TERMODİNAMİĞİN TEMELLERİ

Fevzi BÜYÜKKILIÇ
Ege Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü
fevzi.buyukkilic@ege.edu.tr

Kara Delikler: Bilgi ve Hesaplama Kapasitesine Yeni Bir Bakış Açısı

Mühendislik Fakültesi Bilgisayar Mühendisliği Bölümü
8-9 Mart 2012
Yaşar Üniversitesi

Konuşmanın İçeriği

- Termodinamik Nedir?
- Termodinamikte Enerji Korunur mu? 1. Yasa Enerjinin Korunumu
- Fiziksel Sistemlerde Olayların Akış Yönü Nedir? 2. Yasa Olayların gidiş/akış yönü
- İstatistiksel Yaklaşım
- Mutlak Sıfırda Entropi Nedir? 3. Yasa Mutlak Sıfırda Entropi
- Termodinamiğin Uygulamaları
- Isı Makineleri: Carnot Döngüsü
- Kara/Siyah Cisim Işıması: Stefan-Boltzmann Yasası
- Değişken Değiştirmek Neye Yarar? Termodinamik Potansiyeller: Helmhotz Serbest Enerji Örneği
- İstatistiksel Mekanik: Kuantum Mekaniğinden Termodinamiğe Geçiş
- Katıların Isı Kapasiteleri: İstatistiksel Mekanik Bir Uygulama
- Faz Geçişleri
- Kara Delik Mekaniği/Termodinamiği
- Hawking – Bekenstein Entropisi
- Kara Delik Mekaniği/Termodinamiği Yasaları
- 1. Yasa(Enerjinin Korunumu)
- 2. Yasa Yasa (Karadelikte olayların zamanla gidiş/akış yönü)
- 3. Yasa (Yüzey çekimi sıfıra giderse olay ufku A da sıfıra gider)
- Sonuç, Tartışma, Öneriler
- Kaynaklar

Termodinamik Nedir?

Termodinamik makroskobik sistemlerin denge özelliklerinin fenomenolojik bir anlatımıdır. Denge durumu termodinamik koordinatların fonksiyonu olan bir fonksiyon ile temsil edilir.

Örnek

V hacminde yer alan *P* basıncındaki gerçek akışkan (gaz) dengede olsun. Bu denge durumu, ilgili denklemle ifade edilir.

$$\left(P+\frac{a}{V^2}\right)(V-b)=Nk_BT$$

Gerçek Gazlar için van der Waals Denklemi

Termodinamikte Enerji Korunur mu?

Termodinamiğin Birinci yasası bir fiziksel sistemin iç enerjisindeki *dE* değişiminin

$$dE = dQ + dW + dK$$

dQ (ısısal) + *dW* (mekaniksel) + *dK* (kimyasal) enerji değişimlerinin toplamından meydana gelir. Birinci kanun termodinamik sistemler için enerjinin korunumunun bir ifadesidir. (R. Mayer, J.P. Joule)

Termodinamik sistemlerde deneysel/ölçme nasıl olur?

Bu sistemlerde doğal alanlar S,V,N ve onlara karşılık gelen parametreler sıra ile T,p,μ dir. Fizikte alanlar değil değişimleri ölçülür. Değişimlerin getirdikleri ise ilgili alan parametreleri ile yapılır.

Deneysel Ölçmeler Nasıl Yapılır?

Deneysel Ölçmeler Cevap Fonksiyonları ile yapılır

Bir sistemin fiziksel davranışları dışarıdan yapılan etkiye (ısısal, mekanik,kimyasal,...) tepkileri cevap fonksiyonları ölçülerek bulunur. Cevap fonksiyonları ısı kapasiteleri; C_v, C_p, izotermal sıkışabilirlik κ_T, manyetik duyarlılık χ_T sayılabilir.

Fiziksel Olayların Akış Yönü Nedir?

Termodinamiğin ikinci yasası olayların zamanla ne yönde ilerleyeceğini belirtir.

Denge dışına itilen sistemler, zamanla dengeye yönelirler. Bu yönelme entropilerini arttırmak, enerjilerini ise en küçük yapmak yönündedir.

