وحيث أن توزع بولتزمان غير متناظر. فإن السرعة الأكثر احتمالا V_p هي أصغر من كل من السرعة الوسطية \bar{V} ومن السرعة التربيعية V_{rms} .

6- الإحصاء الكمي لفيرمي-ديراك (Statistique quantique de Fermi-Dirac):

تخضع الفيرميونات (كالإلكترونات) لقانون توزع فيرمي-ديراك (2.1) ويدعى الكمون الكيميائي μ

عادة من أجل $T = 0$ سوية فيرمي (أو طاقة فيرمي) ويرمز له بـ ϵ_{F_0} . يتبين من العلاقة (2.1) أنه عندما

$\epsilon = \mu$ فإن تابع التوزيع $f(\epsilon) = \frac{1}{2}$ وذلك مهما كانت درجة الحرارة $T \neq 0$ أي أن احتمال انشغال الحالة التي طاقتها تساوي الكمون الكيميائي هو $\frac{1}{2}$ دوماً.

أما في درجة حرارة الصفر المطلق $T = 0$ فتكون كل الحالات ذات الطاقة $\epsilon < \epsilon_{F_0}$ مشغولة. كل واحدة منها بإلكترون واحد. وتكون كل الحالات التي طاقتها $\epsilon > \epsilon_{F_0}$ فارغة. الشكل (14 - a) أي أن احتمال الانشغال (قيمة تابع التوزيع $f(\epsilon)$) في الدرجة $T = 0$ هو كما يلي:

$$f(\epsilon) = 1 \text{ فإن } \epsilon \leq \epsilon_{F_0} \text{ عندما}$$

$$f(\epsilon) = 0 \text{ فإن } \epsilon > \epsilon_{F_0} \text{ وعندما}$$

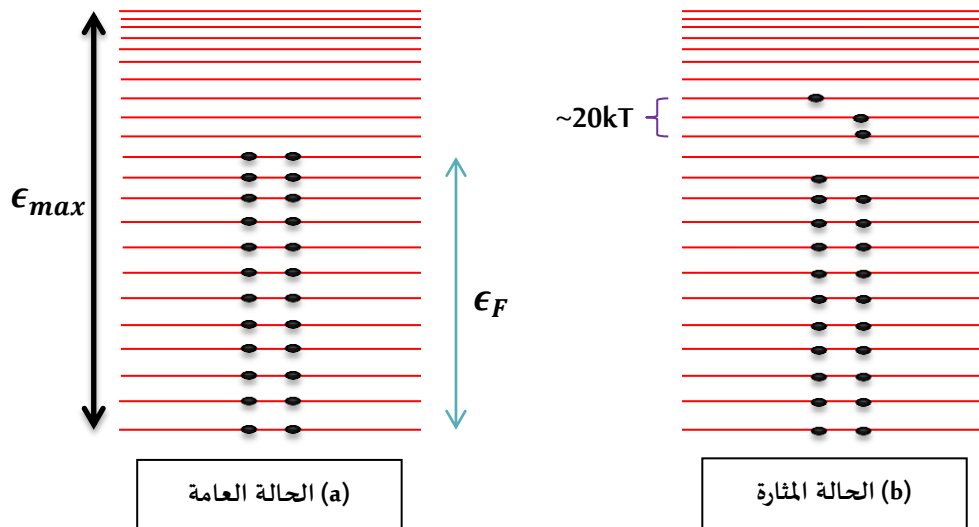
$$f(\epsilon) = \frac{1}{2} \text{ فإن } \epsilon = \epsilon_{F_0} \text{ وعندما}$$

وبالفعل إذا وضعنا $\mu = \epsilon_{F_0}$ في العلاقة (2-1) حصلنا على:

$$f(\epsilon) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\epsilon - \epsilon_{F_0}}{KT}\right) + 1} \quad (2.15)$$

فإذا كانت $\epsilon < \epsilon_{F_0}$ فإن: $\exp\left(\frac{\epsilon - \epsilon_{F_0}}{KT}\right) \rightarrow 0$ في الدرجة $T = 0$ وعندها $f(\epsilon) = 1$.

وكذلك فإن $\exp\left(\frac{\epsilon - \epsilon_{F_0}}{KT}\right) \rightarrow \infty$ من أجل $\epsilon > \epsilon_{F_0}$ و $T = 0$ وعندها $f(\epsilon) = 0$.



الشكل (14): الحالة العامة والحالة المثارة للانشغال

إن الخط البياني لتابع توزيع فيرمي ديراك في الدرجة $T = 0$ له شكل درجة كما هو مبين في الشكل (15 - a).

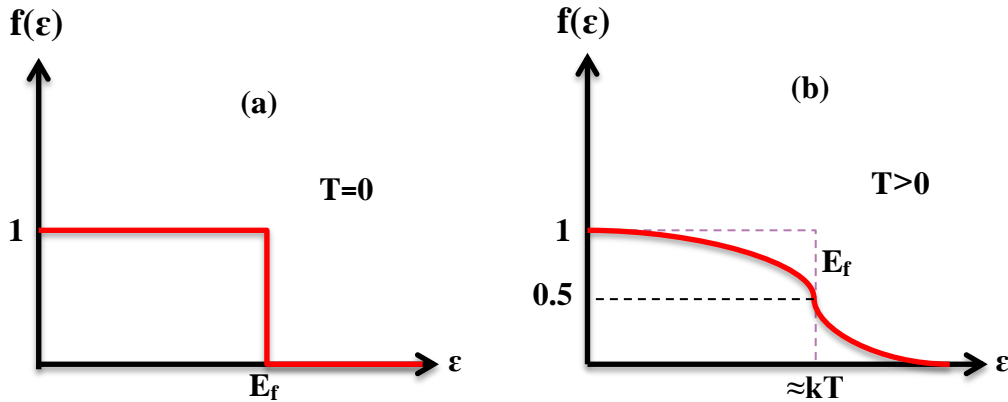
تمثل طاقة فيرمي ϵ_{F_0} إذن أعلى طاقة يمكن للإلكترون أن يملكها في درجة الصفر المطلق، أما من وجهة نظر الإحصائية فهي تمثل الحالة التي احتمال انشغالها هو $\frac{1}{2}$ (في أية درجة حرارة $T \neq 0$).

