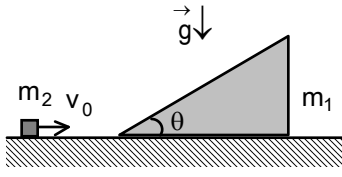
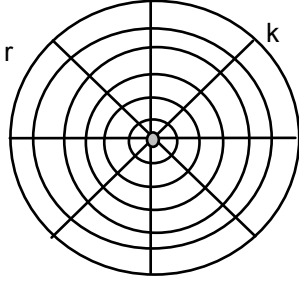


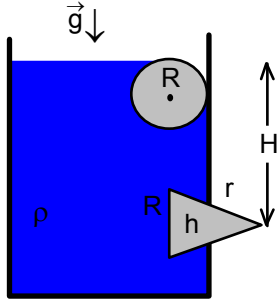
### ŞUBAT KAMPI SINAVI-2002



1. Eğim açısı  $\theta=30^\circ$  ve kütlesi  $m_1$  olan sürtünmesiz bir takoz sürtünmesiz yatay düzlem üzerinde bulunmaktadır. Masa üzerinde bulunan ve kütlesi  $m_2$  olan bir cisim  $v_0$  ilk hızıyla takozla doğru fırlatılmaktadır.  $m_2$  kütlesi  $m_1$  üzerine çıkarken temas hiç kaybolmadığına göre,  $m_2$  kütlesinin eğik düzlemin tepe noktasına vardığında  $m_1$  kütlesine göre hareketsiz olması için  $\frac{m_1}{m_2}$  oranı ne olmalıdır? Yerçekimi ivmesi  $g$  olarak veriliyor.

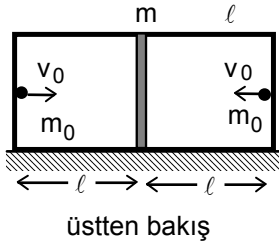


2. N tane esnek ip eş eksenli bir çember sistemin ortasında tutturulmuştur. Bu sistem sirklerde yerden yükseklerde gösteri yapan trapezcileri korumak için kullanılmaktadır. Çembersel iplerin esnekli ihmal edilmekte ve en dış çemberin yarıçapı  $r$  olarak veriliyor. Trapezci ağa üzerinde bastığında ağa  $\ell_0 \ll r$  kadar sarkmaktadır. Ağa maksimum  $\ell=4\ell_0$  kadar sarkabilir. Bu durumda trapezci maksimum ne kadar yükseklikten atlayabilir?



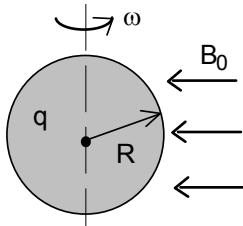
3. a) Şekildeki havuzda H derinliğindeki r yarıçaplı bir delik R yarıçaplı h yüksekliğindeki koni şeklinde bir tıpayla tıkanmıştır. Sıvının tıpayla uyguladığı kuvvetin bileşenlerini bulunuz.  
b)  $\ell$  uzunluklu R yarıçapında bir silindir havuzu boydan boya doldurmaktadır. Sıvı seviyesi silindirin en üst noktasına gelmektedir ama su silindirin sağ tarafına taşmamıştır. Bu durumda sistem dengede ise silindirin ağırlığını ve duvarda oluşacak tepki kuvvetinin büyüklüğünü bulunuz.  
c) Bir önceki şıktaki boyutlara başka bir silindir aynı şekilde yerleştirilmektedir. Denge durumunda sıvı yüzeyinin silindirin tepesinden  $0,5R$  kadar aşağıda kaldığı görülmektedir. Silindirin sağ tarafında sıvı hala bulunmadığına göre, bu yeni silindirin özkütlesi nedir?

d) Bir önceki şıktaki silindirin düşey yönde yapacağı küçük titreşimlerin periyodu nedir?

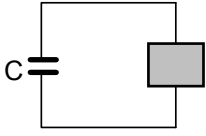


4.  $2\ell$  uzunluğunda yatay bir dikdörtgen prizmanın içinde kütlesi  $m$  olan sürtünmesiz bir piston kabın tam ortasında bulunmaktadır. Her bölmede kütlesi  $m_0 \ll m$  olan küçük cisimler simetrik bir şekilde  $v_0$  hızı ile sürtünmesiz olarak hareket etmektedir. Piston çok küçük bir hızla saptırılıyor ve serbest bırakılıyor. Pistonun yapacağı titreşimin periyodu nedir?

5. a) Yalıtkan  $m$  kütleli bir küre  $q$  yükü ile yükleniyor ve kendi eksenini etrafında  $\omega$  açısal hızı ile döndürülmek isteniyor. Bunun için ne kadar manyetik alan uygulanması gerektiğini bulunuz. (Kürenin dönmesi nedeniyle yaratacağı manyetik alan dışarıdan uygulanan manyetik alan yanında ihmal edilebilir.)  
b) Kürenin merkezinde oluşan manyetik alan nedir? Bu sistem yarıçaptan çok büyük uzaklıklar için bir manyetik dipol olarak davranacaktır. Bu dipolün  $p_m$  büyüklüğünü bulunuz.



c) Kürenin dönme eksenine dik ve homojen  $B_0$  manyetik alanına yerleştirildiğinde yapacağı hareketi bu hareketle ilgili parametreleri verilenler cinsinden tanımlayınız. Boşluğun manyetik geçirgenlik katsayısı  $\mu_0$  olarak veriliyor.