Yalıtılmış bir sistem dengede ise entropi değişimi

$$dS = 0 \qquad S = S_{en\,büyük}$$

tersinir olmayan prosesler için ise $dS > 0$ olur. (R.Clausius)

Entropi miktara bağlı ekstensif bir niceliktir. $dQ=TdS$ Clausius bağıntısı $dW=-pdV$ ye benzemektedir. T sıcaklıktaki bir sistemin entropisindeki değişme ısısal bir değişmeye, sebep olmaktadır

İstatistiksel Yaklaşım

Mikroskobik açıdan bakıldığında termodinamik dengede, en olası makrohal, en büyük mikrohale karşılık gelir. Burada şu postülat ortaya konabilir. Aynı enerjili mikrohaller aynı olasılığa sahiptir. Ω sistemin girebileceği mikro/kuantum hallerinin sayısı ise, olasılık $P_i=1/\Omega$ olur. İstatistiksel olaylarda belirsizlik,

$$H = -\sum_{\{i\}} P_i \ln P_i$$

belirsizlik fonksiyonu ile verilir,burada {i} topluluktaki elemanların bir indisidir. Shannon entropi ise belirsizliğin boyutlandırılmış bir ifadesidir:

$$S = -k_B \sum_i P_i \ln P_i$$

Burada P_i, i mikrohaline/kuantum haline girme olasılığıdır.Entropi de olasılık yerine konursa ,

$$S(E,V,N) = k_B \ln \Omega(E,V,N)$$

olur. Bu denklem istatistiksel mekaniğin temel denklemidir.

Bu denklem prensipte çok parçacıklı bir sistemin *H(p,q)* hamiltoniyenini kullanarak o sistemin termodinamik özelliklerini hesaplamamıza imkan verir.

Topluluk teorisinden *S* entropisi hesaplanabilir. Kuantum mekaniğindeki belirsizlik ilkesi göz önünde tutulursa, *N* parçacıklı bir sistemin faz uzayında bir kuantum durumuna karşılık gelen hücresinin hacmi $\Delta p^{3N} \Delta x^{3N} \approx \Delta h^{3N}$ dir. O halde Ω sistemin girebileceği kesikli mikrohallerin sayısı olarak alınır.

Gibbs düzeltmesi de yapılır, yani parçacıkların kimliksiz, özdeş oldukları da itibara alınırsa, enerjisi 0 ile *E* arasındaki hallerin sayısı hesaplanabilir. Buradan $\Omega(E,V,N)$ bulunur.

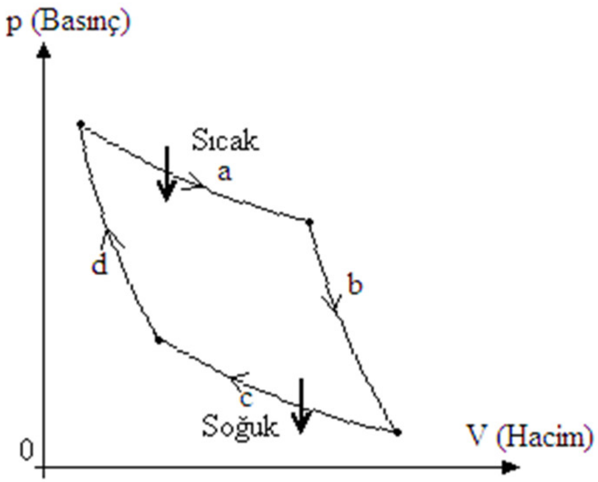
Termodinamağin Üçüncü Yasası Nedir?

Teknolojik ilerlemeler fiziksel sistemleri düşük sıcaklıklarda inceleme imkanını vermektedir.Mutlak sıfıra insek entropi ne olur?

Bir termodinamik sistem soğutulursa sistemin,enerjisi azalır, girebileceği hallerin sayısı azalır, sistem mutlak sıfıra yöneldiğinde, tüm termodinamik büyüklüklerden bağımsız olarak sistemin girebileceği durum sayısı, yani entropisi bir sabite yönelir.