حين ترتفع درجة حرارة فإن بعض الإلكترونات تحتل مستويات طاقة أعلى من السوية ϵ_{F_0} مما يؤدي إلى تغير توزيعها على الحالات. ونصبح بعض السويات فوق ϵ_{F_0} مشغولة بينما يصبح بعضها الآخر تحت ϵ_{F_0} فارغا. الشكل (14 - b) إذا كان مجال تغير درجة الحرارة محدودا بحيث أن الطاقة الحركية الحرارية KT التي يمكن أن يكتسبها الإلكترون تبقى أصغر بكثير من ϵ_{F_0} (أي $KT \ll \epsilon_{F_0}$) فإن السويات التي يمكن أن تفرغ جزئيا هي في المجال $\epsilon_{F_0} - KT$. وتلك التي ستمتلئ جزئيا تقع في المجال $\epsilon_{F_0} + KT$ ويصبح تابع التوزيع $f(\epsilon)$ أكثر تدرجا في المجال $\epsilon_{F_0} \pm KT$. كما يتضح من الشكل (15 - b) ولدينا من أجل $T > 0$:

$$\text{عندما } \epsilon \gg \epsilon_{F_0} \text{ فإن } f(\epsilon) = 0$$

$$\text{وعندما } \epsilon \ll \epsilon_{F_0} \text{ فإن } f(\epsilon) \approx 1$$

$$\text{وعندما } \epsilon = \epsilon_{F_0} \text{ فإن } f(\epsilon) = \frac{1}{2}$$



الشكل (15): تغيرات تابع التوزيع تابع التوزيع $f(\epsilon)$

لنفترض أن كثافة الحالات الإلكترونية في وحدة الحجم هي:

$$g(\epsilon) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \epsilon^{1/2}$$

فيكون عدد الإلكترونات الكلي في وحدة الحجم هو:

$$n = \int_0^{\infty} f(\epsilon) g(\epsilon) d\epsilon \quad (2.16)$$

نحصل من أجل $T = 0$ (حيث $f(\epsilon) = 1$) من هذا التكامل على:

$$n = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_0^{\epsilon_{F_0}} \epsilon^{1/2} f d\epsilon = \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{2m\epsilon_{F_0}}{\hbar^2} \right)^{3/2} \quad (2.17)$$

الذي يمكن منه حساب ϵ_{F_0} :

$$\epsilon_{F_0} = (3\pi^2 n)^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m} \quad (2.18)$$

أما الطاقة الحركية الوسطية للإلكترونات $\langle \epsilon_0 \rangle$ في الدرجة $T = 0$ فهي:

$$\langle \epsilon_0 \rangle = \frac{1}{n} \int_0^{\epsilon_{F_0}} \epsilon g(\epsilon) d\epsilon = \frac{3}{5} \epsilon_{F_0} \quad (2.19)$$

لحساب تغيرات الكمون الكيميائي μ مع درجة الحرارة ينبغي تبديل $f(\epsilon)$ بقيمتها من (2.1) في العلاقة

(2.16) فنحصل على التكامل:

$$n = \int_0^{\infty} g(\epsilon) \frac{d\epsilon}{\exp \frac{\epsilon - \mu}{KT} + 1} \quad (2.20)$$

ليست هناك صيغة تحليلية لحساب هذا التكامل وإنما يحسب بواسطة تكامل فيرمي-ديراك من المرتبة:

$$J(\eta) = \int_0^{\infty} \frac{x^{1/2}}{\exp(x - \eta) + 1} dx \quad (2.21)$$

الذي يحسب بدوره بطرق عددية. وهناك جداول تعطي قيمه. وتبين نتيجة الحساب أن:

$$\mu = \epsilon_{F_0} \left[1 - \frac{\pi}{12} \left(\frac{KT}{\epsilon_{F_0}} \right)^2 \right] \quad (2.22)$$

يلاحظ من هذه العلاقة أن μ تتناقص بازدياد T إلا ان هذا التناقص قليل جدا. مما يسمح في معظم الأحيان بإهمال هذا التغير اعتبار ϵ_{F_0} وإسقاط الدليل 0 الدال على الدرجة $T = 0$ واعتبار الكمون الكيميائي وطاقة فيرمي شيئا واحدا. ولحساب الطاقة الحركية الوسطية للإلكترونات في الدرجة T نحسب

الطاقة الكلية $\epsilon = \int_0^{\infty} \epsilon f(\epsilon) g(\epsilon) d\epsilon$ ونقسمها على عدد الإلكترونات فنجد:

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} g(\epsilon) \frac{\epsilon d\epsilon}{\exp\left(\frac{\epsilon - \mu}{KT}\right) + 1} \quad (2.23)$$

الذي يتطلب حسابه كذلك حساب تكامل فيرمي-ديراك (2.21) ونحصل بالنتيجة على:

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{3}{5} \epsilon_{F_0} \left[1 + \frac{5\pi^2}{12} \left(\frac{KT}{\epsilon_{F_0}} \right)^2 \right] \quad (2.24)$$

لنلاحظ أنه من أجل $T = 0$ نحصل من هذه العلاقة على (2.19) ولنلاحظ كذلك أن $\langle \epsilon \rangle$ تتزايد قليلا بازدياد T .

