

Planck Dağılım Yasası:

Max Planck (1900) siyah cisim ışımasını klasik fizik görüşünden ayrılarak, termodinamik bakış açısı ile ele aldı. Planck siyah cisim üzerindeki atomların titreşen mikroskobik osilatörlerden oluştuğunu varsaydı. Hook yasası gereği ($F = -kx$) cisim üzerindeki elektriksel osilatörlerin kendi etraflarında lineer olarak basit harmonik hareket yaptığı ve bu osilatörlerin enerjilerinin kuantalaştığını ve rasgele büyüklükteki enerji alış-verişinde bulunamayacağını yalnızca $h\nu$ nün tam katları büyüklüğündeki enerjileri ($E_n = nh\nu$; $n = 0, 1, 2, 3, \dots$) soğuracağını veya salabileceğini varsaydı. Eğer siyah cisim N tane osilatörden oluşuyor ve osilatörler üzerindeki enerji dağılımının Boltzmann dağılımı bağıntısına uyduğunu varsayarsak, osilatörlerin ortalama enerjisi

$$\varepsilon = \frac{\sum (nh\nu) N_0 e^{-nh\nu/kT}}{\sum N_0 e^{-nh\nu/kT}}$$

Burada $z = e^{-h\nu/kT}$ dersek,

$$\varepsilon = \frac{\sum (nh\nu) z^n}{\sum z^n} = \frac{h\nu z (1+2z+3z^2+4z^3+\dots)}{(1+z+z^2+z^3+\dots)} = \frac{h\nu z \frac{d}{dz} (1+z+z^2+z^3+\dots)}{(1+z+z^2+z^3+\dots)} = \frac{h\nu z \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{1-z} \right)}{\frac{1}{1-z}} = \frac{h\nu z}{1-z}$$

$$\varepsilon = \frac{h\nu}{[e^{h\nu/kT} - 1]}$$

eşitliği elde edilir

birim hacimdeki serbestlik derecesi sayısı osilatörlerin sayısı olarak alınıp ve elde ettiğimiz bu eşitlik ile çarpılıp $\varepsilon = kT$ eşitliği göz önüne alınarak $d\lambda$ aralığındaki enerji yoğunluğu

$$u(\lambda, T) = \frac{8\pi kT}{\lambda^4} = \left(\frac{8\pi}{\lambda^4} \right) \frac{h\nu}{[e^{h\nu/kT} - 1]} = \left(\frac{8\pi hc}{\lambda^5} \right) \frac{1}{[e^{hc/\lambda kT} - 1]}$$

Planck'ın elde ettiği bu eşitlik deneysel olarak elde edilen siyah cismin yaydığı enerji

spektrumunu açıklamakla kalmayıp aynı zamanda dalgaboyu sonsuza giderken Rayleigh-

Jeans eşitliğini, dalgaboyu sıfıra giderken Wien'in eşitliğini doğrulamakla birlikte, $\frac{du(\lambda, T)}{d\lambda} = 0$

olduğu durumda ise Wien kaymasını ve Stefan-Boltzmann Yasasını da $P = \int_0^\infty u(\lambda, T) d\lambda =$

αT^4 doğrulamaktadır, burada $\alpha = \frac{4\sigma}{c}$ ve $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3}$.

Atomik Isı Sığaları:

Einstein Planck'ın hipotezini katı cisimlerin titreşim hareketine uygulayarak atomik ısı sığaları için bir formül türetmiştir. Termodinamik dengede olan bir atom-gram elemente N tane atom var ise bu atomların toplam serbestlik derecesi 3N dir. Sistemin toplam iç enerjisi ise

$$U(v, T) = 3NkT$$

dir. Burada kT osilatörlerin ortalama enerjisi olup Planck tarafından $\varepsilon = kT = \frac{hv}{[e^{hv/kT} - 1]}$

olarak bulunmuştu. Bu özdeş ifadeyi yukarıdaki eşitlikte yerine yazarsak

$$u(v, T) = \frac{3Nhv}{[e^{hv/kT} - 1]} \text{ eşitliği elde edilir.}$$

Burada toplam atom sayısını gaz sabiti R ve Avagadro sayısı N_A türünden ifade edersek molar iç enerjisi

$$U(v, T) = \frac{3Rhv}{k} \frac{1}{[e^{\frac{hv}{kT}} - 1]} \text{ olarak elde edebiliriz.}$$