$T \rightarrow 0$ sistemin girebileceği durum sayısı, sistem taban duruma oturacağından, Ω=1 olur, entropisi de sıfır olur.

Uygulamalar
1. Carnot Döngüsü/Çevrimi Isı makineleri



Şekil 1. Carnot Döngüsü

Termodinamiğin bir uygulamasını ısı makinelerine yapalım. Burada yine termodinamiğim ikinci yasasından yararlanalım. Bir ısı makinesi basınç – hacim düzleminde Carnot döngüsü ile modellenebilir. Döngünün evreleri, bir ısı makinesinin çalışması olarak alınabilir.

Döngünün aşamaları şöyledir.
a; izotermal genişleme (sıcaklık T_h,ısı girişi $/Q_1/$ olsun)
b; adyabatik genişleme (ısı girişi yok $dQ=0$)
c; izotermal sıkışma (sıcaklık T_c, ısı çıkışı $/Q_2/$ olsun)
d; abyabatik sıkışmadır (ısı girişi yok $dQ=0$)

Verim = işe çevrilen ısı / ısı girişi ; $\eta = \dfrac{W}{Q_1} = \dfrac{|Q_1| - |Q_2|}{|Q_1|} = 1 - \dfrac{|Q_2|}{|Q_1|}$ olarak tanımlanır.

İkinci yasaya göre sistemin ısı girişinde ve çıkışında toplam entropisi

$$S_1 + S_2 = \frac{Q_1}{T_h} + \frac{Q_2}{T_c} \geq 0$$

olmalıdır. Burada tersinir olduğu eşitlik hali alınırsa

$$\frac{Q_2}{Q_1} = -\frac{T_c}{T_h}$$

olur. Isı makinesinin verimi

$$\eta = 1 - \frac{T_c}{T_h}$$

olur. Buradan verim (T_c<T_h olduğundan) yüzde yüz olan bir makinenin yapılamayacağını gösterir. $T_h \rightarrow \infty$, $T_c \rightarrow 0$ olursa kayıp sıfır olur, verim %100 olur. Doğa buna izin vermiyor ve kayıpsız iş yapmak mümkün olmamaktadır. Buda termodinamiğin ikinci yasasını formüle etmemize imkan sağlamaktadır. Yalıtılmış sistemde *dQ* ısı değişimi tersinir olaylarda *dQ=0* dır. Termodinamik denge *S* sabit *dS=0* olduğundan *S* en büyük olur. Tersinir olmayan süreçlerde/proseslerde *dS>0* dır. Dengeden ayrılmış, uyarılmış sistemler bırakılınca zaman içinde dengeye yönelir. Çevresine ısı kaybediyorsa entropisi azalabilirde.Sistem yalıtılırsa ısı kaybı olmaz, *dS*=0 olur.

Değişken değiştirmek Neye Yarar?

Değişken değiştirmek yeni termodinamik potansiyeller tanımına götürür.

Birinci yasadan hareketle *S,V,N* miktara bağlı değişkenler yerine değişkenleri sıra ile *T,p,*μ olan termodinamik potansiyellere geçilir. Bu geçiş Legendre dönüşümleri ile yapılır. *T,p,*μ değişkenleri intensif parametrelerdir,dengedeki sistemlerde her yerde aynıdırlar.

Bir örnek olmak üzere *dE(S,V)* den, serbest enerji *dF(T,V)* geçelim. Birinci yasa, akışkanlar için

$$dE(S,V) = TdS - pdV$$

olduğunu ifade eder. Matematiksel olarak

$$dF(T,V) = d(E - TS) = -SdT - pdV$$

olur. Burada

$$F = E - TS$$

ye Helmholtz serbest enerjisi denir. *dF* nin tam diferansiyel olması koşulu

$$\left.\frac{\partial S}{\partial V}\right|_T = \left.\frac{\partial P}{\partial T}\right|_V$$

Maxwell bağıntısına götürür. Maxwell denklemi, sol taraftaki ölçülemeyen bir nicelik yerine gerektiğinde sağ tarafta ölçülebilen bir nicelik almamıza imkan sağlar.