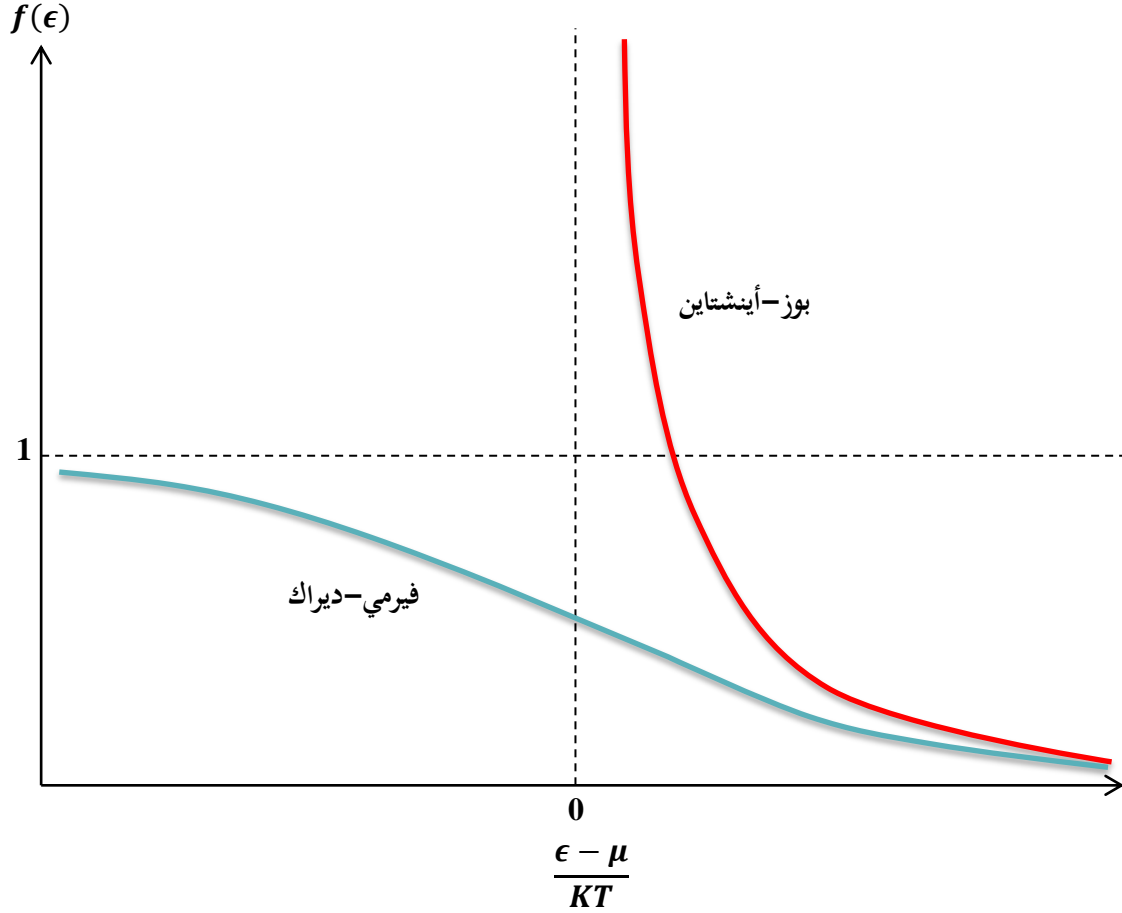
أخيرا، لكي يصبح الغاز الإلكتروني غير منحط ينبغي أن يكون احتمال انشغال أية حالة صغيرا جدا. أي $f(\epsilon) \ll 1$ وهذا يعني أنه ينبغي أن يكون الحد $\exp\left(\frac{\epsilon - \mu}{KT}\right)$ في تابع توزع فيرمي-ديراك أكبر بكثير من

الواحد من أجل جميع الحالات بما في ذلك الحالة $\epsilon = 0$ إذن ينبغي أن تتحقق المتراجحة $\exp\left(\frac{-\mu}{KT}\right) \gg 1$ أي يجب أن يكون μ سالبا ويحقق المتراجحة $-\mu \gg KT$. اذا تحقق كل ذلك فإنه يكن اهمال الواحد في مخرج تابع فيرمي ديراك ويصبح التابع من الشكل $f(\epsilon) = \exp\left(\frac{\mu-\epsilon}{KT}\right)$ الذي ما هو الا تابع ماكسويل-بولتزمان (2.4).

7- الإحصاء الكمي لبوز-أينشتاين (Statistique quantique de Bose-Einstein):

تخضع الجمل المؤلفة من البوزونات الى تابع توزع بوز-أينشتاين، حيث أن الحالة الطاقية الواحدة يمكن أن تكون مشغولة بأي عدد كان من البوزونات. وهذا اختلاف أساسي بينها وبين الفيرميونات. حيث لا يمكن أن يشغل الحالة الواحدة أكثر من فيرميون واحد. وهكذا فإن لجمل البوزونات صفات فيزيائية تختلف تماما عن جمل الفيرميونات. إن ذرات الهليوم He هي بوزونات (بينما ذرات الهليوم He فيرميونات). وكذلك الفوتونات والفونونات هي بوزونات. وخواصها الحرارية تختلف كلياً عن خواص الفيرميونات. ويمكن أن نميز بين صنفين من البوزونات. فمنها ما عددها ثابت في الجملة المعتبرة (كذرات الهليوم He في وعاء) ومنها ما يتغير عددها بالرغم من وجودها في وعاء. أو في عين ما، وكالفوتونات والفونونات. ويمكن أن نلاحظ أن الكمون الكيميائي μ لهذه الأخيرة صفر. لا يختلف توزع بوز-أينشتاين (2.2) عن تابع توزع فيرمي-ديراك (2.1) من الناحية الرياضية إلا في أنه يحوي -1 في المخرج بدلا من +1 إلا أن لهذا الاختلاف نتائج فيزيائية هامة. ويبين الشكل (16) مقارنة بين تابعي التوزيع. الذي يرى منه أننا نصل الحالة الكلاسيكية عندما $\frac{\epsilon-\mu}{KT} \gg 1$ حيث يصبح التوزيعان متماثلين تقريبا (الذنب البولتزماني) إن الكمون الكيميائي من أجل توزع فيرمي-ديراك (الحالة المنحطة) موجب. ويصبح سالبا من أجل درجات الحرارة العالية، أما الكمون الكيميائي لتوزيع بوز-أينشتاين فهو سالب دوما. حين نختار مبدأ الطاقة منطبقا على طاقة أخفض حالة.