6. Şekildeki devrede kutu şeklindeki devre elemanı üzerinden geçen akım  $I = \frac{U^2}{5}$  şeklindedir. Burada  $U$  devre elemanı üzerindeki volt cinsinden potansiyel farkıdır,  $I$  devre elemanının üzerinden geçen  $\mu A$  cinsinden akımdır. Sığası  $C = 4 \mu F$  olan kondansatörün üzerinde  $t=0$  anında  $U_0 = 100 V$  potansiyel farkı varsa bunun yarıya düşmesi için geçen zaman nedir?

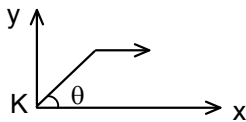
7. Dalga boyu  $\lambda$  olan paralel ışın demetiyle çift yarıktaki girişim deneyi yapılmaktadır. Yarıkların genişliği farklı olup  $b_1 = 20\lambda$  ve  $b_2 = 40\lambda$ 'dır. Yarıkların merkezleri arasındaki uzaklık  $d = 1000\lambda$ 'dır. Girişim deseninin gözlemlendiği ekranı yarıklardan çok uzakta olduğu ( $\ell \gg 1000\lambda$ ) bilindiğine göre:

- Ardışık maksimumlar arasındaki mesafeyi ( $\delta x$ ) bulunuz.
- Yarıkların kendi kırınım desenlerinin merkezi maksimumlarının genişliklerini ( $\Delta x_1, \Delta x_2$ ), yani ilk minimumlarının arasındaki uzaklıkları bulunuz.
- Bu merkezi maksimumların üst üste geldiği bölgede oluşan aydınlık çizgiler kaç tanedir?
- Girişim deseninin merkezindeki maksimum ve minimum noktalarındaki aydınlanma şiddetlerinin oranı nedir?
- Aydınlanma şiddeti  $J'$ 'yi, desenin merkezinden olan uzaklık  $x$ 'in fonksiyonu olarak bulunuz.

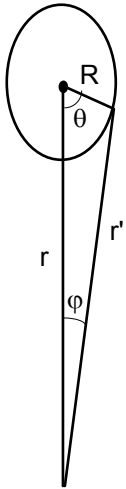
8. a) Parçacıkları rölativistik hızlarla hareket eden bir gazın hal denklemini iç enerjiye bağlı olarak bulunuz.

b) Bulduğunuz denklemin ultrarölativistik  $PV = \frac{U}{3}$  ve klasik  $PV = \frac{2U}{3}$  limitleri sağladığını gösteriniz.

c) Bu gazın adyabatik katsayısını bulunuz.



9. a) K sisteminde  $x$  eksenine paralel  $v$  hızıyla hareket eden bir cisim  $\omega$  frekanslı elektromanyetik dalgalarla çalışan bir radar tarafından izlenmektedir. Radarın cisimden algıladığı sinyallerin doğrultusu  $\theta$  iken algılanan sinyallerin frekansı ne olur?



b) Kozmolojik ölçülerde uzaklaşan bölgelerle ilgili ilginç bir olay meydana gelmektedir. Ender de olsa dış bölgelerde ölçülen hız ışık hızından yüksek olabilir. Dış bölgelerin simetrik olarak  $v$  hızı ile uzaklaştığı kabul edilebilir. Genişleyen dış bölgeler Dünyadan  $\varphi$  açı ile gözlenmektedir. Bu açı ise  $\Omega$  hızı ile artmaktadır. Burada  $\varphi$  ve  $\Omega$  gözlenebilen ve ölçülebilen büyüklüktedir. Süpernovanın uzaklığı çok büyük ise fırlatılan maddenin çizdiği sınırın ölçülen hızı  $u_{\perp} = \Omega r$  bazı durumlarda ışık hızından daha büyük olabilir. Gazların fırlatılması O noktasında olsun. Dünya ile süpernova arasındaki mesafe  $r$  ise  $u_{\perp}$  hızının maksimum değerini  $v$  ve  $c$  cinsinden bulunuz.

10. a)  $m_0$  durgun kütleli rölativistik K kinetik enerjisine sahip bir parçacık aynı durgun kütleli hareketsiz başka bir parçacıkla esnek olarak çarpışıyor. Çarpışmadan sonra geliş doğrultusuyla  $\theta$  açısı yapacak şekilde saçıldığına göre parçacığın saçılma sonrası kinetik enerjisini bulunuz.

b) Kütlesi  $m$  olan  $v$  hızı ile hareket eden bir atom uyarılmış haldedir. Enerji fazlalığını gidermek için atom hareket yönüyle  $\theta$  açısı ile atoma göre frekansı  $\omega_0$  olan bir optik foton ışınlanmaktadır. Bu optik foton hangi frekansla algılanabilir?