Siyah/Kara Cisim Işıması Nedir?

Elektromanyetik teoriden bir kavite için izotropik bir radyasyon alanının basıncının

$$p = \frac{U(T)}{3V}$$

olduğunu biliyoruz. Buradan sadece termodinamik nedenlerle Stefan-Boltzmann yasasını elde edebiliriz. İç enerji birinci yasadan aşağıdaki formda verilir.

$$\left.\frac{dE}{dV}\right|_T = \left.\frac{dU}{dT}\right|_V = T\left.\frac{\partial S}{\partial V}\right|_T - p$$

Maxwell denklemi itibara alınırsa enerji

$$u(T) = \left.\frac{dE}{dV}\right|_T = T\left.\frac{\partial P}{\partial T}\right|_V - p$$

$u(T) = \frac{U(T)}{V} = \left.\frac{dU}{dV}\right|_T$ radyasyon yoğunluğu olmak üzere basınç ifadesinden basınç ve basıncın sıcaklıkla değişimi

$$p = \frac{1}{3}u(T)\,;\ \left.\frac{dp}{dT}\right|_V = \left.\frac{1}{3}\frac{du}{dT}\right|_V$$

olur. Bunlar enerji denkleminde yerine konursa,

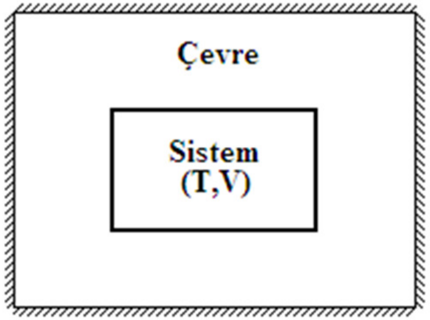
$4u(T) = T\left.\frac{du}{dT}\right|_V$ Bu diferansiyel denklemin çözümü $u(T) = \sigma T^4$ Stefan-Boltzmann Yasasıdır.

Çevresi ile denge halinde ışıma/soğurma yapan bir kavitenin radyasyon enerji yoğunluğunun sıcaklığının dördüncü kuvveti ile orantılı olduğunu belirtmektedir.

Buraya kadar klasik termodinamiği ele aldık. Klasik termodinamik modern fiziğe yani, kuantum mekaniğe nasıl bağlanır?

İstatistiksel Mekanik :Kuantum Mekaniğinden Termodinamiğe Geçiş

Termodinamik potansiyeller yardımı ile Makro (Termodinamik) mikro (kuantum mekaniği) ilişkilendirilir. Bir fiziksel sistemin girebileceği mikro haller topluluk (ensemble) teorisinden bulunur. Topluluk olarak kanoniksel topluluğu ele alalım.



Şekil 2. Termodinamik sistem ve çevresi (dengede çevresi ile ısı alışverişi yapabilen sistem)

Kanonik toplulukta ortalama enerji fülüktüe etmekle/dalgalanmakla birlikte ortalama enerji korunur. Matematiksel olarak, bu durum bağ koşulları altında sistemin entropisi Lagrange belirlenmemiş çarpanlar yöntemi ile en büyük yapılırsa

$$Q = -k_B \left[\sum_{\{i\}} P_i \ln P_i + \lambda \sum_{\{i\}} P_i + \beta \sum_{\{i\}} E_i P_i \right] \quad ; \qquad \frac{\partial Q}{\partial P_i} = 0$$ dan Olasılık $P_i = \dfrac{e^{-\beta E_i}}{Z}$ bulunur.

burada partisyon fonksiyonu $Z = \sum_{\{i\}} e^{-\beta E_i}$

bulunur. Görüldüğü gibi olasılık Maxwell-Boltzmann dağılımıdır. P_i Shannon entropisinde yerine konursa

$$S = k_B \beta E + k_B \ln Z$$

bulunur.