إن المقدار $f(\epsilon)$ هو انشغال الحالة ϵ . وبالنسبة للبولوزونات ليس $f(\epsilon)$ احتمال أن تكون الحالة مشغولة. كما هو الوضع بالنسبة للفيرميونات حيث أن الانشغال واحتمال الانشغال شيء واحد. لأن الحالة لا يمكن أن تكون مشغولة إلا ب 0 أو 1 من الجسيمات.



الشكل (16): تابع توزيع فيرمي-ديراك و بوز-أينشتاين

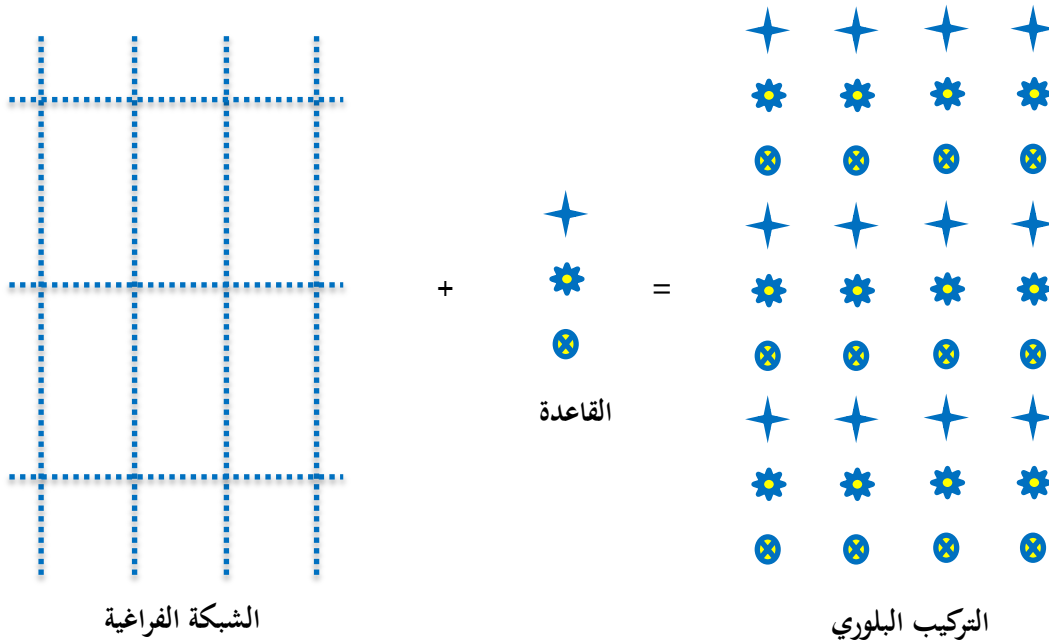
الفصل الثالث:

الخواص الفيزيائية للجسم الصلب

1. مفاهيم علم البلورات:

أ- البلورة: عبارة عن جسم صلب تكون فيه الجسيمات المكونة من الذرات أو الجزيئات أو الشوارد (الأيونات) مصطفة بترتيب منتظم وبنموذج متكرر يمتد في الفضاء ثلاثي الأبعاد. يمكن دراسة البلورة بواسطة العديد من التقنيات من بينها الأشعة السينية، الأشعة الإلكترونية والنيوترونية.

التركيب البلوري = القاعدة + الشبكة الفراغية



الشكل (17): التركيب البلوري

ب-خلية الوحدة:

تمثل أصغر شكل هندسي ومن خلال تكراره يمكننا من الحصول على الشبكة البلورية.

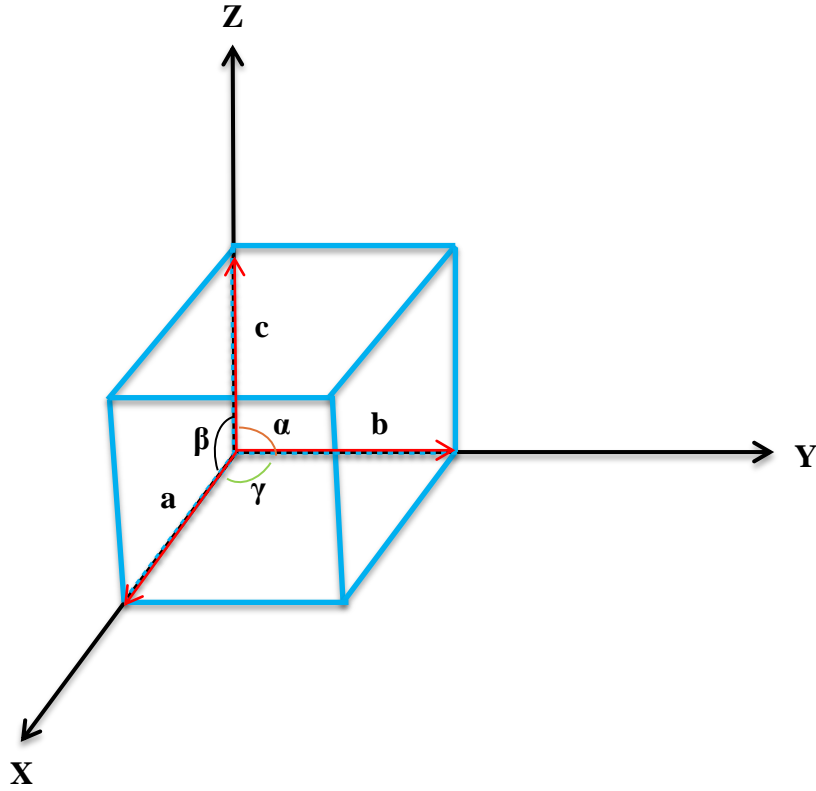
ج-الخلية الأولية:

هي أصغر خلية وحدة يمكن بتكرارها تغطية الشبكة البرافية وتحتوى على عقدة واحدة.