## ŞUBAT KAMPI SINAVI SORULARIN ÇÖZÜMLERİ-2002

1.  $m_1$  ve  $m_2$  birbirlerine göre hareketsiz olurlarsa yere göre hızları aynı olur. Momentum korunumu yasasından

$$m_2 v_0 = (m_1 + m_2) v$$

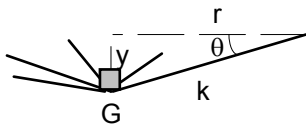
enerji korunumu yasasından

$$\frac{m_2 v_0^2}{2} = \frac{(m_1 + m_2) v^2}{2} + m_2 g h$$

yazabiliriz. Buradan aranan oran

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{v_0^2}{g h} - 1$$

olarak bulunur.



2. Trapezci ağa üzerine bastığında ağırlık kuvveti iplerin gerilme kuvvetinin dikey bileşeni ile dengelenmektedir. Ağa y kadar sarkarsa iplerin yatayla yaptığı açı için

$$\sin \theta \approx \tan \theta = \frac{y}{r}$$

yazabiliriz. Kuvvet dengesinden küçük büyüklüklerin açılımı kullanarak

$$mg = Nk(\sqrt{r^2 + y^2} - r) \sin \theta \approx \frac{Nky^3}{2r^2} = \frac{Nk\ell_0^3}{2r^2}$$

yazılır. Trapezci atarsa enerji korunumu yasasından

$$mgH = -mg\ell + \frac{Nk(\sqrt{r^2 + \ell^2} - r)}{2} = -mg\ell + \frac{Nk\ell^4}{8r^2}$$

yazabiliriz. Buradan

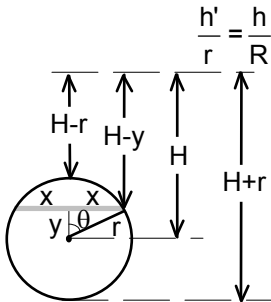
$$H = \frac{\ell^4}{4\ell_0^3} - \ell_0 = 63\ell_0$$

olarak bulunur.

3. a) Dikey yöndeki kuvvet kaldırma kuvvetine eşittir.

$$F_y = \rho g V_s = \rho \left( \frac{\pi R^2 h}{3} - \frac{\pi r^2 h'}{3} \right) = \frac{\rho g \pi h R^2}{3} \left( 1 - \frac{r^3}{R^3} \right)$$

Burada üçgenlerin benzerliğinden faydalanmaktayız.



$$\frac{h'}{r} = \frac{h}{R}$$

Yatay yöndeki kuvvet ise koninin tabanında deliğe karşılık gelen alana etki eden kuvvete eşittir. Çünkü bunun dışındaki kuvvetler yanal yüzeylerdeki tarafından dengelenir.

$$F_x = \rho g H \pi r^2$$

Aynı sonuca oldukça uzun ve zor integral hesabı yaparak da varabiliriz. Dairenin merkezinden y yükseklikteki basınç

$$P = \rho g (H - y)$$

olur. Bu yükseklikteki

$$dS = 2x dy$$

alanına etki eden basınç kuvveti

$$dF = P dS = 2\rho g (H - y) x dy$$

olur. Burada

$$x = r \sin \theta$$

$$y = r \cos \theta; dy = -r \sin \theta d\theta$$

olarak yazılabilir. Buradan

$$dF = -2\rho g r^2 (H - r \cos \theta) \sin^2 \theta d\theta$$

olarak yazılabilir. Etki eden kuvvet

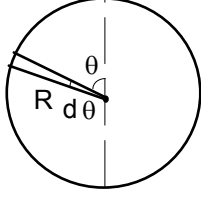
$$F = \int_0^\pi 2\rho g r^2 (H \sin^2 \theta - \sin^2 \theta \cos \theta) d\theta = \rho g H \pi r^2$$

olarak bulunur.

b) Dikey yönde etki eden kuvvet silindirin ve sağ üstündeki boşluğun hacimleri toplamını dolduracak kadar sıvının ağırlığına eşittir. Cismin ağırlığı:

$$G = \rho g V_s = \rho g \left[ \pi R^2 \ell + \left( R^2 \ell - \frac{\pi R^2 \ell}{4} \right) \right] = \frac{\rho g (3\pi + 4) R^2 \ell}{4}$$

olarak bulunur.



Yatay yöndeki kuvvet ise boş kısma karşılık gelen dikey kesit alanı ile bu alana etki eden ortalama basıncın çarpımıdır.

$$F_x = \frac{\rho g R^2 \ell}{2}$$

Aynı sonuca oldukça integral hesabı yaparak da varabiliriz. Dairenin merkezinden y yükseklikteki basınç

$$P = \rho g r R (1 - \cos \theta)$$

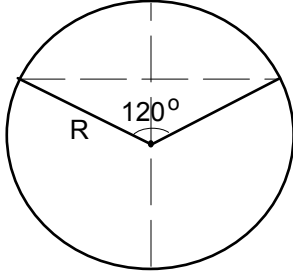
olur. Bu yükseklikteki  $dS = \ell R d\theta$  alanına etki eden basınç kuvveti

$$dF = P dS = 2 \rho g \ell R^2 (1 - \cos \theta) d\theta$$

olur. Buradan etki eden kuvvet

$$F = \int_0^\pi 2 \rho g R^2 \ell (1 - \cos \theta) d\theta = \frac{\rho g R^2 \ell}{2}$$

olarak bulunur.