Bu ifade F serbest enerjisinden elde olunan entropi $S = \frac{E}{T} - \frac{F}{T}$ ile karşılaştırılırsa

$$F = -k_B T \ln Z \quad ; \quad \beta = \frac{1}{k_B T}$$

olmalıdır. Bu denklemin sol tarafı serbest enerji olup sağ taraf kuantum mekaniğinden bulunur. O halde serbest enerji *F(T,V)* partisyon fonksiyonu ile verilir. Yani kuantum mekaniği (mikro dünya) ile termodinamik makro dünya ilişkilendirilmiş olur. Termodinamikten

$$dF = -SdT - pdV$$

dir. Buradan entropi ve basınç;

$$S = -\left.\frac{\partial F}{\partial T}\right|_V$$

$$p = -\left.\frac{\partial F}{\partial V}\right|_T$$

bulunur.

Katıların Isı Kapasiteleri: İstatistiksel Mekanik Bir Uygulama

İstatistiksel mekaniğin uygulamasına bir örnek olmak üzere katıların ısı kapasitelerini hesaplayalım. Klasik mekaniğine göre tek boyutlu harmonik salınıcının klasik hamiltoniyeni:

$$h = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2} m w^2 x^2 .$$

Kuantum mekaniğinde ilgili Schrödinger denklemi:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{m w^2 x^2}{2} \right) \psi_n = \in_n \psi_n (x).$$

Çözümü, yani harmonik salınıcının enerji özdeğerleri

$$\in_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar w \quad ; \quad n = 0,1,2,\ldots$$

bulunur. Burada $\hbar w$ lar titreşim frekansı w olan kesikli fononların enerjisidir.

Bir basit harmonik titreşici/osilatör için partisyon fonksiyonu

$$z = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\beta \in_n} = \frac{e^{-\beta \hbar w}}{1 - e^{-\beta \hbar w}}$$

bulunur. *N* osilatör varsa, Helmholtz serbest enerjisi $F = -NkT \ln z = -kT \ln Z$ veya

$$F = \frac{1}{2} N\hbar w + \frac{N}{\beta} \ln\left(1 - e^{-\beta \hbar w}\right)$$

Termodinamiğin üçüncü yasasını doğrulamak için *S* yi *F* den bulalım.

$$S = -\left.\frac{\partial F}{\partial T}\right|_V = k\beta^2 \left.\frac{\partial F}{\partial \beta}\right|_V$$

olur veya

$$S = k_B N \beta^2 \frac{\partial}{\partial \beta}\left(\frac{1}{2}\hbar w + \frac{1}{\beta} \ln\left(1 - e^{-\beta \hbar w}\right)\right)$$

Üçüncü yasa doğru mudur?

Üçüncü yasaya göre $T \to 0$ veya $\beta \to \infty$ demektir.

$$S = Nk_B\left[-\ln\left(1 - e^{-\beta\hbar w}\right) + \frac{\beta\hbar w}{e^{\beta\hbar w} - 1}\right]$$

$$\lim_{\beta\to\infty} S \to 0$$

bulunur.

Böylece termodinamiğin üçüncü yasası katıların entropileri için doğrulanmış olur. Basınç $p=0$ dır.

Hesapları deneyle ilişkilendirmek için, şimdi de katıların ısı kapasitesini hesaplayalım

Cevap Fonksiyonlarından C_v Nasıl Hesaplanır?

Bunun için sistemin enerjisine ihtiyaç duyulur. *E=F-TS* idi. *F* ve *S* yerine konulur, gerekli kısaltmalar yapılırsa, *N* osilatörün titreşim iç enerjisi

$$E = N\hbar w\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{e^{\beta \hbar w} - 1}\right)$$

elde edilir. Burada bir kuantum durumundaki fonon sayısı

$$\bar{n} = \frac{1}{e^{\frac{\hbar w}{k_B T}} - 1}$$

ile verilir ve Planck dağılımı olarak bilinir.

Katılar için ısı kapasitesi $C_V = \left.\frac{dQ}{dT}\right|_V = \left.\frac{dE}{dT}\right|_V$ ile verilir.