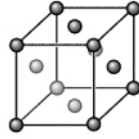
2. شبكات برافي:

في الهندسة وعلم البلورات، شبكة تبلور برافيه (Réseau de Bravais) هي مجموعة نقاط منتظمة لا نهائية في الفراغ، يسهل وصفها عن طريق مسافات بينية متساوية أو إزاحات متماثلة في الطول وزاوية الازاحة. يمكن وصف مجموعة النقاط المنتظمة بالعلاقة الآتية:

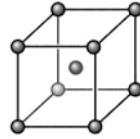
$$\vec{T} = n_1\vec{a} + n_2\vec{b} + n_3\vec{c}$$



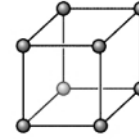
الشكل (18): متغيرات الشبكة لوحدة الخلية



مكعب مركزي الوجوه CFC



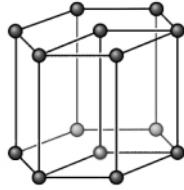
مكعب مركزي الجسم CC



مكعب بسيط CS

$$a=b=c$$

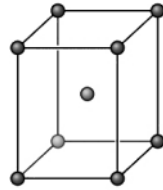
$$\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$$



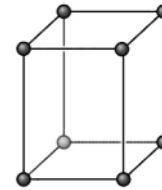
سداسي

$$a=b \neq c$$

$$\alpha=\beta=90^\circ, \gamma=120^\circ$$



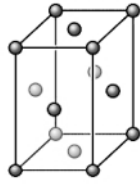
تعامدي مركزي الجسم



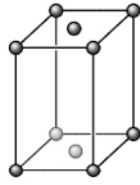
تعامدي بسيط

$$a \neq b \neq c$$

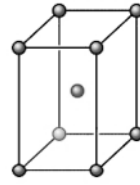
$$\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$$



رباعي مركزي الوجوه



رباعي مركزي القاعدتين



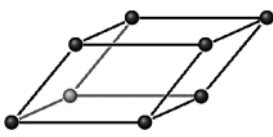
رباعي مركزي الجسم



رباعي بسيط

$$a=b \neq c$$

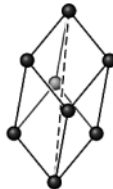
$$\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$$



ثلاثي الميل

$$a \neq b \neq c$$

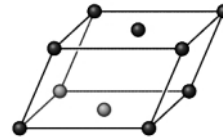
$$\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$$



معيني

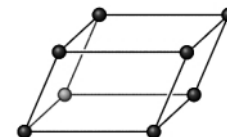
$$a=b=c$$

$$\alpha=\beta=\gamma < 120^\circ \neq 90^\circ$$



أحادي الميل

مركزي القاعدتين



أحادي الميل بسيط

$$a \neq b \neq c$$

$$\alpha=\gamma=90^\circ \neq \beta$$

الشكل (19): مختلف شبكات برافي

د-خلية فيجنر-زايتس الأولية:

اقترح العالم فيجنر-زايتس طريقة بسيطة يمكن بواسطتها اختيار وحدة الخلية ويتم ذلك باتباع

الخطوات الآتية :

1-نرسم الشبكة النقطية التي تمثل الشبكة البرافية.

2-نعتبر نقطة معينة في الشبكة، ثم نرسم خطوطا تصل هذه النقطة بكل نقاط الشبكة المحيطة والأقرب

إلى هذه النقطة، كما هو موضح بالشكل (20).

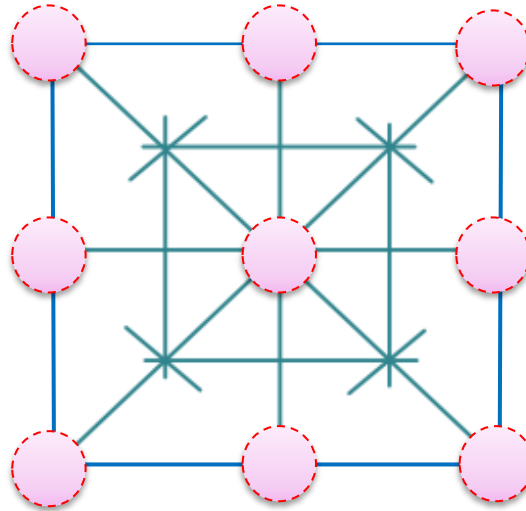
3-عند منتصف الخطوط المرسومة نرسم خطوط أو مستويات متعامدة.

4-تكون أصغر مساحة (في حالة البعدين) أو أصغر حجم (في حالة الأبعاد الثلاثة) ينتج بهذه الطريقة هو

وحدة خلية فيجنر-زايتس وهي خلية تحتوى على نقطة شبكية عقدة (واحدة بداخلها). وقد وجد أن شكل

خلية فيجنر-زايتس هو دائما سداسي الشكل ماعدا في حالة الشبكة المستطيلة والمربعة تكون الخلية فيهما

مربعة، كما يبين الشكل (20).



الشكل (20): خلية فيجنر-زايتس لشبكة ثنائية البعد

3. الشبكة العكسية:

إن التوزيع الدوري للذرات في الفراغ البلوري يعتبر واحدا من أهم الخواص للبلورات المثالية. وهذا يعني أن أغلب المقادير المرتبطة بالبورات في نقطة ما هي مقادير دورية. بفرض إننا ننظر إلى البلورة بطريقة مباشرة لنبحث عن ترتيب الذرات فيما فإننا نحصل على مسحا للبنية البلورية الفعلية وهذا المسح يختلف عما نحصل عليه من الأشعة السينية المشتتة. في حالة الأشعة السينية المشتتة نستقبل الأشعة بعد حيودها عبر البلورة وتكون الصورة التي نحصل عليها في هذه الحالة عبارة عن مسحا لما يسمى بالشبيكة العكسية وخصائصها. تسمى الشبيكة العكسية مرافق الشبيكة الفعلية في فضاء فورييه الذي هو عبارة عن فضاء الزخم أو الاندفاع.