c) Etkin olarak batan hacim

$$V_s = \pi R^2 \ell - \left( \frac{\pi R^2 \ell}{3} - \frac{\sqrt{3} R^2 \ell}{8} \right) - \left( \frac{R^2 \ell}{2} - \frac{\pi R^2 \ell}{6} \right) = \left( \frac{5\pi}{12} + \frac{\sqrt{3}}{8} + 1 \right) R^2 \ell$$

olarak bulunur. Cismin yoğunluğu

$$\rho_c = \frac{V_s \rho}{V_c} = \left( \frac{5}{12} + \frac{\sqrt{3}}{4\pi} + \frac{1}{\pi} \right) \rho$$

olarak bulunur.

d)  $\theta_0 = 60^\circ$  için küçük titreşimleri inceleyelim. Batan hacim

$$V_s = \frac{(2\pi - \theta) R^2 \ell}{2} - \left( \frac{\theta R^2 \ell}{2} - \frac{2R \cos \theta R \sin \theta \ell}{2} \right) - V_0$$

İçin yazabiliriz. Burada  $V_0$  sabit bir terimdir. Küçük bir değişim

$$dV_s = -\frac{R^2 \ell d\theta}{2} - \frac{R^2 \ell d\theta}{2} + R^2 \ell \cos 2\theta d\theta = -R^2 \ell d\theta + R^2 \ell \cos 120^\circ d\theta = -\frac{3R^2 \ell d\theta}{2}$$

olur. Diğer taraftan

$$y = R \cos \theta; \quad dy = -R \sin \theta d\theta = \frac{\sqrt{3} R}{2} d\theta$$

olur. Hacim değişimi

$$dV_s = \left( \frac{\sqrt{3}}{2} + 1 \right) R \ell dy; \quad dy = z; \quad z \text{ küçüktür}$$

olarak bulunur. Silindirin titreşim hareketi için

$$m a = m \ddot{z} = \rho \cdot 2,3 R^2 \ell \ddot{z} = -\rho g \sqrt{3} R \ell z$$

yazabiliriz. Buradan sistemin açısal titreşim frekansı ve titreşim periyodu

$$\omega^2 = \frac{\sqrt{3} g}{2,3 R}; \quad T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{2,3 R}{\sqrt{3} g}}$$

olarak bulunur.

4. Piston küçük bir u hızı ile t sürede

$$x=ut$$

kadar sola saparsa sol bölmede bulunan cismin hızı değişmektedir. Cisim pistonu karşı gittiği için her çarpışmada hızı artacaktır. Sol cisim ile piston arasındaki çarpışma sayısı  $N_1$  ise cismin hızı

$$v_1=v_0+2uN_1$$

olur. Cismin bir çarpışmayı tamamlayabilmesi için gereken süre

$$t_1=\frac{2(\ell-x)}{v_1}$$

birim zamanda çarpışma sayısı

$$\frac{\Delta N_1}{\Delta t}=\frac{1}{t_1}=\frac{v_1}{2(\ell-x)}$$

çarpışma sayısı

$$N_1=\frac{t}{t_1}=\frac{v_1 t}{2(\ell-x)}$$

cismin hızı

$$v_1=v_0+\frac{2uv_1 t}{2(\ell-x)}\approx v_0+\frac{v_0 x}{\ell-x}=\frac{v_0 \ell}{\ell-x}$$

olarak yazılabilir. Burada ikinci terimde  $v_1\approx v_0$  olduğunu kabul ediyoruz. Buradan birim zamanda çarpışma sayısı

$$\frac{\Delta N_1}{\Delta t}=\frac{v_0 \ell}{(\ell-x)^2}$$

olarak bulunur. Cismin bir çarpışmadaki momentum değişimi

$$\Delta p_1=2m_0 v_1=\frac{2m_0 v_0 \ell}{\ell-x}$$

bu cisim tarafından pistonu etki eden kuvvet

$$F_1=\Delta p_1 \frac{\Delta N_1}{\Delta t}=\frac{2m_0 v_0^2 \ell^2}{(\ell-x)^3}=\frac{2m_0 v_0^2 \ell^2}{\ell^3 \left(1-\frac{x}{\ell}\right)^3}=\frac{2m_0 v_0^2}{\ell \left(1-\frac{3x}{\ell}\right)}=\frac{2m_0 v_0^2}{\ell} \left(1+\frac{3x}{\ell}\right)$$

olarak bulunur. Piston x kadar sola saparsa sağ bölmede bulunan cismin hızı da değişmektedir. Cisim piston ile aynı yönde gittiği için her çarpışmada hızı azalmaktadır. Sağ cisim ile piston arasındaki çarpışma sayısı  $N_2$  ise cismin hızı