Matematiksel türev işlemi yapılırsa,

$$C_V = Nk_B\left(\frac{\hbar w}{k_B T}\right)^2 \frac{e^{\frac{\hbar w}{k_B T}}}{\left(e^{\frac{\hbar w}{k_B T}} - 1\right)^2}$$

Şimdi limit/uç hallerine bakalım

i) Yüksek sıcaklıkta (klasik fizikte)

$\hbar w / k_B T << 1 \quad ; \quad C_V = N k_B \quad ; \quad N = N_A \quad ; \quad C_V = R$ olur. *R* genel gaz sabitidir.

Elmas hariç, oda sıcaklığında metaller $C_V = R$ davranışı gösterir.

ii) Düşük sıcaklıkta ise

$$\hbar w / k_B T >> 1 \quad ; \quad C_V(T) = N k_B \left(\frac{\hbar w}{kT} \right)^2 e^{-\frac{\hbar w}{kT}}$$

elde edilir. Limit durumunda $T \to 0$ da $C_V \to$ 0'a gider.
Görüldüğü gibi katıların ısı kapasiteleri deneyin yapıldığı sıcaklığa göre değişmektedir. Bir başka deyişle $C_V = C_V(T)$ dir. Bu sonuç istatistiksel mekaniğin önemli bir başarısıdır.

Faz Geçişleri ve Kritik Olaylar

Maddenin fiziksel durumunu ve kimyasal bileşiminin aynı olduğu ve homojen dağıldığı her duruma faz denir. Maddenin sıcaklık değişimi ile bir fazdan diğerine geçmesine faz geçişi denir. Madde katı, sıvı ve gaz hallerinde bulunur. Demir soğutulursa mıknatıs özelliği kazanır, civa soğutulursa üstün iletken olur süperiletken faza geçer, yani direnci sıfırdır, Helyum soğutulursa üstün akışkan olur, viskozluğu sıfırdır.

Bir maddenin faz geçişi fiziksel bir özelliğinin süreksizlik göstermesi ile ortaya çıkar. Doğada rastlanılan faz geçişleri katı – sıvı, sıvı – gaz, katı – gaz, ferromanyetik – paramanyetik, iletken – süperiletken, akışkan – süper akışkan, amorf yapı – kristal yapı faz geçişleridir.

Faz geçişleri birinci ve ikinci tür faz geçişleri olarak ikiye ayrılır. Faz geçişleri ve kritik olaylar ilginç olaylardır. Faz geçişlerinde atom ve moleküller kollektif/ortak davranış sergilerler. Burada uzun menzil etkileşmeleri ile bellek etkileri önemli rol oynar.

Faz geçişlerinde termodinamik potansiyellerden biri olan Gibbs serbest enerjisi *G(T,p,N)* kullanılır. Birinci yasadan *dE(S,V,N)* den *dG(T,p,N)* ye geçilirse

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

bulunur. Birinci tür faz geçişlerinde

$$S = -\left.\frac{\partial G}{\partial T}\right|_{p,N} \quad ; \quad V = -\left.\frac{\partial G}{\partial p}\right|_{T,N}$$

S,V süreksizlik gösterir. Faz geçişi için bir gizli ısı $L=T(S_2-S_1)$ dir. T sabit olduğundan S bir sıçrama yapar.

İkinci tür faz geçişlerinde katı – sıvı, katı – buhar *G* nin birinci türevleri süreklidir. Bu itibarla ikinci türevlere bakmak gerekir. İletken – süperiletken, ferromanyetik – paramanyetik, akışkan – süper akışkan, polimer – cam, kristal – amorf, ikinci tür faz geçişlerine örnektir. İkinci tür faz geçişinde $C_p(T)$ ısı kapasitesi

$$C_p(T) = -T\left.\frac{\partial^2 G}{\partial T^2}\right|_{p,N}$$ süreksizlik gösterir.

İkinci tür faz geçişine örnek sıvı helyumun akışkan süperakışkan faz geçişi $T_k=2,17K$ de olur. Bakır – çinko alaşımı olan prinç ısıtılırsa düzenli bir yapıdan düzensiz bir yapıya geçerek faz geçişi yapar.