Bu eşitliğin sıcaklığa göre birinci dereceden türevi atomik molar ısı sığasını verir:

$$C_V = \frac{d}{dT} U(v, T) = \frac{3Rhv}{k} \frac{d}{dT} \left(\frac{1}{[e^{\frac{hv}{kT}} - 1]} \right) = 3R \frac{\left(\frac{hv}{kT}\right)^2 e^{\frac{hv}{kT}}}{\left(e^{\frac{hv}{kT}} - 1\right)^2} \text{ olarak elde edebiliriz.}$$

Sıcaklığın (T) büyük değerlerinde

$C_V \approx 3R \left(1 + \frac{hv}{kT}\right)$ olur. Eğer sıcaklık sonsuza yaklaşırsa bir başka deyişle $\frac{hv}{kT} \ll 1$ ise

$C_V \approx 3R$ olur.

Fotoelektrik Olayı

H. Hertz tarafından keşfedilen fotoelektrik olayı (1887) birçok bilim insanında ilgisini çekmiş ve deneyler yapılmıştır. Yapılan deneylerin birçok önemli sonuçları olmuştur. Bunlardan bazıları şöyle sıralanabilir: a) elektronlar herhangi bir zaman gecikmesi olmadan, yüzeyden hemen koparılıyorlar, b) ışığın yoğunluğunu arttırmak fotoelektron sayısını artırıyor, fakat maksimum enerjilerini değiştirmiyor, c) düşük enerjili ışık demetinin yoğunluğu ne olursa

olsun, yüzeyden herhangi bir elektron koparmıyor, d) zayıf bir yüksek enerjili bir ışık yüzeyden sadece bir kaç elektron koparıyor fakat bu elektronların sahip olduğu kinetik enerjileri daha düşük enerjili ama daha şiddetli ışınların kopardığı elektronların sahip olduğu kinetik enerjiden daha büyük.

Bu deneysel gözlemlerle klasik fizik ya da ışığın dalga modeli ile açıklanamaz. Örneğin, klasik elektromanyetik teoriye göre, fotoelektrik etki ışık enerjisinin elektrona aktarılmasıdır. Bu açıdan, ışığın şiddetindeki bir değişiklik, metalden yayılan elektronların kinetik enerjisindeki değişikliklere neden olur. Bu teoriye göre, yeterince loş bir ışığın ışığının ilk parlaması ile müteakip bir elektron emisyonu arasında bir gecikme göstermesi beklenmektedir. Ancak yukarıda bahsettiğimiz gibi deneysel sonuçlar, klasik teori tarafından yapılan bu iki tahmini de doğrulamamıştır. Yapılan deneyler göstermiştir ki metaldeki bir elektrona koparmak için elektrona çarpan ışığın enerjisi elektronun metale bağlanma enerjisine (eşik enerjisi olarak adlandırılır) eşit veya bundan büyük olması gerekir. Bu eşik enerjisi altında bir enerjiye sahip olan ışınların şiddeti ve metale çarpma süreleri ne kadar uzun olursa olsun metalden herhangi bir elektron koparamazlar.