$$v_2=v_0-2uN_2$$

olur. Cismin bir çarpışmayı tamamlayabilmesi için gereken süre

$$t_2=\frac{2(\ell+x)}{v_2}$$

birim zamanda çarpışma sayısı

$$\frac{\Delta N_2}{\Delta t}=\frac{1}{t_2}=\frac{v_2}{2(\ell+x)}$$

çarpışma sayısı

$$N_2=\frac{t}{t_2}=\frac{v_2 t}{2(\ell+x)}$$

cismin hızı

$$v_2=v_0-\frac{2uv_2 t}{2(\ell+x)}\approx v_0+\frac{v_0 x}{\ell+x}=\frac{v_0 \ell}{\ell+x}$$

olarak yazılabilir. Burada ikinci terimde  $v_1\approx v_0$  olduğunu kabul ediyoruz. Buradan birim zamanda çarpışma sayısı

$$\frac{\Delta N_2}{\Delta t}=\frac{v_0 \ell}{(\ell+x)^2}$$

olarak bulunur. Cismin bir çarpışmadaki momentum değişimi

$$\Delta p_2=2m_0 v_2=\frac{2m_0 v_0 \ell}{\ell+x}$$

bu cisim tarafından pistonu etki eden kuvvet

$$F_2 = \Delta p_2 \frac{\Delta N_2}{\Delta t} = \frac{2m_0 v_0^2 \ell^2}{(\ell + x)^3} = \frac{2m_0 v_0^2 \ell^2}{\ell^3 \left(1 + \frac{x}{\ell}\right)^3} = \frac{2m_0 v_0^2}{\ell \left(1 + \frac{3x}{\ell}\right)} = \frac{2m_0 v_0^2}{\ell} \left(1 - \frac{3x}{\ell}\right)$$

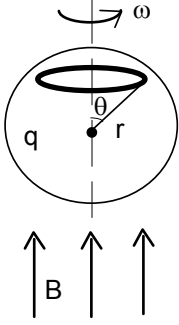
olarak bulunur. Pistona etki eden kuvvet için

$$F = ma = -(F_1 - F_2) = -\frac{6m_0 v_0^2 x}{\ell^2}$$

pistonun titreşim açısal frekansı ve titreşim periyodu

$$\omega = \sqrt{\frac{6m_0 v_0^2}{m \ell^2}} ; T = \frac{2\pi \ell}{v_0} \sqrt{\frac{m}{6m_0}}$$

olarak bulunur.



5. a)  $r < R$  yarıçapında ve  $dr$  kalınlıkta küresel bir kabuk seçelim. Bu kabukta yarıçapı  $r \sin \theta$  bir halka seçelim. Bu halkanın hacmi

$$dV = 2\pi r \sin \theta \cdot r d\theta \cdot dr$$

olur. Bu halkanın içindeki yük

$$dq = \frac{q dV}{V} = \frac{2\pi q r^2 \sin \theta dr d\theta}{V}$$

olur. Yarıçapı  $r \sin \theta$  olan daire içinde manyetik alanın değişimi sonucu bir e.m.k. indükte ediliyor. Bu indükte edilmiş e.m.k. rotasyonel elektrik alan yaratmaktadır. Rotasyonel elektrik alan diskin dönmelerini sağlamaktadır. İndükte edilmiş e.m.k.

$$\mathcal{E}_{in} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d(\pi r^2 \sin^2 \theta B)}{dt} = -\pi r^2 \sin^2 \theta \frac{dB}{dt}$$

olarak bulunur. Diğer taraftan

$$\mathcal{E}_{in} = E \cdot 2\pi r \sin \theta$$

olur. Buradan rotasyonel elektrik alan

$$E = \frac{r \sin \theta}{2} \frac{dB}{dt}$$

bu alanın yarattığı moment

$$dM = dF \cdot r \sin \theta = dq \cdot E \cdot r \sin \theta = \frac{\pi q r^4 \sin^3 \theta dr d\theta}{V} \frac{dB}{dt}$$

olur. Bu momentin etkisi ile halka dönmektedir. Halkanın kütlesi

$$dm = \frac{m dV}{V} = \frac{2\pi m r^2 \sin \theta dr d\theta}{V}$$

olur. Bu durumda halkanın eylemsizlik momenti

$$dJ = dm r^2 \sin^2 \theta = \frac{2\pi m r^4 \sin^3 \theta dr d\theta}{V}$$

kazandığı moment

$$dM = dJ \alpha = \frac{2\pi m r^4 \sin^3 \theta dr d\theta}{V} \frac{d\omega}{dt}$$

olur. Buradan kazanılan açısal

$$\omega = \frac{qB}{2m}$$

olarak bulunur. Yani uygulanması gereken manyetik alan

$$B = \frac{2m\omega}{q}$$

olarak bulunur.