Kara Delik Mekaniği/Termodinamiği

Kara delik termodinamiği termodinamik yasalarını karadelik olay ufku ile bağdaştırmayı esas alır. Genel rölativiteye göre kara delik çekim alanına düşen madde ve ışığı yutar. Olay ufku dış gözlemcinin uzayzamanda etkilenmediği sınır alarak tanımlanabilir.

Kara deliklerin termodinamiğin ikinci yasasının sağlaması kara deliklerin entropilerinin varlığının kabul edilmesini gerektirir. Stephen Hawking, Jacob Bekenstein kara delik entropisini

$$S_{BH} = \frac{k_B A}{4\ell_p^2}$$

olarak vermektedirler, burada A karadelik olay ufkunun alanı olup $A=4\pi R^2$, k_B Boltzmann sabiti, $\ell_p = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}}$ ise Planck uzunluğudur.

Araştırmacılar 1995 den sonra sicim teorisi yardımıyla süpersimetrik kara deliklerin girebileceği mikrodurumları kullanarak S_{BH} entropisini hesapladılar. Kara delik incelemelerinde $G, \hbar, c$ v.d. nin bir alındığı geometrik birimler kullanılır.

Kara deliğin doğal olarak bir çekim ufkuna sahip olduğu söylenebilir.

Birinci Yasa

Bir kara deliğin kütlesindeki/enerjisindeki değişme olay ufuk alanı, açısal momentum ve elektrik yükündeki değişmelerin toplamından ileri gelen katkılardan

$$dM(A, J, Q) = \frac{\kappa}{8\pi} dA + \Omega\, dJ + \Phi\, dQ$$

ibarettir. Birinci yasa, enerji korunumunun bir kara delik için ifadesidir Burada M kara deliğin kütlesi, κ yüzey çekimi, *A* ufuk alanı, Ω açısal hızı, *J* açısal momentumu, Φ elektrostatik potansiyel ve *Q* ise elektrik yüküdür. Burada κ, Ω, Φ değişkenlerine doğal değişkenler *A,J,Q* ise onlara karşılık gelen ilgili parametreler olarak bakılabilir. Burada ilk terim alan/entropi değişimine karşılık enerjideki değişmedir, parametresi yüzey çekimidir. İkinci terim dönme, üçüncü terim ise elektromanyetizmadan dolayı enerjide meydana gelen değişmedir.

İkinci Yasa

Ufuk alanı *A* zayıf enerji koşulunda, zamanın azalmayan bir fonksiyonudur:

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

Bu yasa Hawking'in alan teoreminin bir ifadesidir. Görüldüğü gibi termodinamiğin entropisi ile kara delik ufku arasında bir bağ vardır. Burada entropinin/alanın toplam entropi, yani, kara delik+çevre entropisi olarak ele alınması gerekir.

Üçüncü Yasa

Bir kara deliğin κ yüzey çekimi sıcaklıkla, *A* olay ufuk alanı ise entropi ile eşleştirilebilir. Kara delik klasik düşünülürse, sıfır sıcaklığa/çekime sahip olur, entropi sıfır olur. Eğer kuantum mekaniksel etkiler hesaba katılırsa, kara delik

$$T_H = \frac{\kappa}{2}$$

sıcaklıkta enerji yayar. Bu durumda kara deliğin entropisi (birinci yasadan),

$$S_{BH} = \frac{A}{4}$$

olur.

‘t Hooft ve Susskind kara delik termodinamiği yasalarını, tutarlı gravitasyon ve kuantum mekaniği teorilerinin daha düşük boyutta olduğunu öne çıkaran doğanın Holografi İlkesi elde etmek için kullandılar.