Böylece Einstein, klasik elektromanyetik teorisinin fotoelektrik olayını açıklamada yetersiz kalması nedeniyle, Planck'ın kuantum teorisine başvurduğunu ortaya koyduğunu ışığın fotonlardan oluşması gerçeğinden yararlandı. Einstein'e göre tanecikler halinde yayılan ışın fotonları metal yüzeyine çarparlar. Eğer ışının enerjisi metalden elektrona koparacak büyüklükte veya büyük ise ise elektron metalden koparılır ve arta kalan enerji serbest hale geçen elektrona kinetik enerji olarak kalır. Koparılan bir elektronun kinetik enerjisi (K) enerji korunumundan kolaylıkla elde edilebilir:

$$h\nu = \Phi + K \quad \text{veya} \quad K = h\nu - \Phi$$

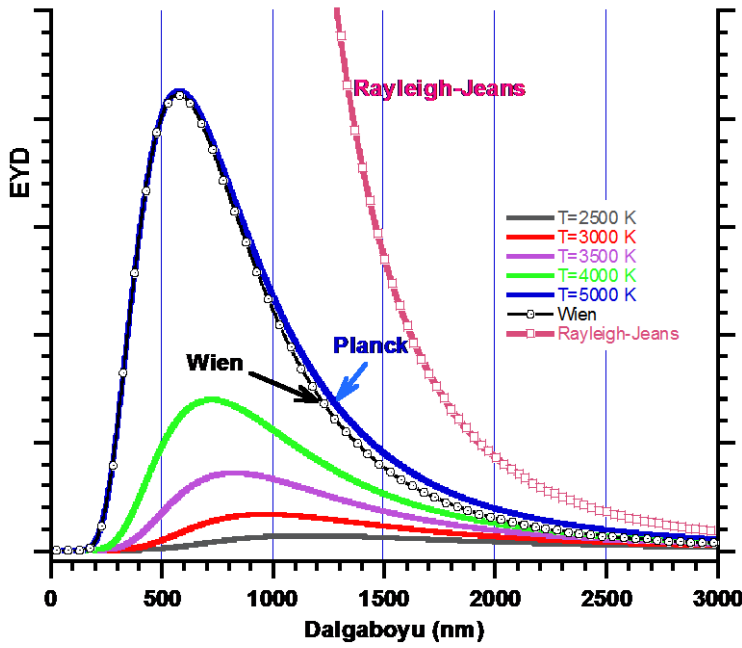
burada h Planck sabiti, ν metal yüzeyine çarpan fotonun frekansı ve Φ ise elektrona metalden koparmak için gerekli olan minimum enerji (eşik enerjisi veya elektronun bağlanma enerjisi)

Burada Φ elektronun serbest hale gelmek için gerekli minimum enerji aynı zamanda soğurması gereken fotonun enerjisine eşit olması gerekir, $\Phi = h\nu_0$ ve ν_0 ise eşik frekansı olarak adlandırılır.

$$K = h(\nu - \nu_0)$$

Bu eşitlikten de görülebileceği gibi kinetik enerji pozitif olduğundan, metal yüzeyinden bir elektron koparmak için metal yüzeyine çarpan fotonun enerjisi eşik frekansından büyük veya eşit olması gerekir.

Bu eşitlik kullanılarak $dK/dv = h$ Planck sabitinin değeri deneysel olarak doğru ölçülmesi kuantum teorisinin geçerli olduğunu ve fotoelektrik olayın ışının dalga özelliği ile değil foton olarak adlandırılmalı taneçik yapısıyla açıklanabileceğini göstermektedir.



Şekil-1. Siyah cisim ışıması için 2500-5000 K aralığında Planck'ın kanatlaşma hipotezi ile elde edilen enerji yoğunluğu dağılımı ($EYD = u(\lambda, T)$) ile T= 5000 K de Wien ve Rayleigh-Jeans enerji yoğunluğu dağılımını göstermektedir. Planck'ın dağılımı deneysel sonuçları çok iyi bir şekilde açıklarken, Wien dağılımı kısa dalga boylarında deneyle iyi uyum içerisinde iken uzun dalga boylarında önemli sapmalar göstermektedir. Rayleigh-Jeans dağılımı ise uzun dalga boylarında enerji yoğunluğu dağılımını açıklamaktadır. Deneysel sonuçlar Planck formülasyonu ile aynıdır.