b) Dönme sonucu seçilen halkanın oluşturduğu elektrik akım

$$dI = \frac{dq}{T} = \frac{q\omega r^2 \sin\theta dr d\theta}{V}$$

bu akımın kürenin merkezinde oluşturduğu manyetik alan

$$dB_k = \frac{\mu_0 \cdot 2\pi r \sin\theta \cdot dI}{4\pi r^2} \frac{r \sin\theta}{r} = \frac{q\mu_0 \omega r \sin^3\theta dr d\theta}{2V}$$

tüm halkaların oluşturduğu manyetik alan

$$B_{iç} = \int_0^R \int_0^\pi \frac{q\mu_0 \omega r \sin^3\theta dr d\theta}{2V} = \frac{q\mu_0 \omega}{4\pi R}$$

olarak bulunur. Burada

$$\int_0^\pi \sin^3\theta d\theta = -\int_0^\pi (1 - \cos^2\theta) d\cos\theta = -\int_1^{-1} (1 - x^2) dx = \int_{-1}^1 (1 - x^2) dx = \left( x - \frac{x^3}{3} \right)_{-1}^1 = \frac{4}{3}$$

integralinden faydalanmaktayız. Bir küresel kabuğun seçilen halkadan kaynaklanan dipol momenti

$$dp_m = dIS = \frac{q\omega r^2 \sin\theta dr d\theta}{V} \pi (r \sin\theta)^2 = \frac{q\omega \pi r^4 \sin^3\theta dr d\theta}{V}$$

olur. Tüm kürenin dipol momenti

$$p_m = \int_0^R \int_0^\pi \frac{q\omega \pi r^4 \sin^3\theta dr d\theta}{V} = \frac{q\omega R^2}{5}$$

olarak bulunur.

c) Manyetik moment vektörü elektrik alana dik olduğu için sürekli olarak sabit bir tork etkisinde kalır. Fakat açısal momentum torka dik olduğu için açısal hızın büyüklüğü değişmez fakat yönü sabit bir açısal hızla dönmeye başlar. Dönme ekseninin açısal hızı:

$$p_m B_0 = \frac{dL}{dt} = L \dot{\Omega}$$
$$\dot{\Omega} = \frac{q\omega B_0}{2m}$$

olarak bulunur.

Kürenin eylemsizlik momenti

$$J = \int_0^R \int_0^\pi \frac{2\pi m r^4 \sin^3\theta dr d\theta}{V} = \frac{2mR^2}{5}$$

olarak bulunur.

6. Devre elemanının üzerindeki potansiyel kondansatörün üzerindeki eşit olacağından:

$$\frac{dq}{dt} = \frac{U^2}{5} = \frac{q^2}{5C^2}$$
$$\int_{CV_0}^2 \frac{dq}{q^2} = \int_0^t \frac{dt}{5C^2}$$
$$t = \frac{10C}{U_0} = 0,4 \text{ s}$$

olarak bulunur. Akım  $\mu A$  mertebesinde olduğundan 10 sayısının birimi vardır.

7. a)  $b_2=2b_1$  ve  $\ell \gg b_1, b_2$  olduğu için  $S_1$  ve  $S_2$  yarıklarından çıkan ışınların ekran üzerindeki elektrik alan genliklerini sırasıyla  $E$  ve  $2E$  olarak alabiliriz. Aydınlanma şiddeti  $J \sim E^2$  olduğu için yarıkların oluşturduğu aydınlanmalar sırasıyla  $J_1=J_0$  ve  $J_2=4J_0$  olur. Toplam genlik aralarındaki faz farkı  $\delta$  olan  $E_1$  ve  $E_2$  genliklerinin vektörel toplamına eşittir. Buradan

$$J=J_1+J_2+2\sqrt{J_1J_2}\cos\delta=J_0+4J_0+4J_0\cos\frac{2\pi d\sin\theta}{\lambda}=5J_0+4J_0\cos(2000\pi\sin\theta)$$

olarak bulunur. Burada  $d$  yarıkların merkezleri arasındaki uzaklıktır ve  $1000\lambda$ 'ya eşittir.  $x$  ekran üzerinde desenin merkezinden olan uzaklık olarak alırsak

$$\sin\theta \approx \frac{x}{\ell}$$

kabul edilebilir.  $\ell \gg x$  olduğuna göre  $\sin\theta \approx \theta$  olarak alınabilir. Maksimumlar

$$2000\pi\delta\theta=2\pi; \delta\theta=0,001$$

olduğunda oluşur. Buradan

$$\delta x = \ell\delta\theta = 0,001\ell$$

b) Aydınlanma şiddeti

$$\beta = \frac{\pi b \sin\theta}{\lambda}$$

iken  $\left(\frac{\sin\beta}{\beta}\right)^2$  ile orantılıdır. Yarıkların oluşturduğu aydınlanmalar

$$J_1 = J_0 \left(\frac{\sin\beta}{\beta}\right)^2; \beta_1 = \frac{\pi b_1 \sin\theta}{\lambda} = 20\pi \sin\theta$$

$$J_2 = 4J_0 \left(\frac{\sin\beta}{\beta}\right)^2; \beta_2 = \frac{\pi b_2 \sin\theta}{\lambda} = 40\pi \sin\theta$$

olur. İlk minimumların oluştuğu  $\theta_1$  ve  $\theta_2$  açıları

$$20\pi \sin\theta_1 \approx 20\pi\theta_1 = \pi; \theta_1 = 0,05 \text{ rad ve } \theta_2 = 0,0025 \text{ rad}$$

olarak bulunur. Maksimumların açısal genişlikleri

$$\Delta\theta_1 = 2\theta_1 = 0,1 \text{ rad; } \Delta\theta_2 = 0,05 \text{ rad}$$

Genişlikler

$$\Delta x_1 = \ell\theta_1 = 0,1\ell; \Delta x_2 = \ell\theta_2 = 0,05\ell$$

olarak bulunur.