بفرض أنه لدينا شبيكة حقيقية لها متجهات أساس a و b و c فإنه يمكن تعريف متجهات الأساس للشبيكة الانقلابية المرافقة a^* و b^* و c^* طبقا للعلاقات الآتية:

$$\vec{c}^* = \frac{2\pi(\vec{a} \times \vec{b})}{a \cdot (\vec{b} \times \vec{c})} \quad \& \quad \vec{b}^* = \frac{2\pi(\vec{c} \times \vec{a})}{a \cdot (\vec{b} \times \vec{c})} \quad \& \quad \vec{a}^* = \frac{2\pi(\vec{b} \times \vec{c})}{a \cdot (\vec{b} \times \vec{c})}$$

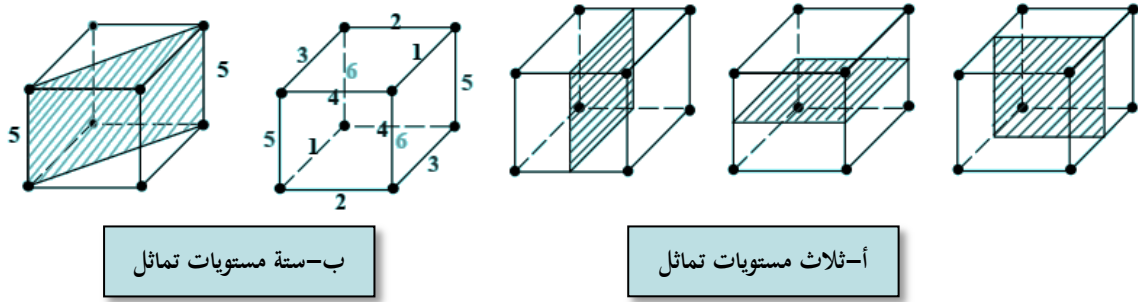
حيث يمثل المقدار $a.b.c$ حجم خلية الوحدة. يمكننا الآن استخدام هذه المتجهات الجديدة a^* (و b^* و c^*) كمتجهات أساس للشبيكة الجديدة (الإنقلابية أو العكسية) ويمكن كتابة متجه الانتقال لها على الصورة.

$$\vec{G}_n = n_1 \vec{a}^* + n_2 \vec{b}^* + n_3 \vec{c}^*$$

حيث n_1 و n_2 و n_3 مجموعة من الأعداد الصحيحة. تعرف الشبيكة السابقة بالشبيكة العكسية وتسمى المتجهات a^* و b^* و c^* بمتجهات الأساس العكسية.

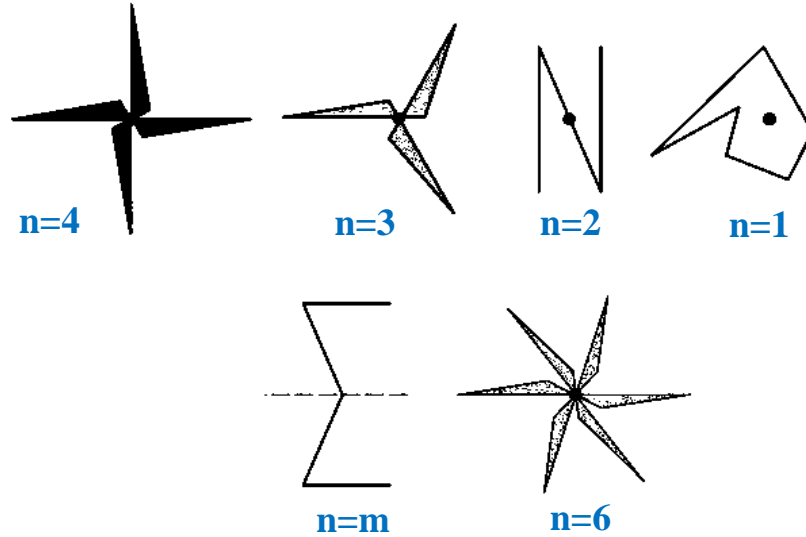
4. التناظر البلوري:

1- **مستوى التماثل:** المستوى الذي يمر بمركز البلورة ويقسمها الى نصفين متساويين ومتشابهين.



الشكل (21): مستويات التماثل

2- **محور التماثل:** هو الخط الذي لو دارت البلورة حوله دورة كاملة وبدون ازاحة لتكرر وضع البلورة عددا من المرات متخذاً في كل مرة نفس المكان والوضع، ويحدد عدد تكرار الظاهرة درجة المحور (درجة التماثل)، ومحاور التماثل هي: ثنائية أو ثلاثية أو رباعية أو سداسية فقط وهي وحدها القادرة على التكرار في الفراغ دون ظهور الفراغات البينية.



الشكل (22): مختلف محاور التماثل

3- **مركز التماثل (مركز البلورة):** نقطة داخل البلورة، تتميز بأنه لو تم التحرك منها في اتجاهين متضادين متساويين لوجدنا نفس الظاهرة.

5. الخواص المغناطيسية للجسم الصلب:

نتناول في هذا الجزء أصل المغنطيسية والآليات التي تفترض لتفسير الخواص العيانية التي تبديها المواد المختلفة عند تطبيق حقل مغنطيسي عليها مؤدية إلى الأنواع المغنطيسية المختلفة: مسايرة (طردية (paramagnétique)، معاكسة (مضادة diamagnétique)، حديدية (ferromagnétique)، حديدية المغنطة المضادة (antiferromagnétique)، وشبه الحديدية (ferrimagnétique).