Sonuç, Tartışma ve Öneriler

Bu çalışmada esas itibariyle çevresi ile denge halinde olan termodinamik sistemler ele alınmaktadır. Atom veya moleküllerin dinamiğinden hareketle makro büyüklükler enerji, entropi, serbest enerji hesaplanabilir. Bu yaklaşımda anahtar bağıntı

$$F = -k_B T \ln Z$$

dir. Serbest enerjiyi, partisyon fonksiyonuna bağlar. Partisyon fonksiyonu ise sistem hakkındaki kuantum bilgileri içerir. Buradan cevap fonksiyonları hesaplanabilir. Cevap fonksiyonları deneyle sınanır. Deneysel sonuçları, kuramsal sonuçlara uymazsa modelde değişikliğe gidilir.

Çağımızda düşük sıcaklıklara inilmesi ile geniş bir sıcaklık aralığında maddenin fiziksel davranışlarını deneysel olarak inceleme imkanı doğmuştur. Bu bağlamda maddenin yeni fiziksel özellikleri ortaya çıkmaktadır. Örnek olarak; iletkenler düşük sıcaklıkta üstün iletken olur. Yani, gösterdikleri elektriksel direnç sıfır olur. ^{4}He gibi akışkanlar düşük sıcaklıkta viskoziteleri sıfıra gider, üstün akışkan olur. Demir soğutulursa, mıknatıs özelliği kazanır. Faz geçişleri gizemli, ilginç, henüz mekanizmaları/kollektif davranışları anlaşılmamış fiziksel davranışlar sergilerler. Bu itibarla güncel, aktif araştırma alanlarından biridir.

Bir başka dikkatinize getirmek istediğim husus uzay ve zamanın fraktal yapısı ve uzun menzil etkileşmeleridir. Biz incelemelerimizde Euclid uzayını kullanıyoruz ve olayları birbirinden bağımsız (Markoviyen) kabul ediyoruz.Bu nedenle boyutları 1,2,3 alıyoruz. Matematiksel işlemler türev-integral (difintegral) bu uzayda tanımlanmaktadır. Oysa, doğada Euclidiyen ve Markoviyen bir olay yoktur. Fiziksel olayların geliştiği ortam fraktal/kırıklı yapıdadır. Tesadüfi olaylarda birbirinden bağımsız değildir.

Bunların sonucu olarak, entropi toplanabilir değildir. Buna göre iki entropinin toplamı entropilerin tek tek toplamlarından büyük veya küçük olabilir.
Büyük ölçekte fizik yapanlar uzayzamanın eğri olduğunu kabul ederler (Minkowski uzayları). Bunun yanında, uzayzamanın fraktallığının da itibara alınması gerektiğini önemsiyoruz. Uzayın fraktal yapısı, fraktal boyutu ile karakterize edilir. Fraktal ortamın boyutu kesirlidir. Fraktal boyutu ile türev ve integralin mertebeleri arasında doğrudan bir ilişki söz konusudur. Difintegralin mertebesi ile fraktal boyutu ilişkilidir. Reel fiziksel tasvirler için, uzayın ve zamanın fraktal olduğunu itibara alan kesirsel matematik, kullanılarak fraktal operatörler fiziği yapılmalıdır.

Bir diğer husus olaylar arasında bellek etkilerinin/uzun menzil etkileşmelerinin itibara alınmasıdır. Big Bang den kalan kozmik mikrodalga arka plan ışımasının davranışı buna verilecek örneklerden birisidir.

TEŞEKKÜRLER...

Kaynaklar

1. İstatistik Mekaniğe Girişi, B. Karaoğlu, Seçkin Yayıncılık, Ankara 2009
2. Introduction to Quantum Mechanics, McGraw-Hill, P.T. Matthews, London 1968
3. Thermodynamics and Statistical Mechanics, W. Greiner, L. Neise, H. Stöcker, Springer-Verlag, 1995.
4. Kuantum Mekaniğine Giriş, B. Karaoğlu, BilgiTek Yayıncılık, İstanbul, 1994
5. Süperiletkenlik Fiziğine Giriş, I. Asherzade, Gazi Kitabevi, 2005
6. Physics of Fractal Operators, B.J.West, M.Bologna, P.Grigolini, Springer 2003.
7. The Fractal Geometry of Nature,Freman Co.,San Francisco,1982