c) Bu maksimumların üst üste bindiği genişlik  $0,05\ell$ 'dir. İlk şıkkın sonucundan aydınlık çizgilerin sayısı

$$N = 0,05\ell / 0,001\ell = 50$$

olarak bulunur.

d) Aydınlanma şiddeti

$$J = 5J_0 + 4J_0\cos\delta$$

ifadesinde maksimum ve minimum aydınlanmalar sırasıyla  $\cos\delta = 1$  ve  $\cos\delta = -1$  olduğunda gözlenir. Buradan

$$\frac{J_{\max}}{J_{\min}} = 9$$

olarak bulunur.

e)  $S_1$  ve  $S_2$  yarıkları tarafından oluşturulan elektrik alan şiddetleri sırasıyla

$$E_1 = E_0 \frac{\sin\beta_1}{\beta_1}; E_2 = 2E_0 \frac{\sin\beta_2}{\beta_2}$$

olarak bulunur. Burada  $E_0$  sabittir.  $\beta_2 = 2\beta_1$  olduğundan

$$E = \left| \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \right| = E_0 \frac{\sin\beta_1}{\beta_1} \sqrt{5 + 4\cos\delta}$$

olur. Sonuç olarak aydınlanma şiddeti

$$J(x) = J_0 \left( \frac{\sin\frac{20\pi x}{\ell}}{\frac{20\pi x}{\ell}} \right)^2 \left( 5 + 4\cos\frac{2000\pi x}{\ell} \right)$$

olarak bulunur.



8. Tanecikler çarpışmalar sayesinde basınç oluşturmaktadır. Tanecikler yansıdıktan sonra kazandıkları momentum değişimi  $\Delta p=2p$ , düşen tanecik sayısı

$$\Delta N = \frac{n_0 S v \Delta t}{6}$$

olarak yazılabilir. Burada  $n_0 = \frac{N}{V}$  taneciklerin konsantrasyonudur. Taneciklerin uyguladıkları kuvvet ve basınç

$$F = \frac{\Delta N \Delta p}{\Delta t}; P = \frac{F}{S} = \frac{N p v}{3V} = \frac{N m v^2}{3} = \frac{N \vec{p} \cdot \vec{v}}{3V}$$

olur. Burada  $\gamma$  adyabatik katsayısıdır. Lorentz çarpanı

$$\xi = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

kullanarak gazın iç enerjisi  $U = N(\xi - 1)m_0 c^2$  olarak tanımlanabileceğinden gazın basıncı

$$P = \frac{\xi N m_0 c^2}{3V} \left(1 - \frac{1}{\xi^2}\right) = \left(1 + \frac{1}{\xi}\right) \frac{U}{3V}$$

olarak bulunur. Burada  $m_0$  taneciklerin durgun kütlesidir.

b) Ultrarölativistik limit  $\xi = \infty$ , klasik limit  $\xi = 1$  limitleridir. Bu limitlerde elde edilen denklem doğru yani fotonların ve klasik taneciklerin formları verir.

c) Hal denkleminin diferansiyeli olarak

$$P dV + dP V = - \left(1 + \frac{1}{\xi}\right) \frac{dU}{3} = - \left(1 + \frac{1}{\xi}\right) \frac{P dV}{3}$$

$$\frac{dP}{P} + \left(4 + \frac{1}{\xi}\right) \frac{dV}{3V} = 0$$

yazabiliriz. Buradan her iki tarafının integralini alarak

$$P V^{\frac{1}{3}\left(4 + \frac{1}{\xi}\right)} = \text{sabit}$$

olarak bulunur. Buradan adyabatik katsayı

$$\gamma = \frac{1}{3} \left(4 + \frac{1}{\xi}\right)$$

olarak bulunur.

9. a) Cismin algılayacağı ve dolayısıyla yayacağı frekans açılı Doppler kayması denkleminde

$$\omega' = \frac{\omega(1 - \beta \cos \theta)}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

olarak yazılabilir. Aynı şekilde bu frekansta yayın yapan kaynaktan algılanacak frekans için

$$\omega_2 = \frac{\omega' \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \beta \cos \theta} = \frac{\omega(1 - \beta \cos \theta)}{1 + \beta \cos \theta} = \frac{\omega(c - v \cos \theta)}{c + v \cos \theta}$$

olarak bulunur.

b) O noktasında gerçekleşen patlama r mesafesini kat ettikten sonra kaydedici aletten kaydedilebilir ve o andan itibaren ölçümler başlayabilir. t zaman sonra cihaz patlamayla harekete geçen dış bölgelerden merkezden R mesafede bulunan ön cepheden belli bir noktayı görüntüler. Patlama

noktasından bu noktaya dalga  $\frac{R}{v}$  süresi ile gelmiştir. Bu noktadan cihaza kadar mesafe ise  $(r - R \cos \theta)$

c hızı ile alınmaktadır. Böylece kayıt edilen sinyal zaman için

$$\frac{r}{c} + t = \frac{R}{v} + \frac{r - R \cos \theta}{c}$$

denklemini yazabiliriz. Buradan patlamanın ilk anında çıkan fotonlar dünyaya ulaştıktan t zaman sonra uzaklaşan dış bölgelerinin yarıçapı

$$R = \frac{vt}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta}$$

olarak bulunur.  $1 - \frac{v}{c} \cos \theta$  terim ışık hızının sınırlanmasından kaynaklanmaktadır. Genişleyen dış bölgelerinin hızı

$$u = \frac{dR}{dt}$$

görülen hız

$$u_{\perp} = \frac{dR}{dt} \sin\theta = \frac{v \sin\theta}{1 - \frac{v}{c} \cos\theta}$$

görülen açısal hız ise

$$\Omega = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{u_{\perp}}{r}$$

$u_{\perp}$  hızının maksimum değeri

$$\frac{du_{\perp}}{d\theta} = 0$$

şartından bulunabilir.