أ- المواد المغناطيسية المسايرة:

المغنطيسية المسايرة أو البارامغنطيسية هي شكل من أشكال المغنطيسية، تظهر فقط في وجود مجال مغنطيسي خارجي وتزول بزواله. من المواد التي تتصف بالمغنطيسية المسايرة الألومنيوم والمنغنيز والبلاتين. وتتسم المواد ذات المغنطيسية المسايرة بأنها إذا وقعت في مجال مغنطيسي خارجي فإنها تقوّي المجال المغنطيسي بداخلها. وتكون مغنطيسيتها متناسبة طردياً مع شدة المجال المغنطيسي الخارجي. وتحدد الخاصية المغنطيسية لمادة ما بما يسمى قابلية مغنطيسية.

وتظهر المغنطيسية المسايرة في المواد التي تحتوي ذراتها على إلكترونات غير مزدوجة مثل أيونات الفلزات الانتقالية (مثل العناصر ذات عدد ذري بين 21 - 30 و 39 - 48 وغيرها) وأيونات اللانثانيدات (العناصر ذات عدد ذري بين 57-71) وذراتها والجزيئات ذات عزم مغنطيسي. وترجع تلك الخاصية إلى العزم مغزلي للإلكترونات وإلى الزخم الزاوي للإلكترونات (حيث تدور الإلكترونات في مدارات حول نواة الذرة).

وبمقارنة المغنطيسية المسايرة بالمغنطيسية المعاكسة:

-تظهر المغنطيسية المسايرة تقريبا في جميع المواد،

-يرجع سببها إلى تغير اتجاه زخم المدار الذري بسبب المجال المغنطيسي الخارجي،

-تتنافر المواد المعاكسة المغنطيسية من مجال مغنطيسي خارجي.

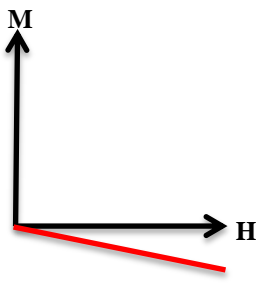
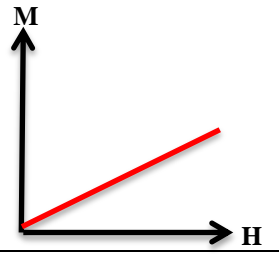
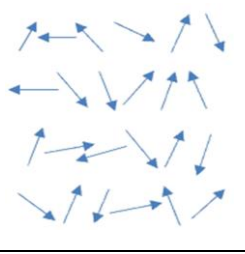
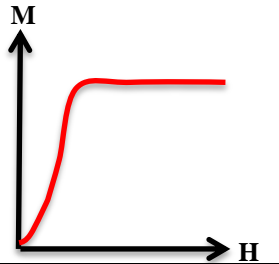
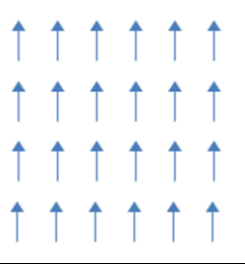
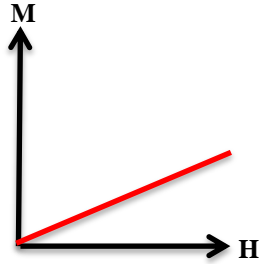
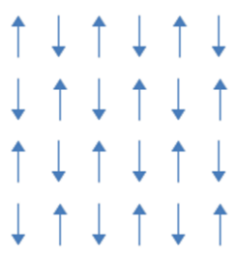
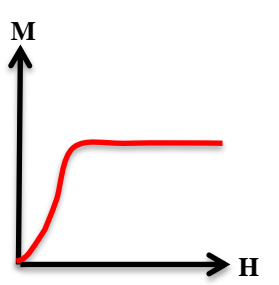
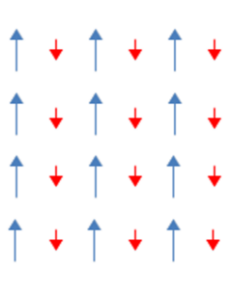
وتصنف الفيزياء المواد بحسب قابليتها المغنطيسية فإذا كانت قابليتها المغنطيسية موجبة ولا تتسم بوجود ترتيب مغنطيسي فيها فتسمى مواد ذات مغنطيسية مسايرة (انظر الجدول (03)).

ب-المواد المغناطيسية الحديدية:

تظهر خاصية المغناطيسية الحديدية على بعض المعادن مثل الحديد والكوبلت والنيكل. تتسم ذرات تلك العناصر بوجود المغناطيسية بها حيث يحدث ترابط بين اللف المغزلي للإلكترونات التي تشغل المدار 3d في الذرة، وينتج عن محصلة ذلك الترابط مغناطيسياً صغيراً في حجم الذرة. أي أن ذرات تلك العناصر لها تلك الخاصية المغناطيسية الحديدية، حيث أن الذرات المتجاورة ترى إتجاه مغناطيسيتها بحيث تتخذ جميعها نفس الإتجاه (انظر الجدول (03))، ويظهر ذلك في هيئة المغناطيس المستقيم المعهود لنا.

ج-المواد الفريمغناطيسية:

فريمغناطيسية في الفيزياء هي خاصية في المادة يترتب فيها العزم المغناطيسي لذرات تشغل الشبكة البلورية بحيث تكون معاكسة لذرات أخرى تشغل مواقع تحتية في الشبكة البلورية للمادة. وتشابه الفريمغناطيسية المغناطيسية المضادة من حيث أن العزم المغناطيسي لنصف عدد الذرات في المادة يكون اتجاهه عكسياً بالنسبة لنصف عدد الذرات الأخرى ولكن عزومها المغناطيسية ليست متساوية بحيث تظهر للمادة مغناطيسية ذاتية. في المغناطيسية المضادة يتساوى العزم المغناطيسي للذرات وتكون محصلة العزوم المتعاكسة صفراً (انظر الجدول (03))، أي لا تكون المادة ذات مغناطيسية ذاتية. وتوجد الفريمغناطيسية عندما تكون الذرات (أو الأيونات) التي تشغل الشبكة البلورية التحتية مختلفة عن نوع الذرات التي تشغل المواقع الأساسية في الشبكة البلورية. مثال على تلك الأيونات أيونات الحديد Fe^{3+} و Fe^{2+} .