$$\cos\theta_{\text{mak}} = \frac{v}{c}; u_{\perp \text{mak}} = \frac{v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

olarak bulunur. Görüldüğü gibi  $v \rightarrow c$  durumunda görsel hız  $c$  ışık hızından çok daha büyük olabilir.

10. a)  $K_1$  ve  $K_2$  parçacıkların son kinetik enerjisi olmak üzere, enerji korunumu yasasından

$$K = K_1 + K_2$$

$p_1$  ve  $p_2$  parçacıkların son momentumları olmak üzere, momentum korunumu yasasından

$$\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$$

$$p_2^2 = p^2 - 2pp_1 \cos\theta + p_1^2$$

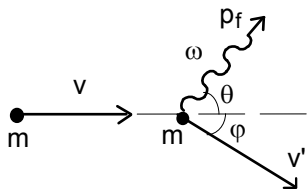
ve

$$p^2 c^2 = (K + m_0 c^2)^2 - m_0^2 c^4$$

formülünden momentumlar çekilip yukarıdaki denkleme konulursa, enerji korunumu yasasını kullanarak

$$K_1 = \frac{K \cos^2 \theta}{1 + \frac{K}{2m_0 c^2} \sin^2 \theta}$$

olarak bulunur.



b) Enerji korunumu yasasından

$$\frac{mv^2}{2} + U = \frac{mv'^2}{2} + U' + \hbar\omega_0$$

momentum korunumu yasasından

$$mv = mv' \cos\varphi + p_f \cos\theta; p_f = \frac{\hbar\omega_0}{c}$$

$$0 = mv' \sin\varphi - p_f \sin\theta$$

yazabiliriz. Momentum korunumu yasası denkleminde her iki tarafın karesini alarak ve toplayarak

$$\frac{mv^2}{2} + \frac{\hbar^2 \omega_0^2}{2mc^2} - \frac{v\hbar\omega_0 \cos\theta}{c} = \frac{mv'^2}{2}$$

elde edilir. İki yasadaki atomun iç enerji değişimi

$$U - U' = \hbar\omega_0 \left( 1 - \frac{v \cos\theta}{c} \right) + \frac{\hbar^2 \omega_0^2}{2mc^2}$$

olarak bulunur. Optik fotonlar  $\frac{\hbar^2 \omega_0^2}{2mc^2} \ll 1$  olduğu için

$$U - U' = \hbar\omega = \hbar\omega_0 \left( 1 - \frac{v \cos\theta}{c} \right); \omega = \omega_0 \left( 1 - \frac{v \cos\theta}{c} \right)$$

olarak bulunur. Rölativistik yaklaşımda enerji korunumu yasasından

$$W = W' + \hbar\omega_0$$

$$\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{m_0' c^2}{\sqrt{1 - \beta'^2}} + \hbar\omega_0; \beta = \frac{v}{c}; \beta' = \frac{v'}{c}$$

momentum korunumu yasasından

$$\vec{p} = \vec{p}' + \vec{p}_f; \frac{m_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{m_0' v'}{\sqrt{1-\beta'^2}} \cos\phi + p_f \cos\theta; 0 = \frac{m_0' v'}{\sqrt{1-\beta'^2}} \sin\phi - p_f \sin\theta$$

yazabiliriz. Şimdi

$$W^2 - p^2 c^2 = \text{sabit}$$

İfadenin sabit, değişmeyen bir özellik olduğundan faydalanabiliriz.

$$W^2 - p^2 c^2 = W_0^2$$

$$W'^2 - p'^2 c^2 = W_0'^2$$

$$W = W - \hbar\omega_0$$

$$p'^2 = p^2 + \frac{\hbar^2 \omega_0^2}{c^2} - \frac{2\hbar\omega_0 p \cos\theta}{c}; p = \frac{Wv}{c^2} = \frac{W\beta}{c}$$

Buradan

$$W_0^2 - W_0'^2 = 2W\hbar\omega_0(1 - \beta \cos\theta)$$

$$W_0 - W_0' = \hbar\omega = \frac{2W\hbar\omega_0(1 - \beta \cos\theta)}{W_0 + W_0'} = \frac{2W_0\hbar\omega_0(1 - \beta \cos\theta)}{(W_0 + W_0')\sqrt{1-\beta^2}} \approx \frac{\hbar\omega_0(1 - \beta \cos\theta)}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

$$\omega = \frac{\omega_0(1 - \beta \cos\theta)}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

olarak bulunur.