السلوك المغناطيسي M: كمية المغنطة ، H: شدة المجال المغناطيسي		القابلية المغناطيسية χ_m	أنواع المواد المغناطيسية
	لا يوجد عزم مغناطيسي للذرات	صغير وسالب	معاكسة (Diamagnétique: مضادة)
		صغير وموجب	مسايرة (Paramagnétique: طردية)
		كبير وموجب	حديدية (Ferromagnétique)
		صغير وموجب	حديدية المغنطة المضادة (Antiferromagnétique)
		كبير وموجب	شبه الحديدية (Ferrimagnétique)

الجدول (03): الخصائص المغناطيسية لمختلف المواد

- المراجع:

● باللغة العربية:

1. إبراهيم ناصر، عبدالله عبدالعزيز السندي، عفاف السيد عبدالهادي، "أساسيات الفيزياء الحرارية والإحصائية"، العبيكان للنشر، 448-2014/05/14
2. مرابطي عبدالحق، مطبوعة بيداغوجية "الفيزياء الحرارية والفيزياء الإحصائية"، المدرسة العليا للأساتذة بشار، 2019
3. رضوان المصري، ماجدة برمدا، نبهان خياطة، "الترموديناميك الهندسي"، مديرية الكتب والمطبوعات الجامعية، منشورات جامعة حلب، 1993
4. عصم السفريني، عبدالقادر حريري، "الفيزياء الحرارية الاحصائية"، كلية العلوم، جامعة حلب، سوريا، 1998
5. ابراهيم محمد أحمد ناصر، "مبادئ أساسية في الفيزياء الاحصائية كلية العلوم"، جامعة فهد للبتترول والمعادن، السعودية، 2006
6. باديس ايدري، "الترموديناميك والميكانيك الاحصائي"، معهد الفيزياء، جامعة باجي مختار، عنابة الجزائر، 2015
7. بسام المعصراني، فخري كتوت، "فيزياء الجسم الصلب"، جامعة دمشق، سوريا، 1983
8. حمدي محمد مصطفى أبو العلاء، "الديناميكا الحرارية"، المنهج النظري، الجزء الاول، ديوان المطبوعات الجامعية، بن عكنون الجزائر، 1985
9. محمد عبد الله الحسن العلي، "مختصر قوانين الترموديناميك"، الطبعة 2-2014
10. مفيد هلال، "الترموديناميك التكنيكي"، الجزء الاول، الفصل الثاني، 1998
11. يسري مصطفى، "حيود الأشعة السينية في البلورات"، الباب الخامس، جامعة أم القرى، 2015

● باللغة الفرنسية والإنجليزية:

1. Michael M. Abbot , Hendrick C.van Ness, "Theorie et application de la thermodynamique", Série Schaum ; 31; **1978**.
2. G-B Jo; Y-R Lee; J-H Choi; C. A. Christensen; T. H. Kim; J. H. Thywissen; D. E. Pritchard; W. Ketterle. "Itinerant Ferromagnetism in a Fermi Gas of Ultracold Atoms". Science. 325 (5947): 1521–1524. **2009**.
3. Feynman, Richard P.; Robert Leighton; Matthew Sands. "The Feynman Lectures on Physics", Vol.2. USA: Addison–Wesley. **1963**.
4. Jackson, Mike. op7. IRM Quarterly. Institute for Rock Magnetism. 10 (3): 6. **2000**.

- الأشكال:

- 9 الشكل (01): تركيب المسعر الحراري.....
- 13 الشكل (02): مختلف التحولات الحرارية.....
- 25 الشكل (03): بيان الاتزان لمائع موجود داخل اناء مغلق.....
- 26 الشكل (04): (أ)- المحرك الحراري (ب)- المضخة الحرارية و آلة التبريد.....
- 28 الشكل (05): منحى تحولات الماء.....
- 29 الشكل (06): دورة كارنو.....
- 31 الشكل (07): دورة كارنو العكسية.....
- 33 الشكل (08): دورة ديزل.....
- 34 الشكل (09): دورة أوتو (بودوروشا).....
- 36 الشكل (10): دورة جول أو برايتون.....
- 46 الشكل (11): تابع توزيع ماكسويل-بولتزمان.....
- 47 الشكل (12): تغيرات عدد جزيئات غاز كامل.....
- 48 الشكل (13): السرعة التربيعية الوسطية، السرعة الوسطية والسرعة الاكثر احتمالاً.....
- 50 الشكل (14): الحالة العامة و الحالة المثارة للانفعال.....
- 51 الشكل (15): تغيرات تابع التوزيع تابع التوزيع $f(\epsilon)$
- 55 الشكل (16): تابع توزيع فيرمي-ديراك و بوز-أينشتاين.....
- 57 الشكل (17): التركيب البلوري.....
- 58 الشكل (18): متغيرات الشبكة لوحدة الخلية.....
- 59 الشكل (19): مختلف شبكات برافي.....
- 60 الشكل (20): خلية فيجنر-زايتمس لشبكة ثنائية البعد.....
- 62 الشكل (21): مستويات التماثل.....
- 62 الشكل (22): مختلف محاور التماثل.....

- الجداول:

- الجدول (01): ملخص العمليات الترموديناميكية..... 12
- الجدول (02): صيغ مختلف الدوال الفيزيائية الحرارية..... 40
- الجدول (03): الخصائص المغناطيسية لمختلف المواد..... 65